

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.26

РАССЕЯНИЕ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ
МОНОПОЛЬНО-ДИПОЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

© 2007 г. А. Д. Лапин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: mironov@akin.ru

Поступила в редакцию 30.11.05 г.

Рассмотрена задача о рассеянии рэлеевской волны цепочкой одинаковых близко расположенных друг от друга монопольно-дипольных резонаторов с трением. Определены значения параметров резонаторов, обеспечивающих непропускание рэлеевской волны. Сформулированы условия, при выполнении которых дипольные резонаторы значительно эффективнее отражают рэлеевскую волну, чем монопольные резонаторы.

PACS: 43.20.Gp, 43.35.Pt

Простейшим резонатором для рэлеевской волны является пружина с грузом. Такой резонатор, расположенный перпендикулярно границе звукопровода и присоединенный к нему пружиной, является резонатором монопольного типа, он реагирует на смещение границы звукопровода. В работах [1–4] была решена двумерная задача о рассеянии рэлеевской волны монопольным резонатором и было показано, что на резонансной частоте модуль коэффициента отражения может достигать значения ~ 0.5 . Представляет интерес исследовать закономерности рассеяния рэлеевской волны монопольно-дипольными резонаторами. Простейшим таким резонатором является конструкция из двух пружин с грузами, присоединенных общим жестким (неизгибающимся) стерженьком к звукопроводу, по которому бежит рэлеевская волна. Одна из этих пружин расположена перпендикулярно границе звукопровода и является монопольным резонатором, реагирующим на смещение границы звукопровода, другая пружина с грузом ориентирована по направлению распространения рэлеевской волны и является дипольным резонатором, реагирующим на наклон (производную смещения) границы звукопровода [5]. Ниже решена задача о рассеянии рэлеевской волны цепочкой одинаковых близко расположенных друг от друга монопольно-дипольных резонаторов с трением. Показано, что дипольные резонаторы значительно эффективнее отражают рэлеевскую волну, чем монопольные резонаторы. Определены значения параметров резонаторов, обеспечивающих непропускание рэлеевской волны.

Рассмотрим однородное твердое полупространство $z > 0$ со свободной поверхностью $z = 0$.

К ней на оси y присоединены одинаковые близко расположенные друг от друга монопольно-дипольные резонаторы. “Размажем” эти резонаторы по оси y и будем характеризовать резонансную систему параметрами, отнесенными к единице длины по оси y . На рис. 1 дано сечение твердого полупространства с резонаторами плоскостью xz , на нем изображено: 1 – вертикальная пружина с погонным коэффициентом упругости $k_1(1 - i\varepsilon_1)$, 2 – горизонтальная пружина с погонным коэффициентом упругости $k_2(1 - i\varepsilon_2)$, ε_1 и ε_2 – погонные коэффициенты диссипации, m_1 и m_2 – погонные массы монопольного и дипольного резонаторов, 3 – жесткий соединительный стержень длины L и толщины $2a$, 4 – твердое полупространство. Поле в твердой среде будем характеризовать скалярным и векторным потенциалами φ и ψ [6]. В двумерной задаче, когда движение не

