Применим к Ψ_i ($i=1, 2, 3$) формулу суммирования Эйлера – Маклорена. Учитывая интервалы монотонности функций, входящих под знаки сумм в Ψ_i, получим

$$\Psi_1 = \sqrt{\frac{\pi H^3}{h^4\gamma}}\frac{2}{r^{3/2}}[1+O(\sqrt{\delta r})], \tag{6}$$

$$\Psi_2 = \sqrt{\frac{\pi H^3}{h^4\gamma^3}}\frac{H}{r^{5/2}}(kz_0)^2[1+O(\sqrt{\delta r})], \tag{7}$$

$$\Psi_3 = \sqrt{\frac{\pi H^3}{h^4\gamma^5}}\frac{3H^2}{r^{7/2}}(kz_0)^2(kz)^2[1+O(\sqrt{\delta r})]. \tag{8}$$

Из последних соотношений видно, что при выполнении условий (2) средний уровень поля в центре водного слоя убывает пропорционально $r^{-3/2}$, т. е. по тому же закону, что и усредненное по глубине поле в слое [2]. Если один из преобразователей находится вблизи морской поверхности, а другой в середине слоя, то поле убывает $\sim r^{-5/2}$. У преобразователей, одновременно работающих вблизи поверхности мелкого моря, поле убывает пропорционально $r^{-7/2}$.

Из симметрии ψ относительно z, $z_0=H/2$ следует, что при выполнении условий

$$[k(H-z_0)]^2 \ll \gamma r/H, \quad z=H/2, \quad 1 \ll \gamma r/H \ll (kH/\pi)^2, \tag{9}$$

$$[k(H-z_0)]^2, \quad [k(H-z)]^2 \ll \gamma r/H, \quad 1 \ll \gamma r/H \ll (kH/\pi)^2, \tag{10}$$

$$(kz)^2, \quad [k(H-z_0)]^2 \ll \gamma r/H, \quad 1 \ll \gamma r/H \ll (kH/\pi)^2 \tag{11}$$

поле в придонной области убывает так же, как и вблизи морской поверхности. Соответствующие выражения для Ψ получаются из (7), (8) путем замены z_0 на $H-z_0$ и z на $H-z$.

Полагая $z_0=h$ и учитывая, что $k(H-h)=m/v_0$, из (9)–(11) получаем, что для приемников, расположенных на нижней границе слоя, в отличие от преобразователей, работающих вблизи граничных поверхностей, нижняя граница области действия закона «степени 5/2» практически не зависит от ω и определяется из условия $r \gg h(m/v_0)^2/\gamma$.

Таким образом, на больших расстояниях от источника ослабление силы звука в мелком море существенно зависит от горизонтов излучения и приема сигналов, что необходимо учитывать при прогнозировании дальности действия гидроакустических приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Murphy E. L., Wasiljeff A., Jensen F. B.* Frequency-dependent influence of the sea bottom on the near-surface sound field in shallow water.– J. Acoust. Soc. Amer., 1976, v. 59, № 4, p. 839–845.
2. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.

Ростовский государственный университет

Поступила в редакцию 20.III.1981
после доработки 9.III.1982

УДК 621.396.677.73
621.396.677.712

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ЗВУКОПРИЕМНИК С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

