

наложения требования сверхзвукового дрейфа $\gamma(\xi) \leq 0$, что приводит к следующему уравнению для определения величины

$$\zeta_{\max} = \xi \Big|_{\xi \rightarrow 1, \gamma \rightarrow 0}$$

$$\mathcal{K}^2 = a(1 - \xi^2)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \zeta_{\max} \left(\zeta_{\max}^2 + b^2 \frac{\omega_c}{\omega_D} \right)^{-1/2} \right].$$

Положение ζ_{\max} для кривых 1-3 изображено точками $M_{1,2,3}$ на оси ζ .

Кривые 1-3 показывают с повышением проводимости и диффузии носителей затягивание срезаемого крыла частотного спектра ЭОПВ в сторону более высоких частот. Это согласуется с известным представлением [3] о смещении области сильной дисперсии ультразвука в пьезополупроводниках при росте диффузии в сторону больших проводимостей.

Чтобы оценить качество приближения уравнения (1) уравнениями (2) и (3), сравним в случае $\mathcal{K}^2 = 0,3$, $a = 0,3$, $b = 0,7$, $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1,78$ отдельные результаты точного решения уравнения (1), получающиеся пересчетом из координат полюса коэффициента отражения [4], с теми значениями ξ и v_d/c_1 , которые при требуемых ζ и ω_c/ω_D следуют из решения уравнений (2), (3). Заметим, что при пересчете числовых данных работы [4] и в приближенных вычислениях при решении уравнений (2), (3) погрешность определения ξ и v_d/c_1 на ЭВМ была одинаковой и составила 10^{-8} . На фиг. 2 представлены абсолютные отклонения $\Delta\xi$ (зачерненные значки) и $\Delta v_d/c_1$ (светлые значки) сравниваемых значений. Видно, что в полном соответствии с характером сделанных упрощений отклонение $\Delta\xi$ не обладает выраженной тенденцией к изменению с ростом ω_c/ω_D , сохраняясь на уровне $10^{-6} - 10^{-5}$, тогда как $\Delta v_d/c_1$ на два порядка выше и имеет тенденцию к увеличению. Данные сравнения показывают вполне удовлетворительную точность расчетов ЭД ЭОПВ по формулам (2), (3) во всем частотном диапазоне $\zeta \leq \zeta_{\max}$, если $\omega_c/\omega_D \ll 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевяков Н. С. Электрорезонансные объемно-поверхностные волны на смежной границе пьезоэлектрика с полупроводником // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 565-567.
2. Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В. Сдвиговые электроакустические волны в системе пьезоэлектрик - полупроводник - пьезоэлектрик // Матер. XI Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. 1. Душанбе: Дониш, 1981. С. 94-95.
3. White D. L. Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 8. P. 2547-2554.
4. Лямшев Л. М., Шевяков Н. С. Об отражении поперечной волны на границе пьезоэлектрик - полупроводник в условиях акустического контакта // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 198-205.
5. Дьяконов В. П. Справочник по расчетам на микрокалькуляторах. М.: Наука, 1985. С. 224.