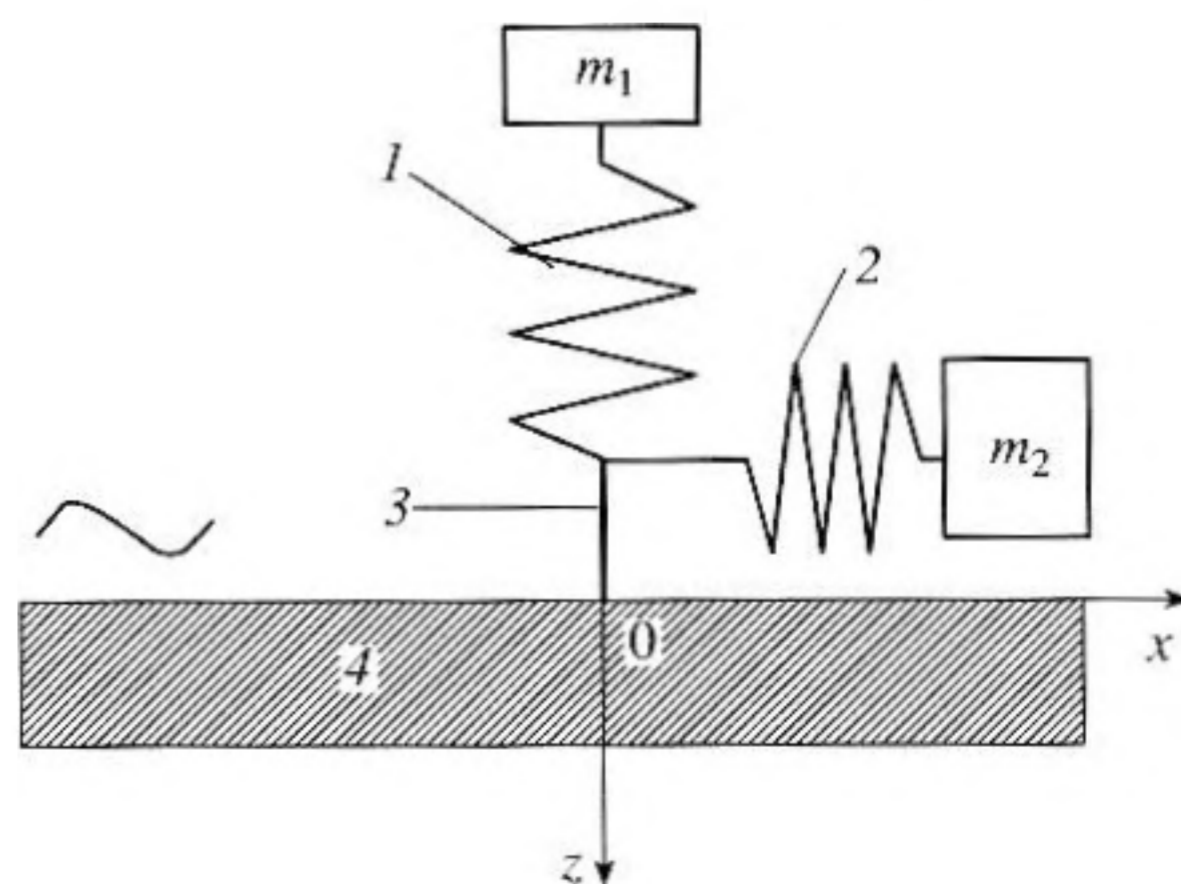


Рис. 1. Монопольно-дипольный резонатор для рэлеевской волны.

зависит от координаты y , y векторного потенциала будет отлична от нуля только компонента по оси y ; эту компоненту обозначим просто через ψ . Пусть на резонаторы падает гармоническая поверхностная рэлеевская волна с потенциалами

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= A \exp[-q_0 z + i(\xi_0 x - \omega t)], \\ \psi_0 &= -iA \frac{2\xi_0 q_0}{(\xi_0^2 + s_0^2)} \exp[-s_0 z + i(\xi_0 x - \omega t)],\end{aligned}\quad (1)$$

где ξ_0 – корень уравнения Рэлея

$$D(\xi) \equiv 4\xi^2 q s - (\xi^2 + s^2) = 0, \quad (2)$$

$q = \sqrt{\xi^2 - k_l^2}$, $\text{Re} q \geq 0$, $\text{Im} q \leq 0$, $s = \sqrt{\xi^2 - k_t^2}$, $\text{Re} s \geq 0$, $\text{Im} s \leq 0$, q_0 и s_0 – значения величин q и s при $\xi = \xi_0$, $k_l = \omega/c_l$, $k_t = \omega/c_t$, c_l и c_t – скорости продольной и поперечной волн, ω – круговая частота. Под действием волны (φ_0, ψ_0) резонаторы колеблются и создают в твердом полупространстве рассеянное поле (φ, ψ) , полное поле равно $\{(\varphi + \varphi_0), (\psi + \psi_0)\}$.

