Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.

01; 08

ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН РЭЛЕЯ ОТ РЕЗОНАТОРА

В.П. Плесский, А.В. Симонян

В данной работе мы покажем, что сильное широкополосное отражение поверхностной акустической волны (ПАВ) Рэлея от единичного локального элемента можно реализовать, если этот элемент является резонатором, т.е. имеет собственные моды колебаний, возбуждаемые падающей волной. На практике такие „акустические поверхностные состояния" могут возникать, как было недавно показано А.А. Марадудиным [1], если на поверхности звукопровода имеется выступ с размерами, соизмеримыми с длиной волны. В работе японских авторов [2] предлагается использовать отражательные элементы с внутренними степенями свободы (рис. 1, а). В таких элементах, по мнению авторов, особенно сильны „эффекты накопления энергии" [3], что приводит к более эффективному отражению волны. Экспериментально получен коэффициент отражения от одного элемента ~ 0.1.

Мы рассмотрим отражение ПАВ Рэлея, распространяющейся по поверхности изотропного звукопровода, от простейшего единичного отражателя, имеющего собственную резонансную частоту (рис. 1, б). Примем простейшую модель резонатора – грузик массы m (г/см) на пружинке с жесткостью k (тоже в расчете на единицу длины отражателя по оси OZ). Будем считать, что собственная частота резонатора ω_0 сравнима с частотой ω рассеиваемых волн. Будем считать, что пружинка реагирует только на вертикальные смещения поверхности звукопровода в точке $x=0$, а давление, создаваемое пружинкой на поверхность звукопровода, приложено равномерно на узкую полоску $|x| \leqslant a$, где $a \ll \lambda/2$. Колебания резонатора в нашей модели описываются уравнением $m\ddot{y}=-k(y-u)$, где y – смещение грузика, u – вертикальное смещение поверхности звукопровода в точке $x=0$ $(u=u_0 \cdot e^{-i\omega t})$. Решая это уравнение, находим, что сила F, действующая со стороны резонатора на звукопровод, равна $F=k\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2} \cdot u_0 \cdot e^{-i\omega t}$. Движение изотропной упругой среды будем описывать, вводя скалярный φ и векторный $\vec{\psi}$ потенциалы, т.е. полагая смещение u равным $u=\operatorname{grad}\varphi+\operatorname{rot}\vec{\psi}$, где потенциалы удовлетворяют уравнениям $\Delta\varphi+K_l^2\varphi=0$, $\Delta\vec{\psi}+k_t^2\vec{\psi}=0$ $(k_l^2=\omega^2\rho/(\lambda+2\mu)$, $k_t^2=\omega^2\rho/\mu$ – волновые числа объемных продольной и поперечной волн, ρ – плотность тела, λ и μ – константы упругости). Решения уравнений движения запишем в виде

$$\varphi=\varphi_0 e^{p_0 y+iq_0 x}+\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(q)e^{py+iqx}dq, \tag{1}$$

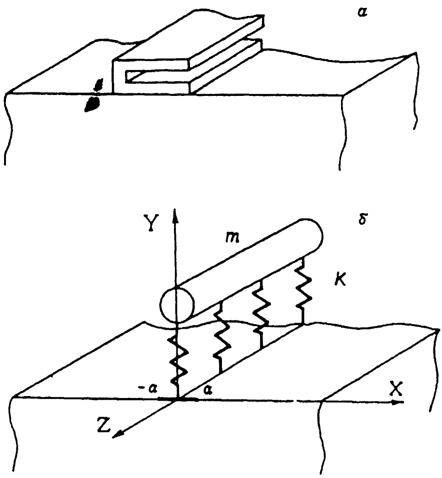

Рис. 1.

$$\psi = \psi_0 e^{s_0 y + i q_0 x} + \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(q) e^{s y + i q x} dq. \qquad (2)$$

(Для плоского движения $\vec{\psi}=(0,\ 0,\ \psi\ )$). Здесь φ_0 и ψ_0 – парциальные амплитуды волны Рэлея, падающей на резонатор, $p = \sqrt{q^2-k_l^2}$, $s=\sqrt{q^2-k_t^2}$; те же величины с индексом „0" удовлетворяют уравнению Рэлея $4\,q_0^2 p_0 s_0=(q_0^2+s_0^2)^2$. Амплитуды $\varphi(q)$ и $\Psi(q)$ рассеянных волн подлежат определению. При интегрировании в (1) и (2) осуществляется такой выбор ветвей неоднозначных функций p и s и контура интегрирования, который обеспечивает спадание колебаний в глубь звукопровода (или излучение волн от резонатора в глубь звукопровода). Резонатор и звукопровод взаимодействуют через границу в точке x=0. Будем считать, что горизонтальных напряжений резонатор не создает, т.е. σ=0 при y=0 для всех x . Из этого условия следует, что $\Psi(q)=-\dfrac{2iqp}{q^2+s^2}\cdot\varphi(q)$, причем это же соотношение справедливо и для величин с индексом „0", описывающих падающую волну Рэлея. Нормальные напряжения

