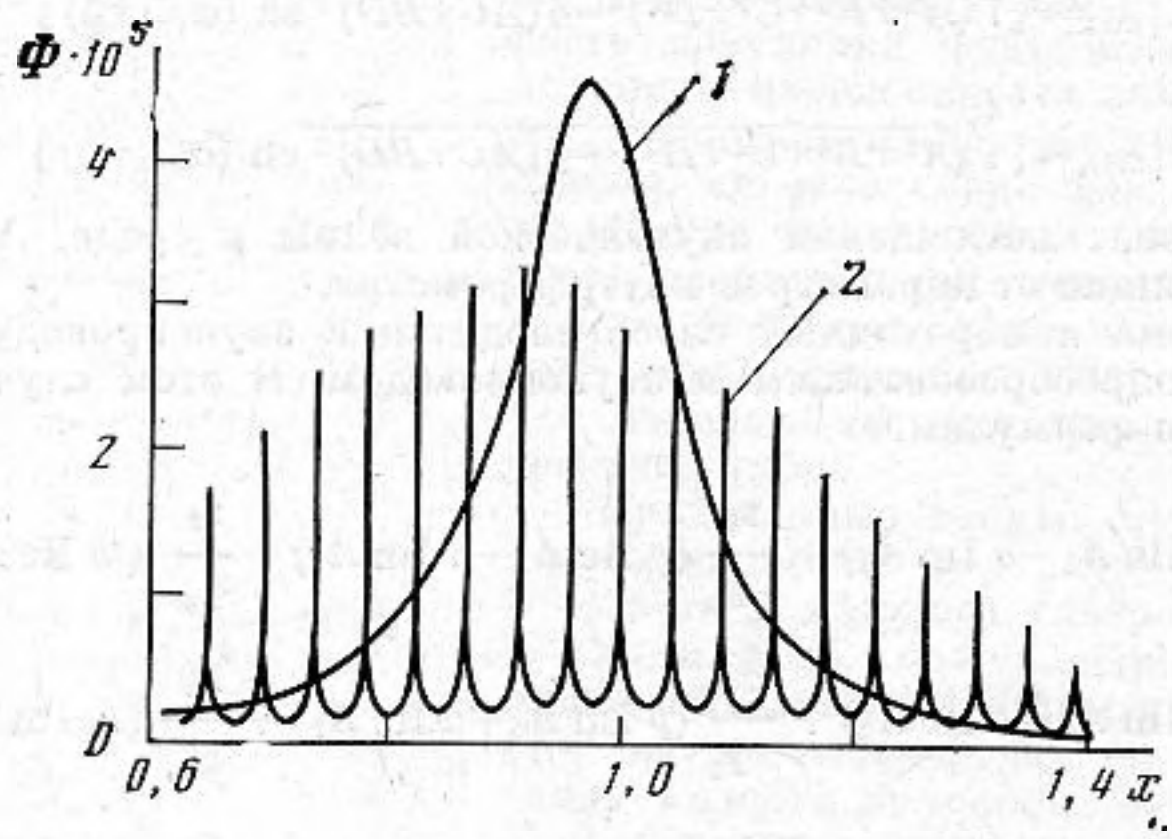
При нахождении скорости и коэффициента поглощения акустической волны в исследуемой среде методом акустического интерферометра все измерения проводятся в экстремальных точках кривой реакции интерферометра, поэтому при анализе влияния различных параметров на коэффициент передачи интерферометра достаточно ограничиться рассмотрением экстремальных значений K по параметру l_c. Если измерения проводятся в газовых средах, то выполняется условие $\alpha_c l_c \gg \beta$. В этом случае, согласно (1), зависимость коэффициента передачи интерферометра в экстремальных точках от параметров интерферометра определяется множителем

$$\Phi = [(A^2+B^2+C^2+D^2)^2 - 4(AC+BD)^2]^{-1/4}. \quad (2)$$

Для оценки влияния звукопроводов на коэффициент передачи интерферометра на ЭВМ рассчитывалась зависимость функции Φ от x для интерферометра без звукопроводов и со стальными звукопроводами. Результаты расчета представлены на