Обозначим через $u_1(t)$ – смещение груза m_1 по оси z от положения равновесия и через $u_2(t)$ – смещение груза m_2 по оси x от положения равновесия. Уравнения движения грузов имеют вид

$$m_1 \ddot{u}_1(t) = -F(t), \quad m_2 \ddot{u}_2(t) = -f(t), \quad (3)$$

где силы $F(t)$ и $f(t)$ определяются по формулам

$$\begin{aligned}F(t) &= \kappa_1(1 - i\varepsilon_1)[u_1(t) - \tilde{W}(t)], \\ f(t) &= \kappa_2(1 - i\varepsilon_2)\left[u_2(t) - L \frac{\partial \tilde{W}(t)}{\partial x}\right],\end{aligned}\quad (4)$$

$W(x, z, t)$ – смещение частиц среды по оси z в полном поле $\{(\varphi + \varphi_0), (\psi + \psi_0)\}$, $\tilde{W}(t) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a W(x, 0,$

$t) dx$ и $\frac{\partial \tilde{W}(t)}{\partial x} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \frac{\partial W(x, 0, t)}{\partial x} dx$ – усредненные

смещение и наклон границы на площадке соединения жесткого стержня и твердого полупространства ($z = 0$, $|x| < a \ll 1/k_t$). На верхний конец стержня действует по оси z сила $F(t)$ и по оси x сила $f(t)$. Сила $F(t)$ равномерно распределяется по площадке $|x| < a$ границы, сила $f(t)$ создает изгибающий момент $M(t) = Lf(t)$ на этой площадке. При гармонической падающей волне (1) нормальную силу и изгибающий момент можно представить в виде $F(t) = F_0 \exp(-i\omega t)$, $M(t) = M_0 \exp(-i\omega t)$, где F_0 и M_0 – соответственно комплексные амплитуды силы и момента.

Рассеянное поле в твердой среде удовлетворяет уравнениям $\Delta \varphi + k_l^2 \varphi = 0$, $\Delta \psi + k_t^2 \psi = 0$ и граничным условиям $\{\sigma_{zz}\}_{z=0} = -p(x)F(t) - p_2(x)M(t)$,

$\{\sigma_{zx}\}_{z=0} = 0$, где σ_{ik} – компоненты тензора напряжений, $p_1(x) = \frac{1}{2a}$, $p_2(x) = \frac{3x}{2a^3}$, $|x| < a$; $\int_{-a}^a x p_2(x) dx = 1$; $p_1(x) = p_2(x) = 0$, $|x| > a$. Его получим методом Фурье [7, 8]. Оно равно сумме рассеянных полей, создаваемых монополями и диполями резонаторами $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, $\psi = \psi_1 + \psi_2$, где

$$\varphi_1 = \frac{F(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi) \frac{(\xi^2 + s^2)}{D(\xi)} \exp(-qz + i\xi x) dx, \quad (5)$$

$$\psi_1 = -i2 \frac{F(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi) \frac{\xi q}{D(\xi)} \exp(-sz + i\xi x) d\xi,$$

$$\varphi_2 = \frac{M(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\xi) \frac{(\xi^2 + s^2)}{D(\xi)} \exp(-qz + i\xi x) dx, \quad (6)$$

$$\psi_2 = -i2 \frac{M(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\xi) \frac{\xi q}{D(\xi)} \exp(-sz + i\xi x) d\xi,$$

ρ – плотность среды. Величины $g_1(\xi)$ и $g_2(\xi)$ определяются по формулам

$$g_1(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a p_1(x) \exp(-i\xi x) dx = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\xi a)}{(\xi a)},$$

$$\begin{aligned}g_2(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a p_2(x) \exp(-i\xi x) dx = \\ &= \frac{3}{2\pi(\xi a)^2} \left[\cos(\xi a) - \frac{\sin(\xi a)}{(\xi a)} \right],\end{aligned}$$

При $(\xi a) \ll 1$ имеем приближенно $g_1(\xi) = \frac{1}{2\pi}$,

$$g_2(\xi) = \frac{(-i\xi)}{2\pi}.$$

Смещения по оси z при $z = 0$ в полях (φ_0, ψ_0) , (φ_1, ψ_1) , (φ_2, ψ_2) получим по формулам

$$w_0(x, 0, t) = B \exp[i(\xi_0 x - \omega t)],$$

$$B = k_t^2 q_0 A / (\xi_0^2 + s_0^2),$$

$$w_1(x, 0, t) = \frac{k_t^2 F(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi) \frac{q}{D(\xi)} \exp(i\xi x) d\xi,$$

$$w_2(x, 0, t) = \frac{k_t^2 M(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\xi) \frac{q}{D(\xi)} \exp(i\xi x) d\xi.$$

