последние полностью открыты и закрыты 83% времени одного цикла (время от начала одного открытия до начала последующего открытия), что весьма важно для повышения к. п. д. сирены [4]. Толщина лопастей ротора — 8 *мм*. Зазор между ротором и выхлопными отверстиями равен минимально 0,04 *мм* и регулируется гайкой *5* при помощи пружины *6*. Сжатый воздух подается через патрубки круглого сечения *7*, которые в конце переходят в четырехугольное сечение, по размерам совпадающее с сечением выхлопных отверстий. Резьба на патрубках обеспечивает возможность зазора между лопастями ротора и выходными сечениями патрубков, что позволяет довести до минимума вредные турбулентные течения в камере сирены. Приводной вал *8* соединяется с валом ротора эластичной муфтой *9*.

В гнезда выхлопных отверстий вставлены рупоры *10* катеноидальной формы [5], с критической частотой 50 *гц*, которые на расстоянии 3000 *мм* сливаются и образуют общее квадратное выходное отверстие. Полная длина рупора составляет 4200 *мм*, площадь выходного отверстия — 8,2 $м^2$. Рабочий диапазон частот сирены 60—300 *гц*, расход воздуха — 70 $м^3/мин$ при избыточном давлении 0,4 *атм*.

Максимальное звуковое давление у выхода рупора составляет $13{,}5 \cdot 10^3$ *бар* (0,22 $вт/см^2$), что соответствует общей выходной мощности $W = 18{,}2$ *квт* и к. п. д.$=$ $=40{,}9\%$. Расчетная звуковая мощность сирены — 22 *квт*. Полученная фактически звуковая мощность оказалась ниже расчетной потому, что турбокомпрессор не давал избыточного давления 0,4 *атм* и производительность его была меньше 70 $м^3/мин$.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Карновский. Теория и расчет сирен. Ж. техн. физ., 1945, 15, 6, 348—364.
2. М. И. Карновский. К расчету сирен. Изв. высш. учебн. завед., Киев, 1958, 1.
3. Е. П. Медников. Две конструкции экспериментальных звуковых сирен. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 59—63.
4. J. Chlark. A fifti horsepower siren. J. Acoust. Soc. America, 1946, 18, 2, 371—387.
5. Ф. Морз. Колебания и звук. М.— Л., ГИТТЛ, 1949.

Кабардино-Балкарское отделение Института прикладной геофизики АН СССР г. Нальчик

Поступило в редакцию 12 ноября 1960 г.

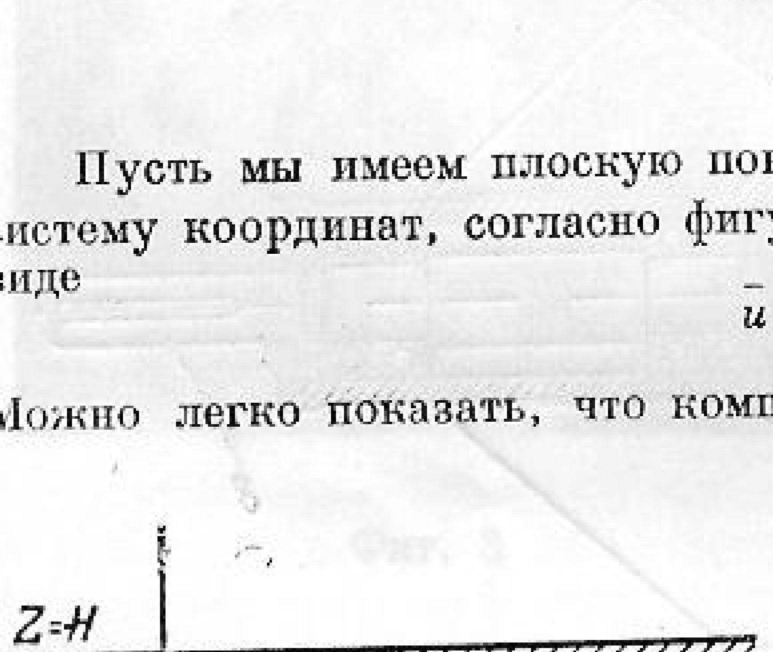
ЗАТУХАНИЕ ВОЛН РЭЛЕЯ В УПРУГОМ СЛОЕ, ЛЕЖАЩЕМ НА ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