Зависимость Φ от x: *1* – для интерферометра без звукопроводов; *2* – для интерферометра со стальными звукопроводами

фигуре. При расчете полагалось, что исследуемая среда газовая, переходные слои между преобразователями и звукопроводами отсутствуют, питающий генератор представляет собой генератор напряжения, параметр k_1, определяющий степень демпфирования преобразователей, равен 0,2. Значения остальных параметров интерферометра следующие: $z_0=9734$ Н·с/м; $z_3=14\,600$ Н·с/м; $z_4=0{,}139$ Н·с/м; $n_1=n_2=11{,}2$; $\alpha_3=6{,}3\cdot10^{-2}$ м$^{-1}$; $l_3=0{,}15$ м.

Видно, что для интерферометра со звукопроводами зависимость Φ от x имеет вид кривой со многими максимумами. Измерения можно проводить на одной из частот, соответствующих этим максимумам. Ширина огибающей максимумов зависимости Φ от x для интерферометра со звукопроводами, оцененная на уровне 0,7, в 4 раза больше ширины кривой зависимости Φ от x для интерферометра без звукопроводов. Максимальное значение функции Φ в сравнении с интерферометром без звукопроводов уменьшается незначительно. Таким образом, введение стальных звукопроводов не приводит к существенному уменьшению амплитуды сигнала, при этом заметно расширяется диапазон выбора дискретной рабочей частоты интерферометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Башлачев Ю. А., Туркин А. В.* Акустический интерферометр с произвольным числом переходных слоев.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 6, с. 835—836.
2. *Домаркас В. И., Кажис Р-П. Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИНТИС, 1975.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