Смещение по оси z при $z = 0$ в полном поле ($\varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2, \psi_0 + \psi_1 + \psi_2$) равно $W(x, 0, t) = w_0(x, 0, t) + w_1(x, 0, t) + w_2(x, 0, t)$. Усредненные по площадке $|x| < a$ смещения и их производные равны

$$\tilde{w}_0 = B \exp(-i\omega t), \quad \frac{\partial \tilde{w}_0}{\partial x} = i\xi_0 B \exp(-i\omega t),$$

$$\tilde{w}_1 = 2\pi \frac{k_t^2 F(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_1^2(\xi) \frac{q}{D(\xi)} d\xi,$$

$$\frac{\partial \tilde{w}_1}{\partial x} = 0, \quad \tilde{w}_2 = 0,$$

$$\frac{\partial \tilde{w}_2}{\partial x} = i2\pi \frac{k_t^2 M(t)}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi) g_2(\xi) \frac{\xi q}{D(\xi)} d\xi,$$

$$\tilde{W} = \tilde{w}_0 + \tilde{w}_1, \quad \frac{\partial \tilde{W}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{w}_0}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}_2}{\partial x}.$$

Амплитуды F_0 и M_0 подберем таким образом, чтобы удовлетворялись соотношения (4). Согласно уравнениям (3) смещения грузов будут

$$u_1(t) = \frac{F(t)}{m_1 \omega^2}, \quad u_2(t) = \frac{M(t)}{L m_2 \omega^2}.$$

Подставляя величины $\tilde{W}, \frac{\partial \tilde{W}}{\partial x}, u_1(t), u_2(t)$ в соотношения (4), получим искомые амплитуды силы и момента

$$F_0 = i\omega B / (Y_{10} + Y_{11}), \quad M_0 = -\omega \xi_0 B / (Z_{20} + Z_{22}), \quad (7)$$

где обозначено

$$Y_{10} = i \left[\frac{1}{\omega m_1} - \frac{\omega}{\kappa_1 (1 - i\varepsilon_1)} \right],$$

$$Y_{20} = L^2 Z_{20} = i \left[\frac{1}{\omega m_2} - \frac{\omega}{\kappa_2 (1 - i\varepsilon_2)} \right],$$

$$Y_{11} = -i\omega \tilde{w}_1 / F(t) = -i2\pi \frac{k_t^3}{\rho c_t} \int_{-\infty}^{\infty} g_1^2(\xi) \frac{q}{D(\xi)} d\xi,$$

$$Z_{22} = -i\omega \frac{\partial \tilde{w}_2}{\partial x} / M(t) = 2\pi \frac{k_t^3}{\rho c_t} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi) g_2(\xi) \frac{\xi q}{D(\xi)} d\xi,$$

Y_{10} и Y_{20} – проводимости монополюного и дипольного резонаторов. При $k_t a \ll 1$ вещественные компоненты величин Y_{11} и Z_{22} практически не зависят от толщины жесткого соединительного стерженька, мнимые компоненты этих величин существенно зависят от его толщины.

Рассеянные поля монополюного и дипольного типов получим соответственно по формулам (5) и (6) при подстановке амплитуд F_0 и M_0 в них, эти

поля ортогональны. Резонанс монополюного рассеяния происходит при частоте ω_1 , являющейся решением уравнения $\text{Im}(Y_{10} + Y_{11}) = 0$. Резонанс дипольного рассеяния наступает при частоте ω_2 , удовлетворяющей уравнению $\text{Im}(Z_{20} + Z_{22}) = 0$. Величины $\text{Re} Y_{11}$ и $\text{Re} Z_{22}$ характеризуют средние за период мощности рассеянных монополюного и дипольного полей. При $k_t a \ll 1$ эти величины равны приближенно $\text{Re} Y_{11} = Y_v + Y_R, \text{Re} Z_{22} = Z_v + Z_R$, где

$$Y_v = \text{Re} \left\{ -\frac{ik_t^3}{2\pi \rho c_t} \int_{-k_t}^{k_t} \frac{q}{D(\xi)} d\xi \right\} > 0,$$

$$Y_R = \frac{k_t^3 q_0}{\rho c_t D'(\xi_0)} > 0,$$

$$Z_v = \text{Re} \left\{ -\frac{ik_t^3}{2\pi \rho c_t} \int_{-k_t}^{k_t} \frac{\xi^2 q}{D(\xi)} d\xi \right\} > 0,$$