И. Н. Егоров

Пусть мы имеем плоскую поверхностную волну, бегущую вдоль оси X. Выберем систему координат, согласно фигуре. Смещение $\bar{u}$ определяется через потенциалы в виде

$$\bar{u} = \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{rot} \psi.$$

Можно легко показать, что компоненты вектора смещения имеют вид: $u_x = \dfrac{\partial \varphi}{\partial x} + \dfrac{\partial \psi_y}{\partial z}$; $u_z = \dfrac{\partial \varphi}{\partial z} + \dfrac{\partial \psi_y}{\partial x}$. Будем искать решение для φ и ψ_y в случае рэлеевской плоской волны в виде



$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= (A_1 \operatorname{ch} m_1 z + B_1 \operatorname{sh} m_1 z)\, e^{i(kx - \omega t)} \\ \psi_{y_1} &= (c_1 \operatorname{ch} n_1 z + D_1 \operatorname{sh} n_1 z)\, e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned}\right\} \text{для слоя,}$$

$$\left.\begin{aligned} \varphi_2 &= A_2 e^{-m_2 z}\, e^{i(kx - \omega t)} \\ \psi_{y_2} &= c_2 e^{-n_2 z}\, e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned}\right\} \text{для полупространства.}$$

Если мы теперь подставим эти искомые функции в волновые уравнения $\ddot{\varphi} - c_l^2 \Delta \varphi = 0$; $\ddot{\psi} - c_t^2 \Delta \psi = 0$, то получим

$$\begin{array}{l|l} \dfrac{\omega^2}{c_{l_1}^2} - k^2 + m_1^2 = 0 & \dfrac{\omega^2}{c_{l_2}^2} - k^2 + m_2^2 = 0 \\[2ex] \dfrac{\omega^2}{c_{t_1}^2} - k^2 + n_1^2 = 0 & \dfrac{\omega^2}{c_{t_2}^2} - k^2 + n_2^2 = 0. \end{array}$$

Граничные условия задачи будут: при $z=-H$, $\sigma_{zx}=\sigma_{zz}=0$; при $z=0$, $\sigma_{zx_1}=\sigma_{zx_2}$; $u_{z_1}=u_{z_2}$; $\sigma_{zz_1}=\sigma_{zz_2}$, $u_{x_1}=u_{x_2}$.

Подставляя выражения для σ_{ik} и u_i в граничные условия, мы получим однородную систему шести уравнений с шестью неизвестными, для которого определитель Δ должен равен нулю.

Определитель Δ есть некоторая функция $\Delta = f(k, \omega, H, l_1, l_2, t_1, t_2) = 0$, где, ω — частота, H — толщина слоя, k — волновой вектор поверхностной волны, l_1, l_2, t_1 t_2 — волновые векторы продольных и поперечных волн соответственно для слоя и полупространства. При наличии затухания волн упругие характеристики сред, E — модуль упругости и μ — модуль сдвига, а следовательно, и c_t и c_l являются комплексными величинами. Их действительные части характеризуют упругие свойства средств, а мнимые части — коэффициент затухания.

Положим $\widetilde{k}=k_g+i\gamma$; $l_1=l_{g_1}+i\alpha_1$; $t_1=t_{g_1}+i\beta_1$; $l_2=l_{g_2}+i\alpha_2$; $t_2=t_{g_2}+i\beta_2$, где γ, α, β — коэффициенты затухания рэлеевских, продольных и поперечных волн. В случае малых затуханий $|\gamma| \lll |k_g|$; $|\alpha_1| \lll |l_{g_1}|$; $|\alpha_2| \lll |l_{g_2}|$; $|\beta_1| \lll |t_{g_1}|$; $|\beta_2| \lll |t_{g_2}|$, причем определитель Δ можно разложить в ряд Тейлора по γ, α_1, α_2, β_1, β_2 и ограничиться лишь двумя первыми членами разложения: $f(k, l_1, l_2, t_1, t_2) = f(k_g, l_g, l_{g_2}, t_{g_1}, t_{g_2}) + i(f_k'\gamma + f_{l_1}'\alpha_1 + f_{l_2}'\alpha_2 + f_{t_1}'\beta_1 + f_{t_2}'\beta_2) \ldots = 0$. Здесь $f_k' \equiv \partial f/\partial k$, причем производные взяты в точках, где γ, α_1, α_2, β_1, β_2 равны нулю.

