пенными зависимостями:

$$S(\Omega)\simeq\begin{cases} k(f)\left(\dfrac{\Omega}{\Omega_0}\right)^{-\gamma_l(f)}, & \Omega<\Omega_0\simeq 1{,}5 \text{ цикл/ч} \\ k(f)\left(\dfrac{\Omega}{\Omega_0}\right)^{-\gamma_h(f)}, & \Omega>\Omega_0 \end{cases} \tag{1}$$

Эти аппроксимирующие зависимости указаны на фиг. 2, *в*. Если сравнить показатели спадания γ_l и γ_h на низкочастотном ($\Omega\lesssim 1{,}5$ цикл/ч) и высокочастотном ($\Omega\gtrsim 1{,}5$ цикл/ч) участках спектра для обеих частот f_1 и f_2 то оказывается, что отношения $\gamma_l(f_2)/\gamma_l(f_1)$ и $\gamma_h(f_2)/\gamma_h(f_1)$ практически одинаковы:

$$\gamma_l(f_2)/\gamma_l(f_1)\approx\gamma_h(f_2)/\gamma_h(f_1)\approx 1{,}53. \tag{2}$$

Представляется естественным, что показатели γ_l и γ_h на частоте f_2 несколько выше, чем на частоте f_1, но коэффициент 1,5 в (2) не имеет модельного обоснования. Изменение величины показателей γ_l и γ_h при $\Omega\simeq\Omega_0=1{,}5$ цикл/ч, видимо, можно связать с воздействием внутренних волн, поскольку по литературным данным (см., например, [5]), частоты $\Omega=0{,}5-2{,}0$ цикл/ч характерны именно для внутренних волн в мелком море.

Не исключено, что аналитическая связь спектра $S(\Omega)$ наблюдаемых флуктуаций амплитуды со спектром флуктуаций параметром океанической среды осложнена межмодовой интерференцией в волноводе, так что полученные данные еще ожидают последующей интерпретации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Распространение звука во флуктуирующем океане/Под ред. Флатте С. Н. М.: Мир, 1982.
2. Акустика океана. Под ред. Санто Дж. М.: Мир, 1982. 318 с.
3. *Essen H. H., Schirmer F., Siebert J.* Propagation ranges of acoustic continuous wave (cw) signals in the fladenground area of the North Sea.– Acustica, 1980, v. 47, № 1, p. 10–15.
4. *Essen H. H., Schirmer F., Schmalfeldt B.* Influence of Tides on acoustic continuous-wave (cw) propagation in Shallow water.– Acustica, 1981, v. 48, № 5, p. 285–292.
5. *Essen H. H., Schirmer F., Sinrkes S.* Acoustic remote sensing of internal waves in shallow water.– Int. J. Remote sensing, 1983, v. 4, № 1, p. 33–47.
6. *Бункин Ф. В., Вавилин А. В. и др.* Предварительные результаты исследования пространственно-временной изменчивости мелкого моря на стационарной акустической трассе.– Акуст. журн., 1984, т. 30, № 5, с. 594–598.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29.V.1985

УДК 534.26

ИЗГИБНЫЕ МОДЫ В ПЛАСТИНЕ С ВОЛНОВОДНЫМ ИЗОЛЯТОРОМ

Лапин А. Д.

Эффективным средством изоляции изгибных волн в стержнях и пластинах являются волноводные изоляторы [1–3]. Волноводный изолятор на пластине осуществляется в виде сетки одинаковых резонаторов (пружин с грузами), прикрепленных к пластине на малых расстояниях друг от друга. Затухание изгибной волны в безграничной пластине с резонаторами исследовано в работе [4]. Представляет интерес рассмотреть соответственную задачу для пластины в форме бесконечно длинной полосы шириной H. Такая пластина является волноводом. Ниже исследовано затухание изгибных мод в этом волноводе.