$$Z_R = \frac{k_t^3 \xi_0^2 q_0}{\rho c_t D'(\xi_0)} > 0.$$

Мощности, уносимые объемными и рэлеевскими волнами монополюного и дипольного полей, получим по формулам

$$Q_{1v} = \frac{1}{2} Y_v |F_0|^2, \quad Q_{1R} = \frac{1}{2} Y_R |F_0|^2,$$

$$Q_{2v} = \frac{1}{2} Z_v |M_0|^2, \quad Q_{2R} = \frac{1}{2} Z_R |M_0|^2.$$

Мощности, поглощаемые монополюным и дипольным резонаторами, соответственно равны $Q_{1d} = \frac{1}{2} Y_d |F_0|^2, Q_{2d} = \frac{1}{2} Z_d |M_0|^2$, где $Y_d = \text{Re} Y_{10}, Z_d = \text{Re} Z_{20}$.

В формулах (5) и (6) интегралы вычислим методом перевала. Интегралы по перевальному пути дают объемные цилиндрические волны, вычеты в полюсах $\xi = \xi_0$ и $\xi = -\xi_0$, где ξ_0 – корень уравнения $D(\xi) = 0$, дают рэлеевские волны, бегущие соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси x . Скалярный потенциал рэлеевских волн в полном поле получим по формуле

$$\{\varphi_0 + (\varphi_1 + \varphi_2)_R\} = A \left\{ \exp(i\xi_0 x) - \left[\frac{Y_R}{(Y_{10} + Y_{11})} + \text{sign} x \frac{Z_R}{(Z_{20} + Z_{22})} \right] \exp(-i\xi_0 |x|) \right\} \exp(-q_0 z - i\omega t),$$

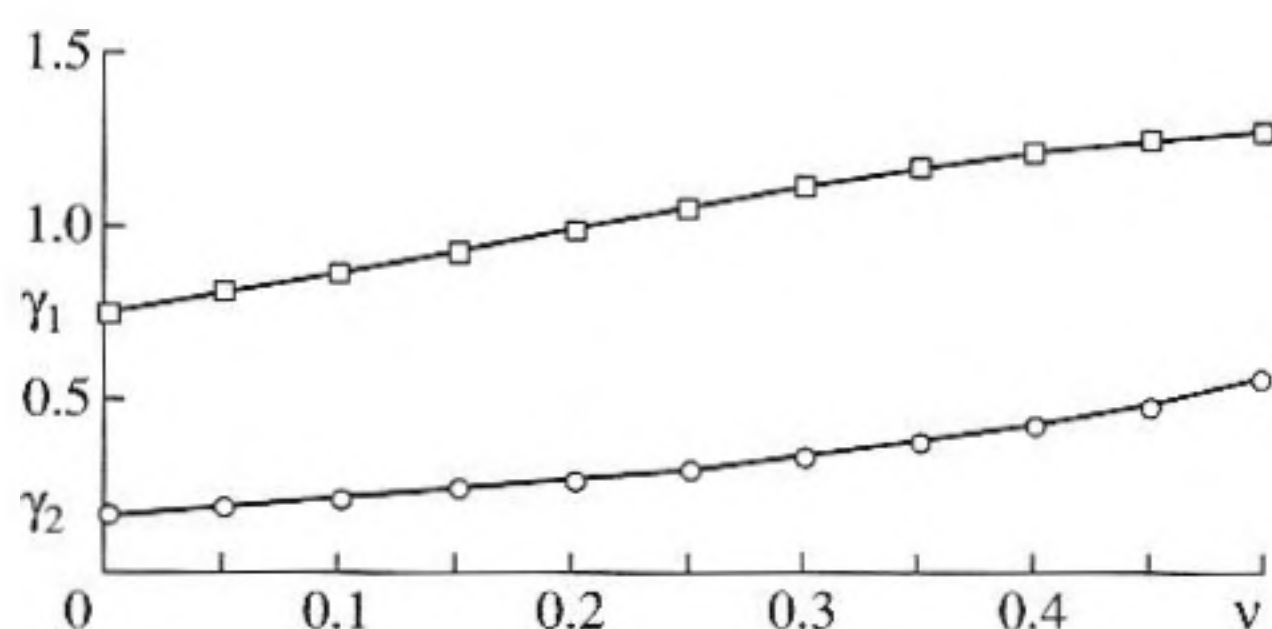


Рис. 2. Зависимости γ_1 (\square) и γ_2 (\circ) от коэффициента Пуассона ν .