Таким образом, $\Delta \equiv A + iB$, где $A = f(k_g, l_{g_1}, l_{g_2}, t_{g_1}, t_{g_2}) - 0(\gamma^2) + \ldots = 0$, $B = (f_k'\gamma + f_{l_1}'\alpha_1 + f_{l_2}'\alpha_2 + f_{t_1}'\beta_1 + f_{t_2}'\beta_2) - 0(\gamma^3) + \ldots = 0$ и $0(\gamma)$ — бесконечно малые величины, порядок которых не ниже второго. Для выполнения равенства $\Delta = 0$ необходимо удовлетворить условиям $A = 0$ и $B = 0$. Приравнивая B нулю, мы получаем $\gamma = \dfrac{f_{l_1}'\alpha_1 + f_{l_2}'\alpha_2 + f_{t_1}'\beta_1 + f_{t_2}'\beta_2}{-f_k'}$; при этом из условия $A = 0$ мы можем определить k_g, а следовательно, и скорость рэлеевских волн.

Определив частные производные, мы получили формулу для вычисления γ в явном виде. Эта формула вполне применима для вычисления значения коэффициента затухания; однако ввиду ее громоздкости мы не будем здесь ее приводить.

Если упругие модули и плотности среды и полупространства одинаковы, или пренебрежимо мало отличаются друг от друга, в то время как коэффициенты затухания существенно различны, как это имеет место для ряда поверхностно-упрочненных слоев [1], то формулу можно значительно упростить, так как в этом случае

$$f_{l_1}' = \frac{2a^2\omega^5}{m^2 u v^4} e^{nH} \operatorname{sh}(mH); \quad f_{l_2}' = \frac{a^2\omega^5}{m^2 u v^4} e^{(n-m)H},$$

$$f_{t_1}' = 4a\frac{\omega}{v}\left(a^2 + \frac{\omega^4}{c_p^4}\right) - 4a\frac{\omega^5}{v^5} e^{(n+m)H} - 16^2\frac{\omega^3}{c_p^2 v} \operatorname{ch}[(m-n)H] + \frac{2a^2\omega^5}{n^2 v^5} e^{mH} \operatorname{sh}(nH),$$

$$f_{t_2}' = -4a\frac{\omega}{v}\left(a^2 + 4\frac{\omega^4}{c_p^4}\right) + \frac{a^2\omega^5}{n^2 v^5} e^{(m-n)H} + 16a^2\frac{\omega^3}{c_p^2 v} \operatorname{ch}[(m-n)H],$$

$$f_k' = \frac{a\,\omega^3 c_p}{v^4}\left[2\left(4\frac{\omega^2}{c_p^2} - a\right) - a\frac{\omega^2}{c_p^2}\left(\frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2}\right)\right] e^{(m+n)H},$$

где $a = \omega^2\left(\dfrac{2}{c_p^2} - \dfrac{1}{v^2}\right)$, $m = \omega\sqrt{\dfrac{1}{c_p^2} - \dfrac{1}{u^2}}$, $n = \omega\sqrt{\dfrac{1}{c_p^2} - \dfrac{1}{v^2}}$, u — скорость продольных волн, v — скорость поперечных волн.

Формула Пресса и Хили [2] для коэффициента затухания рэлеевских волн в полупространстве

$$\sigma_\gamma = \frac{\sigma_\beta\dfrac{\beta}{\gamma}\left[4\left(1-\dfrac{\gamma^2}{\alpha^2}\right) - \left(2-\dfrac{\gamma^2}{\beta^2}\right)^3\right] + \sigma_\alpha\dfrac{\alpha}{\gamma}\left[4\left(1-\dfrac{\gamma^2}{\beta^2}\right)\dfrac{\beta^2}{\alpha^2}\right]}{4\left(1-\dfrac{\gamma^2}{\alpha^2}\right) + 4\left(1-\dfrac{\gamma^2}{\beta^2}\right)\dfrac{\beta_2}{\alpha_2} - \left(2-\dfrac{\gamma_2}{\beta_2}\right)^3},$$

где σ_γ, σ_α, σ_β — коэффициенты затухания рэлеевских, продольных и поперечных волн, γ, α, β — скорости рэлеевских продольных и поперечных волн, получается из нашей простым предельным переходом при $H \to 0$.