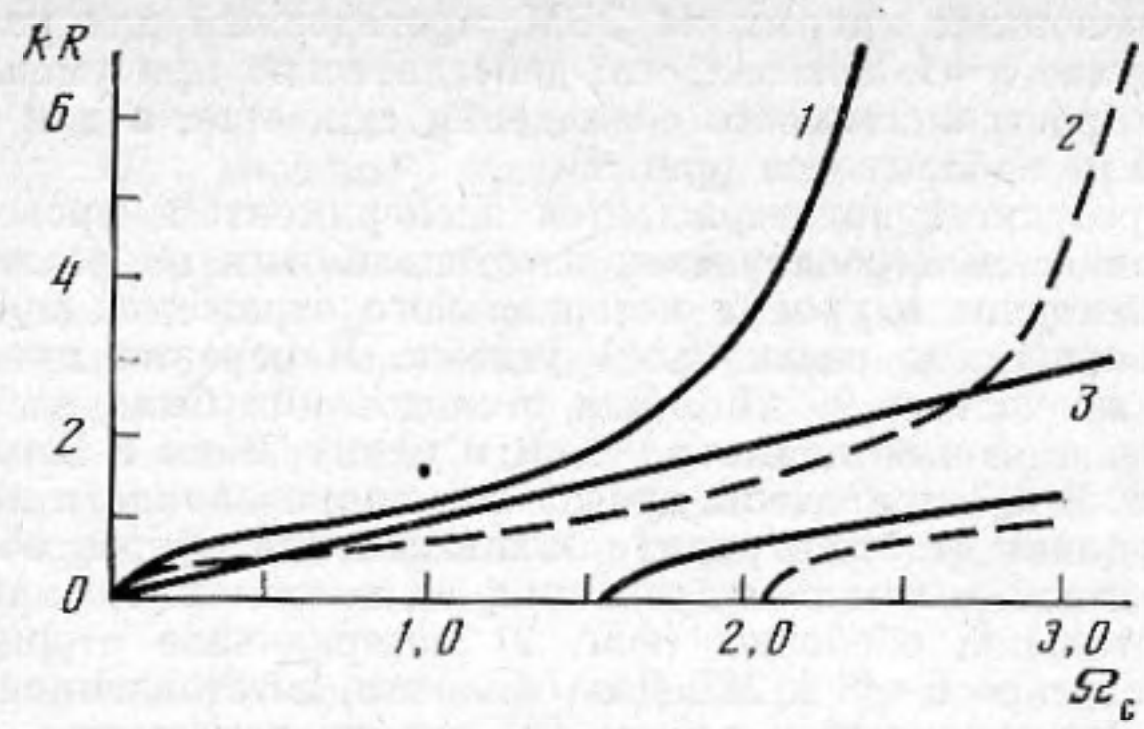
Поступило в редакцию 6.IX.1984

УДК 534.21

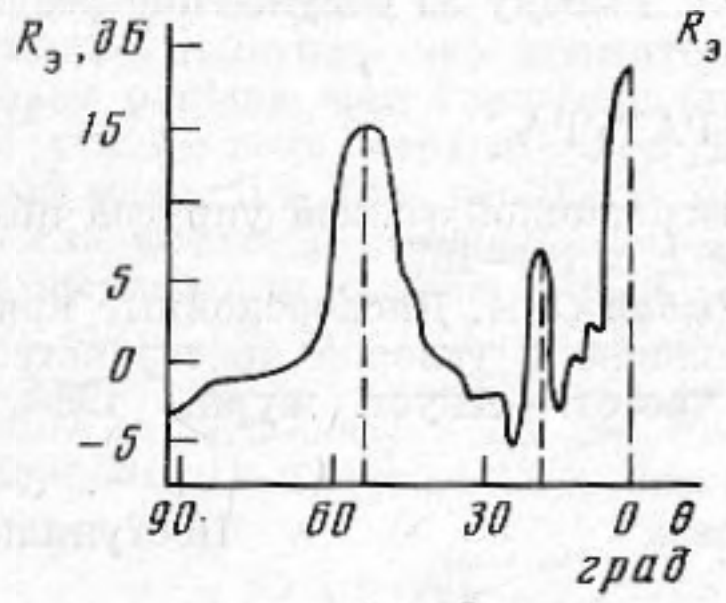
К ВОПРОСУ ОБ УСЛОВИЯХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СОВПАДЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П.

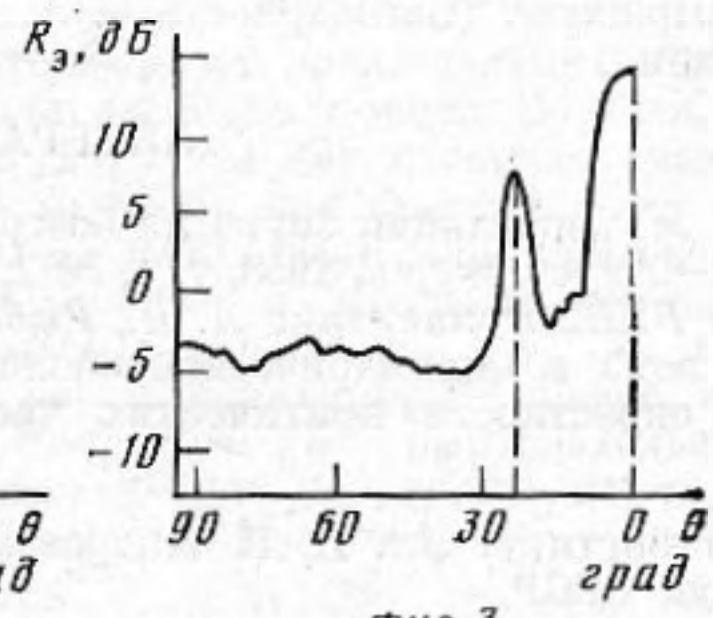
Известно, что амплитуда рассеяния плоской волны, падающей на цилиндрическую оболочку, погруженную в жидкость, значительно возрастает при выполнении условий пространственного совпадения $k_{\text{ср}} \sin\theta = k_{\text{фп}}^{(j)}$ [1]. Оно определяется поведением дисперсионных кривых нормальных волн и зависит как от характеристик материала оболочки (модуля Юнга E, плотности ρ_0, коэффициента Пуассона σ),



Фиг. 1. Зависимость действительных корней дисперсионного уравнения цилиндрической оболочки от частоты в случае $n=1$: *1* – оболочка из меди, *2* – оболочка из стали, *3* – $k=k_{ср}$



фиг. 2



фиг. 3

Фиг. 2. Диаграмма направленности незеркального отражения от стальной оболочки в воде