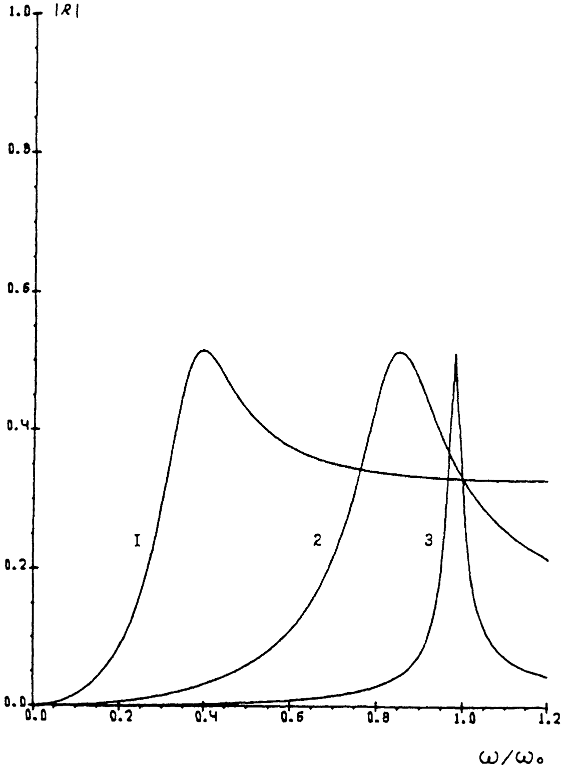

Рис. 2. Частотная зависимость $|R|$ при $a=\lambda_0/16$. 1 - $\mathcal{E}_0=10$; 2 - $\mathcal{E}_0=1$; 3 - $\mathcal{E}_0=0.1$.

в области $|x|<a$ определяются через силу F, создаваемую резонатором, уравнением $\sigma_{yy}|_{y=0}=F/2a$. Выражая по известным формулам величины, входящие в это уравнение, через потенциалы получим интегральное уравнение для нахождения амплитуд $\varphi(x)$ рассеянных волн. Его решение имеет вид

$$\varphi(x)=\varepsilon F(\omega)\cdot\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{k_t^2(q^2+s^2)}{D(q)}\cdot\Pi(q)\cdot e^{iqx}dq\,, \tag{3}$$

где введены обозначения $D(q)\equiv 4q^2ps-(q^2+s^2)^2$ – рэлеевский определитель, $\Pi(q)=\sin qa/(\pi q)$, $\varepsilon=\pi\frac{m}{\rho a\lambda}$ – параметр задачи.

Физический смысл ε вполне ясен – линейная масса m сравнивается с массой звукопровода под полосой $2a$ на глубине $\lambda/2\pi$.

В данной статье ограничимся отысканием коэффициента отражения волны Рэлея, для чего достаточно вычислить вычет в точке $q=-q_0$ в интеграле (3):

$$R=-2i\pi \frac{\varepsilon \cdot P_0 \cdot \Pi(-q_0)}{1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}-\varepsilon I} \cdot \frac{k_t^3}{D'_q\big|_{q=-q_0}}, \tag{4}$$

где $I=\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p\,k_t^3}{D(q)} \cdot \Pi(q)\,dq$. Величина I зависит от коэффициента Пуассона σ, ширины полоски a/λ_0 и относительной частоты падающей волны ω/ω_0 $(\lambda_0=2\pi v_R/\omega_0)$. Параметр ε также зависит от частоты: $\varepsilon=\varepsilon_0\,\omega/\omega_0$, где $\varepsilon_0=\pi\frac{m}{\rho a \lambda_0}$. Интеграл $I\left(a, \frac{\omega}{\omega_0}\right)$ находился численно. На рис. 2 показана частотная зависимость $R(\omega/\omega_0)$ для нескольких значений параметра ε_0. Интересно отметить, что резонансная частота меньше ω_0, т.е. часть звукопровода, к которой прикреплен резонатор, играет роль дополнительной пружины, как бы смягчающей пружины, как бы смягчающей жесткость пружины резонатора. Максимальное значение коэффициента отражения R_{max} достигается в точке резонанса и составляет $|R_{max}|\approx 0.5$ при коэффициенте Пуассона $\sigma=0.17$. При $\varepsilon_0 \gg 1$ эффективное отражение происходит в широкой полосе частот выше резонансной.

Таким образом, резонирующие отражательные элементы могут использоваться в качестве эффективных широкополосных зеркал для поверхностных акустических волн Рэлея.

Авторы благодарны Ю.В. Гуляеву и В.И. Григорьевскому за обсуждение работы и Е.А. Гаровой за помощь при проведении расчетов.

Список литературы

[1] Maradudin A.A., McGurn A.R. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 8732.

[2] Yamanouchi K., Meguro T. and Chen Z.H. Proc. // IEEE Ultrasonics Symp. 1987. P. 173-176.

[3] Li R.C.M., Melngailis J. // IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics. 1975. V. SU-22. N 3. P. 189-198.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 19 марта 1990 г.