Пусть пластина лежит в плоскости xy и шарнирно оперта на краях $y=0$ и $y=H$. Обозначим через $\eta(x, y, t)$ ее поперечное смещение. Согласно работам [2, 4], уравнение гармонических колебаний пластины с сеткой резонаторов имеет вид $\Delta\Delta\eta-K^4\eta=0$, где Δ – двумерный оператор Лапласа. Коэффициент K^4 определяется по формуле

$$K^4=k^4\left\{1-\frac{\rho'/\rho}{(\omega^2/\omega_0^2-1)}\right\}, \tag{1}$$

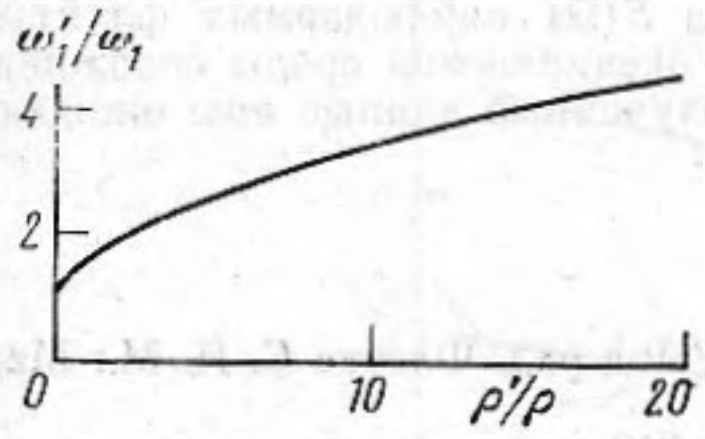
где $k=\sqrt[4]{\rho\omega^2/G}$ – волновое число изгибных волн частоты ω на пластине без резонаторов, ρ и ρ' – соответственно поверхностная плотность пластины и сетки грузов резонаторов, G – изгибная жесткость пластины, ω_0 – собственная частота резонаторов. Он является отрицательной величиной в диапазоне частот от ω_0 до $\omega_0\sqrt{\rho'/\rho+1}$.

Изгибные моды в шарнирно опертой полосе имеют вид $\eta_n(x, y, t) = A_n \exp[i(\xi_n x - \omega t)] \sin(\zeta_n y)$, где $\xi_n = \sqrt{K^2 - \zeta_n^2}$, $\zeta_n = n\pi/H$, A_n – амплитуда смещения, n – номер моды, $n = 1, 2, 3, \ldots$ Исследование показывает, что мода η_n нераспространяющаяся (затухающая) в диапазоне частот от ω_0 до $\omega_n' > \omega_n$, где

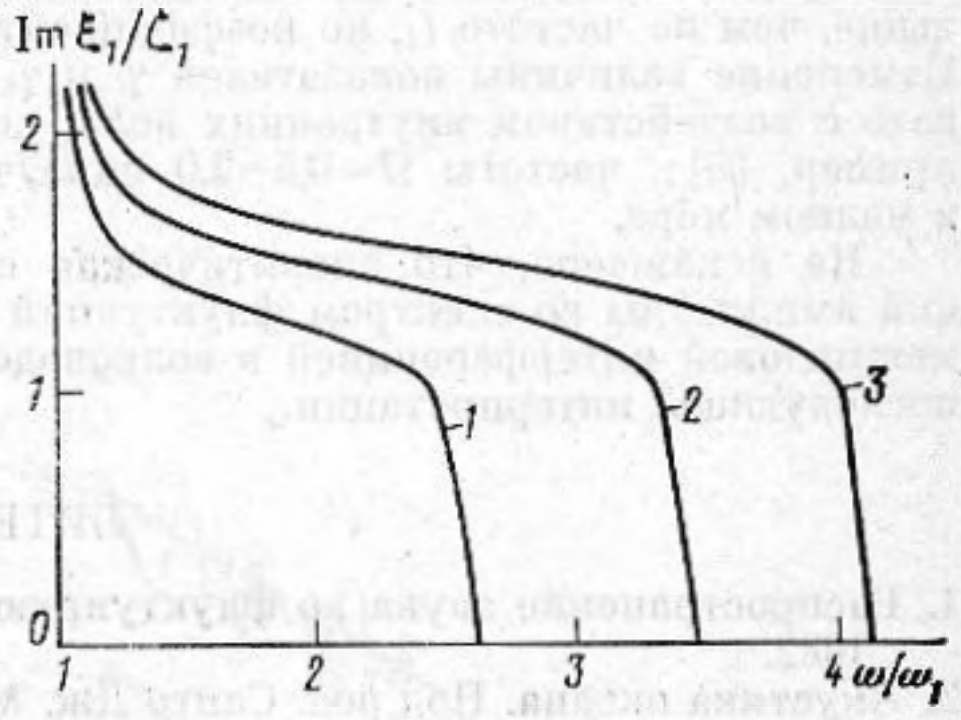
$$\omega_n' = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \left\{ \left(\frac{\omega_n^2}{\omega_0^2} + \frac{\rho'}{\rho} + 1 \right) + \sqrt{\left(\frac{\omega_n^2}{\omega_0^2} + \frac{\rho'}{\rho} + 1 \right)^2 - 4 \frac{\omega_n^2}{\omega_0^2}} \right\}^{1/2},$$

$\omega_n = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \zeta_n^2$ – критическая частота моды в полосе без резонанторов.