где $|x| > a$, $\text{sign } x = +1$ при $x > 0$, $\text{sign } x = -1$ при $x < 0$. Коэффициенты отражения и прохождения рэлеевской волны соответственно равны

$$V(\omega) = -\left[\frac{Y_R}{(Y_{10} + Y_{11})} - \frac{Z_R}{(Z_{20} + Z_{22})} \right], \quad (8)$$

$$T(\omega) = 1 - \left[\frac{Y_R}{(Y_{10} + Y_{11})} + \frac{Z_R}{(Z_{20} + Z_{22})} \right].$$

Для монопольных ($m_2 = 0$) и дипольных ($m_1 = 0$) резонаторов эти коэффициенты получим по формулам

$$V_1(\omega) = -\frac{Y_R}{(Y_{10} + Y_{11})} < 0, \quad (9)$$

$$T_1(\omega) = 1 + V_1(\omega) = 1 - \frac{Y_R}{(Y_{10} + Y_{11})}.$$

$$V_2(\omega) = \frac{Z_R}{(Z_{20} + Z_{22})} > 0, \quad (10)$$

$$T(\omega) = 1 - V_2(\omega) = 1 - \frac{Z_R}{(Z_{20} + Z_{22})}.$$

Для монопольно-дипольных резонаторов коэффициенты отражения и прохождения (8) можно представить в виде $V(\omega) = V_1(\omega) + V_2(\omega)$, $T(\omega) = 1 + V_1(\omega) - V_2(\omega)$. На резонансных частотах формулы (9) и (10) можно преобразовать к виду