Фиг. 3. Диаграмма направленности незеркального отражения от медной оболочки в воде

так и от параметров среды (скорости звука в среде $c_{ср}$). В работе [2] показано, что поведение дисперсионных кривых и, следовательно, выполнение условий пространственного совпадения в значительной мере определяется соотношением скоростей $\mu=c_0/c_{ср}$. Здесь c_0 – скорость продольных волн в пластине, изготовленной из материала оболочки, $c_0^2=E/\rho_0(1-\sigma^2)$. Исследованию влияния этого параметра на выполнение условий пространственного совпадения посвящена данная работа. В отличие от [2] дисперсия распространения нормальных волн рассматривается в зависимости от безразмерной частоты $\Omega_c=\omega R/c_{ср}$, не зависящей от изменения параметров материала оболочки. Используя результаты работы [2] и сделав замену $\Omega=\Omega_c/\mu$ в выражениях для критических частот, можно видеть, что при увеличении параметра μ критические частоты, не равные нулю, возрастают. Из асимптотических соотношений для дисперсионных кривых $(k^{(1)}R)^4=\Omega_c^2/\mu^2\delta$; $(k^{(2)}R)=\Omega_c/\mu\sqrt{a}$; $(k^{(3)}R)=\Omega_c/\mu$, где $k^{(j)}$ – волновое число соответствующей нормальной волны ($j=1, 2, 3$), $\delta=h^2/12R^2$, $a=(1-\sigma)/2$, видно, что при увеличении параметра μ дисперсионные кривые располагаются ниже по оси ординат.

Рассмотрим влияние параметра μ отдельно на квазипродольные, квазисдвиговые и квазиизгибные волны. Так как для квазипродольных волн условия пространственного совпадения выполняются в области углов падения $0<\theta<\arcsin(1/\mu)$, то при увеличении параметра μ эта область уменьшается. Аналогичный вывод имеет место и для квазисдвиговых волн. В этом случае область углов пространственного совпадения определяется неравенством $0<\theta<\arcsin(1/\mu\sqrt{a})$.

Поведение дисперсионных кривых квазиизгибных волн для мод с номерами $n=0$, $n=1$ и $n\geqslant 2$ различно. Для $n\geqslant 2$, как показано в работе [2], условия пространственного совпадения выполняются вблизи критических частот, которые при увеличении параметра μ возрастают. Для $n=0$ при увеличении параметра μ уменьшается угол наклона прямой, определяющей асимптотику на низких частотах, что приводит к увеличению области углов, где наблюдается пространственное совпадение: $\arcsin(1/\mu\sqrt{1-\sigma^2})<\theta<90°$. Для $n=1$ ситуация наиболее интересна. Выше было показано, что при увеличении параметра μ дисперсионные кривые опускаются ниже по оси ординат и, следовательно, области частот и углов, в которых выполняются условия пространственного совпадения для квазиизгибных волн, расширяются. В противном случае, т. е. при уменьшении параметра μ, дисперсионная кривая квазиизгибных волн поднимается по оси ординат (kR). При этом область частот пространственного совпадения сужается и вообще пропадает.

Расчет дисперсионных кривых на ЭВМ, проведенный для различных значений параметра μ в случае $n=1$, показал, что действительно при уменьшении параметра μ область частот пространственного совпадения сужается, а для $\mu<2{,}5$ пространственное совпадение не наблюдается (фиг. 1).

Полученный результат подтверждается экспериментом, проведенным с ограниченными цилиндрическими оболочками, изготовленными из различных материалов. В эксперименте измерялись уровни незеркального отражения при падении на оболочку звуковой волны под различными углами. Измерения проводились в заглушенном бассейне на частоте 95 кГц. Для исследования были выбраны две цилиндрические оболочки, имеющие диаметр 0,8 см и длину 25 см и изготовленные из стали и меди. На фиг. 2 и 3 приведены диаграммы направленности незеркального отражения. По оси ординат отложен радиус эквивалентной сферы, обеспечивающей тот же уровень рассеянной волны в направлении на источник. Из приведенных кривых видно, что для стальной оболочки (фиг. 2) незеркальное отражение значительно увеличивается для углов $\theta\approx48$ и 22°. Для оболочки, изготовленной из меди (фиг. 3), для углов $\theta\approx27°$. Проведенный в работе [2] анализ показывает, что на выбранной частоте $\Omega_c\approx1{,}6$ для углов $\theta\approx22$ и 27° выполняются условия пространственного совпадения для квазиизгибной волны $n=0$, а для $\theta\approx48°$ на стальной оболочке выполняются условия пространственного совпадения для $n=1$. На оболочке из меди для $n=1$ условия пространственного совпадения не выполняются, что приводит к отсутствию соответствующего максимума в незеркальном отражении.