На основании этих результатов можно сделать следующие заключения об оптимальной конструкции волноводного изолятора. Для изоляции первой моды резонаторы следует присоединять к пластине вдали от источника шума, тогда по пластине к резонаторам придут только звуковые волны частот, бо́льших ω_1. Выбирая резонансную частоту, равной ω_1, получим эффективную изоляцию в диапазоне $0 < \omega < \omega_1'$, где



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость граничной частоты от поверхностной плотности сетки грузов резонаторов

Фиг. 2. Семейство кривых, характеризующих частотную зависимость затухания моды в диапазоне запирания

$$\omega_1' = \omega_1 \left\{ \left(\frac{\rho'}{2\rho} + 1 \right) + \sqrt{\left(\frac{\rho'}{2\rho} + 1 \right)^2 - 1} \right\}^{1/2}.$$

На фиг. 1 дан график величины ω_1'/ω_1 в функции параметра ρ'/ρ. Коэффициент затухания первой моды равен $\operatorname{Im} \xi_1$, где $\xi_1 = \sqrt{K^2 - \zeta_1^2}$, волновое число K получим по формуле (1) при $\omega_0 = \omega_1$. При прохождении участка длиной L амплитуда этой моды уменьшается в $\exp(\operatorname{Im} \xi_1 L)$ раз. На фиг. 2 даны графики величины $\operatorname{Im} \xi_1/\zeta_1$ в функции ω/ω_1. Кривые *1–3* получены соответственно при $\rho'/\rho = 5$, 10 и 15. Из них следует, что коэффициент затухания моды монотонно увеличивается с ростом поверхностной плотности сетки грузов резонаторов. Графики, представленные на фиг. 1 и 2, могут быть использованы при проектировании волноводных изоляторов.

Полученные формулы позволяют спроектировать «оптимальный» изолятор, обеспечивающий при минимальной суммарной массе грузов резонаторов ослабление первой моды не менее чем в $1/W$ раз в заданном частотном диапазоне $\omega_1 < \omega < \omega'$. Эта задача сводится к нахождению минимума величины $(\rho' LH)$, при которой выполняется соотношение $\exp\{-\operatorname{Im}\sqrt{K^2 - \zeta_1^2} L\} = W$, где волновое число K берем при $\omega = \omega'$, $\omega_0 = \omega_1$. Расчеты дают следующие оптимальные значения параметров:

$$L_{opt} = \frac{H}{\pi} \ln \frac{1}{W}, \quad \rho'_{opt} = \rho \left[\left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)^2 - 1 \right],$$

$$(\rho' LH)_{\min} = \rho'_{opt} L_{opt} H = \frac{\rho H^2}{\pi} \left[\left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)^2 - 1 \right] \ln \frac{1}{W}.$$

Таким образом, суммарная масса грузов волноводного изолятора растет пропорционально $\ln 1/W$, в то время как масса груза одиночного резонатора, удовлетворяющего тем же требованиям, растет пропорционально $1/W$. Следовательно, для получения большой звукоизоляции «оптимальный» изолятор требует меньшей массы, чем одиночный резонатор.

При расчете звукоизоляции в полосе, имеющей резонаторы лишь на ограниченном участке длиной L, следует учитывать концевые эффекты. Точный учет этих эффектов сложен и требует решения бесконечной системы алгебраических уравнений. Приближенные оценки, выполненные на основе точных уравнений, показывают, что при $\mathrm{Im}\,\xi_1 L \gtrsim 2$ концевые эффекты могут ухудшить звукоизоляцию участка с резонаторами в одномодовой полосе не более чем на 6 дБ. Следовательно, звукоизоляция этого участка будет не менее $(8{,}69\,\mathrm{Im}\,\xi_1 L - 6)$ дБ.