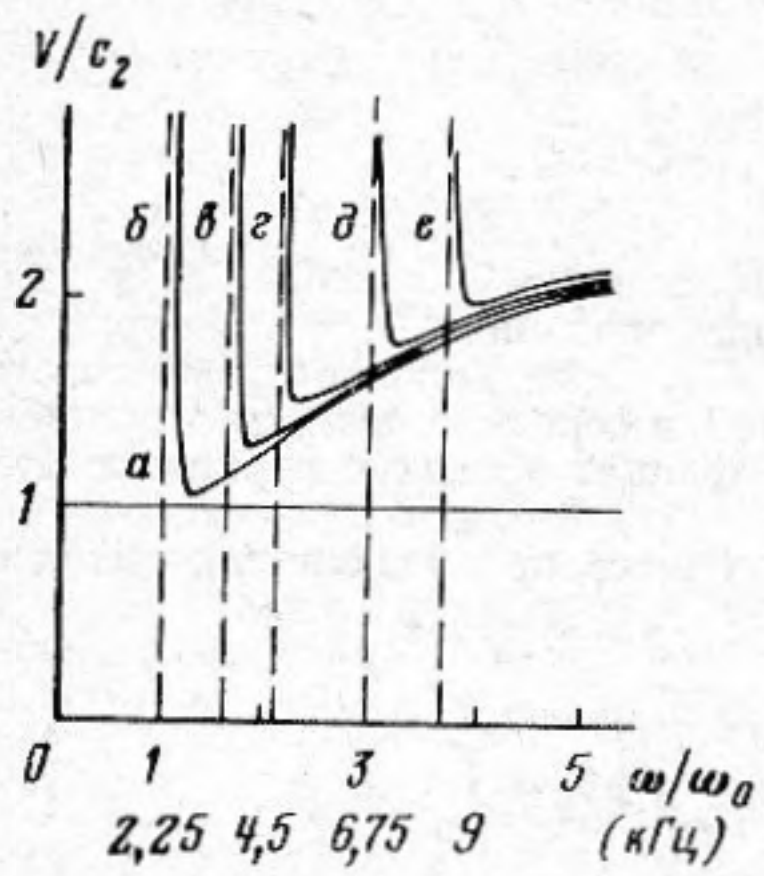
Гущин В. В., Заславский Ю. М.

Параметрические приемники звука в жидкой и газообразной среде обладают диаграммой направленности, имеющей максимум при совпадении направления волновых векторов принимаемой и опорной волны [1]. Поэтому переориентация диаграммы в пространстве связана с механическим поворотом базы разнесенных преобразователей, что представляет значительные неудобства и ограничивает возможности практического применения параметрических акустических антенн. Представляет интерес рассмотрение способов электрического сканирования диаграммы направленности.

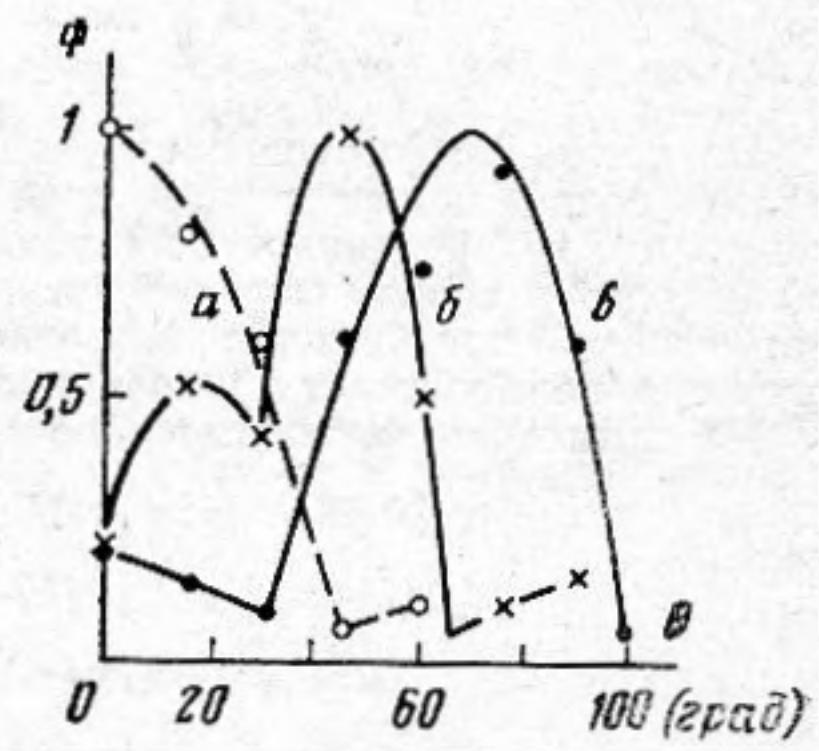
Нетрудно показать, что направленность параметрического приемника, у которого скорость распространения опорной волны v выше скорости звука c_1 в окружающей среде, определяется множителем

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin k_2L/2(c_1/v-\cos\theta)}{k_2L/2(c_1/v-\cos\theta)}, \tag{1}$$