$$V_1(\omega_1) = -[1 + (Y_d + Y_v)/Y_R]^{-1} =$$

$$= -[1 + (Q_{1d} + Q_{1v})/Q_{1R}]^{-1} < 0,$$

$$T_1(\omega_1) = 1 + V_1(\omega_1),$$

$$V_2(\omega_2) = -[1 + (Z_d + Z_v)/Z_R]^{-1} =$$

$$= -[1 + (Q_{2d} + Q_{2v})/Q_{2R}]^{-1} > 0,$$

$$T_2(\omega_2) = 1 + V_2(\omega_2).$$

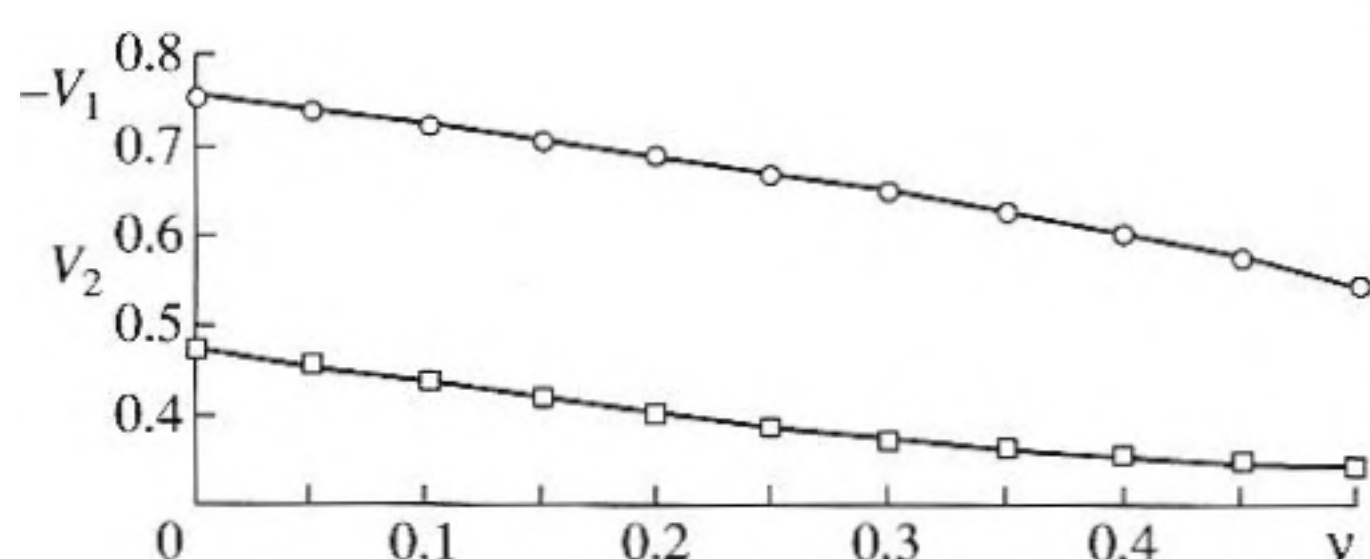


Рис. 3. Зависимости $-V_1(\omega_1)$ (\square) и $V_2(\omega_2)$ (\circ) от коэффициента Пуассона ν для резонаторов без диссипативных потерь.

При $\omega = \omega_1 = \omega_2$ коэффициенты V и T равны соответственно $[V_1(\omega_1) + V_2(\omega_2)]$ и $[1 + V_1(\omega_1) - V_2(\omega_2)]$.

Величины $\gamma_1 = Y_v/Y_R = Q_{1v}/Q_{1R}$ и $\gamma_2 = Z_v/Z_R = Q_{2v}/Q_{2R}$ зависят только от коэффициента Пуассона ν , эти зависимости даны на рис. 2. Они дают отношение мощностей, уносимых рассеянными объемными и рэлеевскими волнами. Для дипольных резонаторов это отношение существенно меньше, чем для монопольных резонаторов. По этой причине дипольные резонаторы значительно эффективнее отражают рэлеевскую волну, чем монопольные резонаторы. На рис. 3 даны зависимости $-V_1(\omega_1)$ и $V_2(\omega_2)$ от коэффициента Пуассона ν для резонаторов без диссипативных потерь ($Y_d = Z_d = 0$). На резонансной частоте коэффициент V_2 значительно превосходит ($-V_1$) при любом ν , $V_2 > 0.8$ при $\nu < 0.17$. Для резонаторов без диссипативных потерь разность коэффициентов отражения V_2 и V_1 всегда больше единицы, трение в резонаторах уменьшает эту разность. При выполнении соотношения $(\gamma_1 + Y_d/Y_R)(\gamma_2 + Z_d/Z_R) = 1$ имеем $(V_2 - V_1) = 1$ и коэффициент прохождения $T = 1 + V_1 - V_2$ обращается в нуль, резонаторы не пропускают падающую рэлеевскую волну.

Пусть $(\gamma_1 + Y_d/Y_R) = (\gamma_2 + Z_d/Z_R) = 1$. Тогда $V_2 = -V_1 = 0.5$ и коэффициенты V и T одновременно обращаются в нуль. Резонаторы не отражают и не пропускают падающую рэлеевскую волну. Энергия этой волны частично уносится рассеянными объемными волнами и частично переходит в тепло. Согласно графикам, приведенным на рис. 3, это можно реализовать только при $\nu < 0.2$.

Потенциалы рассеянных объемных цилиндрических волн от монопольных и дипольных резонаторов представим в полярных координатах (r, θ) , $r = \sqrt{x^2 + z^2}$, $x = r \cos \theta$, $z = r \sin \theta$. При $k_1 r \gg 1$ получим следующие выражения

$$\begin{aligned} \varphi_{1v}(r, \theta, t) &= \frac{(Z_{20} + Z_{22})\varphi_{2v}(r, \theta, t)}{(Y_{10} + Y_{11}) k_l \xi_0 \cos \theta} = \\ &= \frac{\sqrt{ik_l} B}{\sqrt{2\pi\omega\rho}(Y_{10} + Y_{11})} \left\{ \frac{[1 - 2(c_t \cos \theta / c_l)^2]}{D(k_l \cos \theta)} k_l^4 \sin \theta \right\} \times \\ &\quad \times \frac{1}{r} \exp[i(k_l r - \omega t)], \\ \psi_{1v}(r, \theta, t) &= \frac{(Z_{20} + Z_{22})\psi_{2v}(r, \theta, t)}{(Y_{10} + Y_{11}) k_l \xi_0 \cos \theta} = \\ &= \frac{\sqrt{ik_l} B}{\sqrt{2\pi\omega\rho}(Y_{10} + Y_{11})} \left\{ \frac{\sqrt{(c_t/c_l)^2 - \cos^2 \theta}}{D(k_l \cos \theta)} k_l^4 \sin(2\theta) \right\} \times \\ &\quad \times \frac{1}{r} \exp[i(k_l r - \omega t)]. \end{aligned}$$