В качестве примера рассчитаем «оптимальный» волноводный изолятор в стальной полосе толщиной 1 см и шириной 25 см, обеспечивающий ослабление первой моды не менее чем в 100 раз (звукоизоляция 40 дБ) при частотах ниже 800 Гц. Поверхностная плотность пластины и изгибная жесткость ее равны соответственно 7,8 г·см$^{-2}$ и $1{,}8\cdot10^{11}$ г·см^2·с$^{-2}$. При заданных параметрах имеем $\omega_1=2400$ с$^{-1}$. Резонансную частоту ω_0 выберем равной ω_1. Пользуясь формулами для оптимальных значений параметров, получим $L_{\mathrm{opt}}=36$ см, $\rho'_{\mathrm{cp}}t=3{,}4\,\rho$, $(\rho' LH)_{\min}=24\cdot10^3$ г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Исакович М. А., Кашина В. И., Тютекин В. В.* Способ виброизоляции продольных и изгибных волн в стержнях и пластинах.— Авт. свид. № 440509. Б. И. № 31, 1974.
2. *Исакович М. А., Кашина В. И., Тютекин В. В.* Применение систем резонаторов для звукоизоляции нормальной волны нулевого порядка в трубах и в других длинных линиях. Научн.-техн. сб. Морское приборостроение. Сер. Акустика, 1972, вып. 1, с. 117–125.
3. *Исакович М. А., Кашина В. И., Тютекин В. В.* Экспериментальное исследование виброизоляции изгибных волн, создаваемой импедансными системами.— Акуст. журн., 1977, т. 23, № 3, с. 384–389.
4. *Цилькер Л. С.* Применение волноводных изоляторов для изоляции изгибных волн на пластине, возбуждаемой точечной силой.— Акуст. журн., 1980, т. 26, № 4, с. 606–608.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
14.VI.1985

УДК 534.143.534.131.2.

РЕАЛИЗАЦИЯ НА ЭЛЕКТРОИОННОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕ ЗАДАННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Малахов А. Н., Черепенников В. В.

Исследованию прохождения и отражения акустических волн от активных неоднородностей посвящено значительное число работ (см. например, [1, 2]). Показано, что возможно управление коэффициентом отражения и соответственно реализация на активной неоднородности разных граничных условий в жидкости.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования прохождения и отражения гидроакустических волн от плоского слоя электролита, в котором производилось электроионное возбуждение звука [3, 4]. Управление коэффициентами прохождения и отражения осуществлялось изменением амплитудно-фазовых характеристик и пространственного распределения возбуждающего электрического поля. При этом удалось реализовать граничные условия типа «мягкой» и «неподатливой» стенок. Для нормального падения волны акустическая прозрачность электроионного излучателя позволила осуществить согласованную нагрузку и получить тем самым практически бегущую волну в ограниченном бассейне.

При синусоидальном возбуждении колебаний пьезоэлектрическим излучателем A, размещенным в плоскости zy с координатой x_1 в прямоугольном бассейне размерами $L\times D\times H$, формируются стоячие волны (фигура). Выбирая частоту достаточно малой, можно реализовать одномодовый режим. Амплитуда давления в стоячей волне $P=P_0(x, z)$ дана кривой *1* на фигуре.

Размещая в плоскостях zy с координатами x_2 и x_3 сетки электроионного излучателя, задавая распределение электрического поля $E(x, z)$ частоты ω, возбуждающего акустическую волну $P_1(x, z)$, получим при $P_1(x, z)=P_0(x, z)$ реализацию фантомной неподатливой стенки для волн источника A в плоскости zy с координатой x_2. Пространственная структура поля в этом случае соответствует кривой *2* на фигуре. При $P_1(x, z)=-P_0(x, z)$ — реализацию фантомной мягкой стенки (кривая *3*). Условие реализации мягкой стенки для области $0\leqslant x\leqslant x_2$ эквивалентно условию активного гашения акустических колебаний в области $x_3\leqslant x\leqslant L$.

Реализация согласованной нагрузки для совокупности электроионный излучатель — мягкая стенка обеспечивалась размещением сеток электроионного излучателя в плоскостях $x_2=L-3c\pi/2\omega$ и $x_3=L-c\pi/2\omega$ (где c — скорость звука) и заданием электрического поля, возбуждающего $P_1=P_0/2$ (кривая *4*). Гашение отражающейся