где θ – угол, отсчитываемый от оси приемника, L – длина базы, $k_2=\omega_2/c_1$, ω_2 – низкая частота принимаемого излучения. Если высокочастотная опорная волна частоты ω_1 имеет фазовую скорость v, большую, чем c_1, то максимум диаграммы смещается относительно оси ($\theta=0^0$) к некоторому углу $\theta^*=\arccos(c_1/v)$, при котором скорость следа низкочастотной волны вдоль базы антенны совпадает со скоростью v. Когда на высокой частоте в системе имеет место дисперсия, возникает возможность изменения фазовой скорости v путем перестройки частоты задающего генератора. В качестве такой системы рассмотрим тонкостенную цилиндрическую трубу, образующую акустический волновод. Постановка волновода вносит особенности в работу



Фиг. 1. Дисперсионные характеристики воздушного волновода



Фиг. 2. Диаграммы направленности, полученные на макете звукоприемника

исследуемого звукоприемника, что связано с изменением свойств и структуры акустических полей как на низкой, так и на высокой частоте. Так, вместо прожекторного высокочастотного пучка поле накачки приобретает волноводную структуру.

В приближении бесконечно длинной, тонкостенной трубы проанализируем допустимый интервал углов, в котором возможно сканирование диаграммы с помощью трубы в воздушном варианте параметрического звукоприемника. Для этой цели требуется знание дисперсионной характеристики тонкостенной трубы, заполненной воздухом. Указанная дисперсионная зависимость для поршневой и первой волноводной моды J_{10} может быть представлена в виде [2]

$$x^2-y^2=(c_2^2/c_1^2)\,(x^2-(c_1^2/c_2^2)\,y^2)\left(x^2-\frac{h^2}{12(1-\nu^2)R_0^2}(c_4^4/c_2^4)\,y^4\right), \qquad (2)$$

где $x=\omega R_0/c_4$, $y=kR_0c_2/c_4$, ν – коэффициент Пуассона, h – толщина стенки трубы, R_0 – ее внутренний радиус, E, $\rho_т$ – модуль Юнга и плотность материала трубы, $c_2^2=c_1^2c_3^2/(c_1^2+c_3^2)$, $c_3^2=Eh/2\rho R_0$, ρ – плотность воздуха, $c_4=\sqrt{E/\rho_т}$.

В результате решения уравнения (2) фазовая скорость определится из соотношения $v=c_2x/y$. Дисперсионные кривые для высших мод могут быть найдены из более сложной системы уравнений [3], однако для получения их качественного вида достаточно рассмотрения только первой моды на основе уравнения (2). На фиг. 1 (кривые *а* и *б*) представлены дисперсионные кривые поршневой и первой моды J_{10}, вычисленные по формуле (2) при следующих значениях параметров: $h=1{,}5$ мм; $R_0=50$ мм, $E=7\cdot10^{10}$ н/м^2, $\rho_т=7\cdot10^3$ кг/м^3, $c_1=330$ м/с. Видно, что поршневая мода практически не имеет дисперсии, а первая волноводная мода характеризуется сильной дисперсией. При этом спадающий ее участок очень резкий, а нарастающий – плавный с зависимостью, асимптотически приближающейся к корневой. Вследствие этого для точной настройки диаграммы следует использовать плавный участок. Дисперсионные характеристики волноводных мод более высоких порядков – кривые *в*, *г*, *д*, *е* фиг. 1 получены по аналогии с характеристикой моды J_{10}, но каждая со своей частотой отсечки, причем последующие несколько приподняты над предыдущими. Из общей картины дисперсионных кривых следует, что с ростом номера рабочей моды соответствующее ей минимальное значение фазовой скорости возрастает и поэтому пределы угловой перестройки диаграммы параметрического приемника будут уменьшаться как при использовании спадающего, так и плавно нарастающего участков.

На фиг. 2, *а*, *б*, *в* представлены результаты экспериментальной проверки рассмотренных теоретических предположений относительно электрического сканирования диаграммы параметрического звукоприемника в воздухе с помощью волновода. В качестве волновода использовалась круглая медная труба 4-метровой длины диаметром 100 мм, толщиной стенки 1,5 мм. Генератором опорного сигнала в диапазоне частот 5,9–6,7 кГц служил мощный громкоговоритель, установленный на одном из торцов трубы. У другого торца внутри волновода раз-

мещался микрофон. Путем внедрения поглощающих прослоек между стенками трубы и микрофоном в волноводе создавался режим бегущей волны для поля опорной частоты. Вокруг трубы с шагом 30° на удалении 15 м от ее середины размещались точки установки динамической головки, предназначенной для озвучивания параметрического приемника низкочастотным сигналом (365 Гц) и снятия его диаграммы направленности. Более подробное описание условий и методики эксперимента изложено в работе [4].