Авторы выражают благодарность С. А. Рыбаку за обсуждение результатов и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М.* Дифракция звука на безграничной тонкой упругой цилиндрической оболочке.— Акуст. журн., 1958, т. 4, № 2, с. 161–167.
2. *Музыченко В. В., Паникленко А. П., Рыбак С. А.* Дисперсионные кривые для нормальных волн в цилиндрической оболочке и условия пространственного совпадения в окрестности критических частот.— Акуст. журн., 1984, т. 30, № 1, с. 83–88.

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

Поступило в редакцию
28.XII.1984

УДК 534.26

НИЗКОЧАСТОТНАЯ АСИМПТОТИКА ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ ПЛАСТИНЫ, КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ В СРЕДЕ

Вешев В. А., Коузов Д. П., Яковлева В. Г.

В работе [1] приведены результаты численных расчетов корней дисперсионного уравнения для пластины, расположенной на поверхности жидкости. В пластине учтены оба типа колебаний, причем для описания антисимметричных (изгибных) колебаний использована модель Тимошенко – Миндлина. Представляет интерес низкочастотная асимптотика указанных корней. Поскольку на низких частотах ($\varkappa_0<0{,}2$) различие в результатах расчетов по моделям Тимошенко – Миндлина и Кирхгофа пренебрежимо мало [2, 3], будем использовать вторую модель для описания изгибных колебаний пластины.

Для пластины, расположенной на поверхности жидкости, имеет место взаимодействие через среду изгибных и продольных движений. Дисперсионное уравнение в этом случае известно [4]

$$r\sqrt{\varkappa^2-\varkappa_0^2}-\frac{\varkappa_1^2[\varkappa^2-(1-\sigma_0^2)\varkappa_1^2]}{4(\varkappa^2-\varkappa_1^2)}-\frac{\varkappa_2^4}{\varkappa^4-\varkappa_2^4}=0. \qquad (1)$$

Здесь $\varkappa$ – безразмерное волновое число совместных изгибных и продольных колебаний пластины; $\varkappa_0$ – безразмерное волновое число волн в среде; $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ – безразмерные волновые числа продольных и изгибных колебаний пластины в вакууме; $\varkappa_2=\varkappa_1^{1/2}(12)^{1/4}$; $r=\rho/\rho_0$; ρ_0 – плотность среды; ρ – плотность материала пластины; $\sigma_0=\sigma/(1-\sigma)$ – модуль Пуассона пластины; σ – модуль Пуассона материала пластины. При введении безразмерных волновых чисел в качестве характерной длины взята толщина пластины.

Четырнадцать корней уравнения (1) $\varkappa=\pm k_n$, $n=0, 1, 2, \ldots, 6$, распадаются на две группы, сильно различающиеся по их поведению на низких частотах. Асимптотики этих корней могут быть получены методом диаграмм Ньютона [5]. Они имеют вид

$$k_n=R_1\varepsilon_n\left\{1+\frac{R_1r}{5}\varepsilon_n-\left(\frac{R_1r}{5}\right)^2\varepsilon_n^2+\left[\frac{1}{10R_1^2}+\left(\frac{R_1r}{5}\right)^3\right]\varepsilon_n^3+O(\varkappa_0^{8/5})\right\},$$

$$n=0,1,\ldots,4 \qquad (2)$$

$$k_n=\varkappa_1\left\{1+\frac{\sigma_0^2R^2}{8}\varkappa_0^2+(-1)^n\frac{i\sigma_0^2R^2r\sqrt{1-R^2}}{8}\varkappa_0^3+\right.$$