В этих формулах выражения в фигурных скобках характеризуют угловую зависимость полей φ_{1v} и ψ_{1v} , модули этих выражений дают диаграммы направленности объемных продольной и поперечной цилиндрических волн от монополярных резонаторов. Модули этих выражений, умноженные на $|\cos \theta|$, дают диаграммы направленности объемных продольной и поперечной цилиндрических волн от дипольных резонаторов.

При расчете дипольного поля (φ_2, ψ_2) было учтено действие только момента $M(t) = Lf(t)$ тангенциальной силы $f(t)$. Сформулируем условия, при выполнении которых поле, создаваемое тангенциальной силой $f(t)$, мало по сравнению с полем, создаваемым моментом этой силы. Согласно [9], амплитуды смещений частиц по осям x и z в рэлеевских волнах, возбуждаемых одинаковыми тангенциальной (=) и нормальной (\perp) силами, удовлетворяет соотношениям $|W_{z0}^{(=)} / W_{z0}^{(\perp)}| = |W_{x0}^{(\perp)} / W_{z0}^{(\perp)}| = |W_{x0}^{(=)} / W_{z0}^{(=)}| \sim 0.6$. Отношение амплитуд смещений в рэлеевских волнах, возбуждаемых моментом $M(t) = Lf(t)$ и нормальной силой $f(t)$, равно $|W_{z0}^{(M)} / W_{z0}^{(\perp)}| = \xi_0 L$. Следовательно, $|W_{z0}^{(=)} / W_{z0}^{(M)}| = 1/(\xi_0 L) |W_{z0}^{(=)} / W_{z0}^{(\perp)}| \sim 0.6/(\xi_0 L)$. При выполнении соотношения $0.6/(\xi_0 L) \ll 1$, т.е. при

$L \gg 0.1\lambda_R$, поле тангенциальной силы мало по сравнению с полем момента этой силы и им можно пренебречь.

Вопрос о преобразовании и поглощении упругих волн в твердом теле при отражении от нагрузки импедансного типа был исследован в работах [10–12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плесский В.П., Симонян А.В. Отражение волн Рэлея от резонирующего элемента // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 1. С. 162–166.
2. Плесский В.П., Симонян А.В. Рассеяние волн Рэлея на резонирующем элементе // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 747–752.
3. Плесский В.П., Симонян А.В. Сильное отражение и рассеяние волны Рэлея на резонаторе // Журн. техн. физики. 1991. Т. 61. № 10. С. 190–193.
4. Плесский В.П., Симонян А.В. Отражение волн Рэлея от резонатора // Письма в Журн. техн. физики. 1990. Т. 16. № 15. С. 4–7.
5. Лапин А.Д. Резонатор монополярно-дипольного типа для изгибных волн в стержне // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 90–93.
6. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
7. Miller G.F., Pursey H. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1954. V. 223. № 1155. P. 521–541.
8. Miller G.F., Pursey H. On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite solid // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1955. V. 223. № 1192. P. 55–69.
9. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
10. Вовк А.Е., Тютюкин В.В. Особенности преобразования упругих волн в твердом теле при отражении от нагрузки импедансного типа // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 46–56.
11. Тютюкин В.В. Отражение сдвиговых волн от импедансной границы // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 1. С. 110–116.
12. Тютюкин В.В. Моделирование и синтез поглотителей упругих волн на границе твердого тела: падение продольной волны // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 534–540.

Scattering of a Rayleigh Wave by Monopole–Dipole Resonators

A. D. Lapin

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia
e-mail: mironov@akin.ru

Abstract—The problem of scattering of a Rayleigh wave by a chain of identical closely spaced monopole–dipole resonators with friction is considered. The values of resonator parameters that provide the rejection of the Rayleigh wave are found. The conditions under which the Rayleigh wave is much more efficiently reflected by the dipole resonators than by the monopole ones are determined.