Экспериментальные данные нанесены на графике (фиг. 2) в виде точек, помеченных кружочками и крестиками, через которые проведены интерполирующие кривые. Угловая зависимость, представленная кривой *а*, соответствует диаграмме параметрической антенны без трубы. Зависимость, изображенная кривой *б*, соответствует работе приемника с волноводом на частоте, несколько превышающей 6,5 кГц, находящейся на плавном участке ветви, отвечающей колебанию J_{11}. Из этой кривой видно, что положение максимума приходится на углы 40°÷50°. Оценка этого угла по формуле $\arccos(c_1/v)$ с использованием значения v/c_1 из соответствующего участка кривой *г* на фиг. 1 дает то же значение угла. Кривая *в* фиг. 2 отвечает случаю совпадения опорной частоты с частотой отсечки колебания J_{11}, когда реализуется максимальное отклонение главного лепестка диаграммы от оси трубы. В нашем случае оно достигает 75°÷80°.

В заключение отметим, что в результате аналогичного расчета для трубы, заполненной жидкостью, найдено, что спадающий участок дисперсионных характеристик волноводных мод имеет более плавный характер, чем при заполнении воздухом. При этом возможна точная перестройка диаграммы в интервале углов, большем, чем на нарастающем участке, что исключалось для воздушного варианта этого устройства.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зверев В. А., Калачев А. И.* Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн.– Акуст. ж., 1970, т. 16, № 2, с. 245–251.
2. *Шрейбер И. Р.* Распространение возмущений в трубах, заполненных жидкостью.– В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1980, т. 11, № 1, с. 143–149.
3. *Лямшев Л. М.* Дифракция звука на безграничной тонкой упругой цилиндрической оболочке.– Акуст. ж., 1958, т. 4, № 2, с. 161–167.
4. *Гущин В. В., Заславский Ю. М.* К вопросу об управлении диаграммой направленности параметрического звукоприемника.– В кн.: Тез. докл. II Дальневосточной акуст. конф. «Человек и Океан». Владивосток, 1978, ч. 2, с. 21–24.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 5.VIII.1981

УДК 534.833.522.4

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВИБРОИЗОЛЯЦИИ СТАЛЬНЫМИ ВИНТОВЫМИ ПРУЖИНАМИ

Заборов В. И., Могилевский М. И.

Частотная зависимость виброизоляции при установке машины на основание через упругую прокладку представляет собой кривую с провалами на резонансных частотах [1–3]. Поскольку измерения виброизоляции, как правило, производятся в полосах частот, то и вычисленные значения следует усреднять по частоте. Такое усреднение виброизоляции при условии, что материал прокладки имеет большие внутренние потери (например, резина), проведено в работе [4]. У виброизоляции стальными винтовыми пружинами существенно иной характер в области волновых процессов из-за малости коэффициента потерь стали.

Пусть к абсолютно жесткой машине массы М, установленной через стальные цилиндрические винтовые пружины на основание с входным импедансом Z_0, приложена единичная гармоническая сила частоты f. Колебания пружины могут быть описаны уравнением продольных колебаний эквивалентного стержня равной с пружиной высоты h [5] со скоростью продольных волн $\bar{c}=c(1+i\eta/2)$ при условии, что $(f/f_c)^2\ll 1$ (это условие можно вывести из результатов работы [6]), где f_c – частота, при которой длина продольной волны в эквивалентном стержне равна высоте витка пружины в деформированном состоянии. Силы, передаваемые на основание при жесткой установке машины и через стержень соответственно будут

$$P_ж=Z_0/(Z_0+iZ_м);\quad P_в=Z_0/Z_м[(Z_0/\bar{Z}_c)\times \times(\bar{Z}_c\cos\bar{k}h/Z_м-\sin\bar{k}h)+i(\bar{Z}_c\sin\bar{k}h/Z_м+\cos\bar{k}h)],\tag{1}$$

где $Z_м=\omega M$, Z_c – волновое сопротивление эквивалентного стержня; $\bar{k}=\omega/\bar{c}$; $\omega=2\pi f$.

Остановимся на виброизоляции при частотах $f\geqslant f_в=c/6h$. В этом случае вибро-