Предложенные здесь формулы для вычисления коэффициента затухания волн Рэлея были экспериментально проверены на целом ряде упругих слоев, например, латунь на стали, магний на латуни, цинк на стали и некоторых других, а также на некоторых поверхностноупрочненных слоях, таких как поверхностнозакаленные, цементированные и другие, и дали удовлетворительное соответствие теории с экспериментом (см. таблицу).

Вид слоя	H, *мм*	ω, *мгц*	γ, $\frac{неп}{см}$ эксперим.	γ, $\frac{неп}{см}$ теоретич.
Латунь на стали	1,5	0,8	0,038	0,051
Магний на латуни	1,02	1,2	0,011	0,007
Цинк на стали	0,97	1,8	0,035	0,053
Поверхностная закалка стали	2,2	0,8	0,028	0,024
Цементация стали	0,7	2,5	0,041	0,029

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Егоров. Исследование упругих свойств поверхностноупрочненных слоев. Сб. «Примен. ультраакустики к исслед. вещества», 14, 132—138, М., МОПИ, 1961.
2. F. Press, J. Healy, Absorption Rayleigh wave in media with low losses. J. Appl. Phys., 1957, 28, 1323—1326.

Московский авиационный институт

Поступило в редакцию 26 апреля 1961 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНКАМИ И ОБОЛОЧКАМИ В ВОДЕ

Л. М. Лямшев, С. Н. Рудаков

В работе [1] отмечалось, что звуковое давление $p^{(1)}(\mathbf{r}_1)$ в некоторой точке $\mathbf{r}_1$ в поле излучения пластинки или оболочки, совершающей гармонические колебания под действием сил $F^{(1)}(\mathbf{r})|_s$, связано соотношением взаимности с полем $p^{(2)}(\mathbf{r})$ точечного источника $Q_0^{(2)}\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1)$, помещенного в ту же точку $\mathbf{r}_1$ при наличии в окружающей среде пластинки или оболочки, свободной от внешних сил

$$p^{(1)}(\mathbf{r}_1)=\frac{1}{Q_0^{(2)}}\int\limits_s \frac{\partial p^{(2)}(\mathbf{r})}{\partial n}\,F^{(1)}(\mathbf{r})\,ds(\mathbf{r}).$$

Из соотношения взаимности и решения задачи о дифракции плоской волны на пластинке [2] следует, что если скорости распространения изгибных c_f и продольных c_l колебаний в пластине больше скорости звука в среде (воде) c и пластина совершает колебания под действием силы $F(r)$, приложенной на весьма малом участке в центре пластинки, то должно наблюдаться значительное излучение звука колеблющейся пластиной в направлениях, для которых выполняются условия пространственного резонанса:

$$\sin\theta_1\approx\frac{c}{c_l};\qquad \sin\theta_2\approx\frac{c}{c_f}.$$

Это заключение подтвердилось экспериментально. Опыты проводились на установке, представляющей собой заглушенную ванну размерами $3\times1\times1$ *м*³, наполненную водой. Электронная часть установки состояла из импульсного генератора, приемного усилителя и двух индикаторов, позволяющих наблюдать характеристики излучения в прямоугольных и полярных координатах. В процессе измерений пластинка подвешивалась на тонких нитях в центре специальной рамы. В центре пластинки укреплялся миниатюрный возбудитель колебаний из керамики титаната бария (размерами $2\times2\times3$ *мм*³), причем были приняты меры, исключающие возможности непосредственного излучения звука возбудителем в воду. Рама с пластинкой вращалась и при помощи специального приемного щупа, установленного на другом конце ванны на расстоянии около 2,5 *м* от пластинки, измерялось звуковое давление в поле излучения пластинки. Измерения осуществлялись на частоте 530—560 *кгц* при длительности импульса около 100 *мксек*. Ниже показаны полярные характеристики излучения для латунной пластинки (фиг. 1) размерами 60×60 *мм*² и толщиной 1 *мм*, а также для стальной пластинки (фиг. 2) аналогичных размеров и толщиной 2 *мм*. По вертикальной оси отложена амплитуда звукового давления в децибелах по отношению к некоторому эталонному уровню. По горизонтальной оси — величина