Ульяновский сельскохозяйственный институт

Поступило в редакцию
1.VII.1987

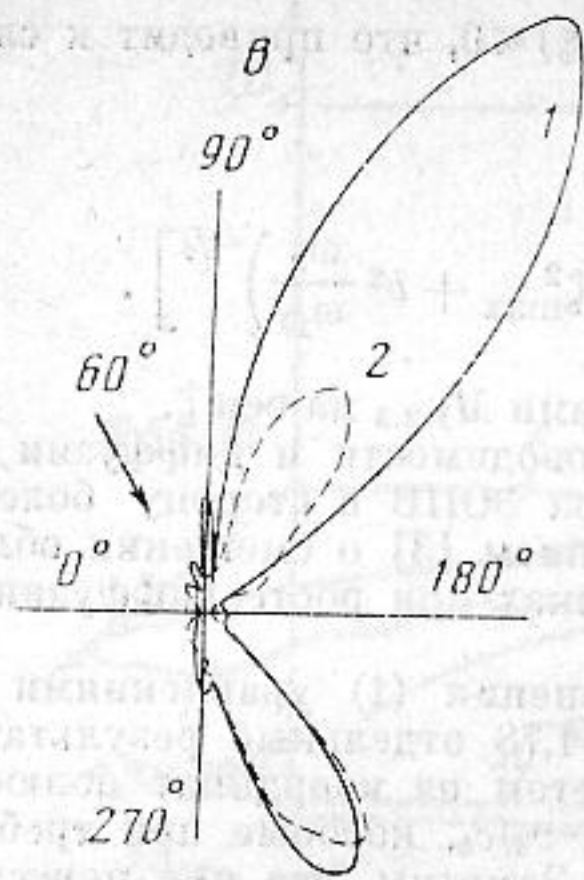
УДК 534

ДИФРАКЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РАССЕИВАТЕЛЕ В ВОЛНОВОДЕ

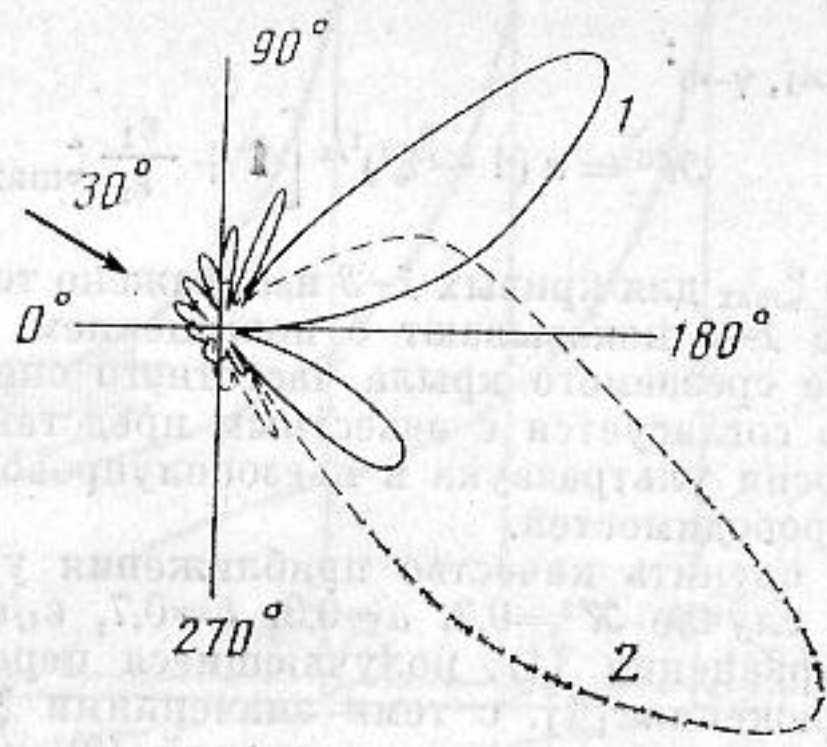
Квятковский С. О.

Объединение предложенного в [1] приближенного подхода к задаче дифракции волн на рассеивателе в волноводе с методом T -матриц [2] позволяет получить эффективный алгоритм для расчета дифракции в волноводе [3]. Рассмотрим волновод Пекериса (жидкий слой, лежащий на жидком полупространстве). Плоскость $z=0$ совпадает с верхней, акустически мягкой границей, плоскость $z=-H$ совпадает с границей слой - полупространство. В точке z_0 на оси z цилиндрической системы координат (r, z, φ) лежит центр сферической системы координат (R, α, ξ) , связанной с рассеивателем, а направление $\alpha=0$ перпендикулярно оси z и совпадает с направлением $\varphi=0$. Точечный излучатель расположен в точке (r_1, z_1, φ_1) , приемник - в зоне Фраунгофера рассеивателя, в точке (r_2, z_2, φ_2) . Используя результаты [1-3], записав поле в волноводе Пекериса в виде суммы L распространяющихся мод [4, с. 110], после преобразований получим рассеянное поле в виде

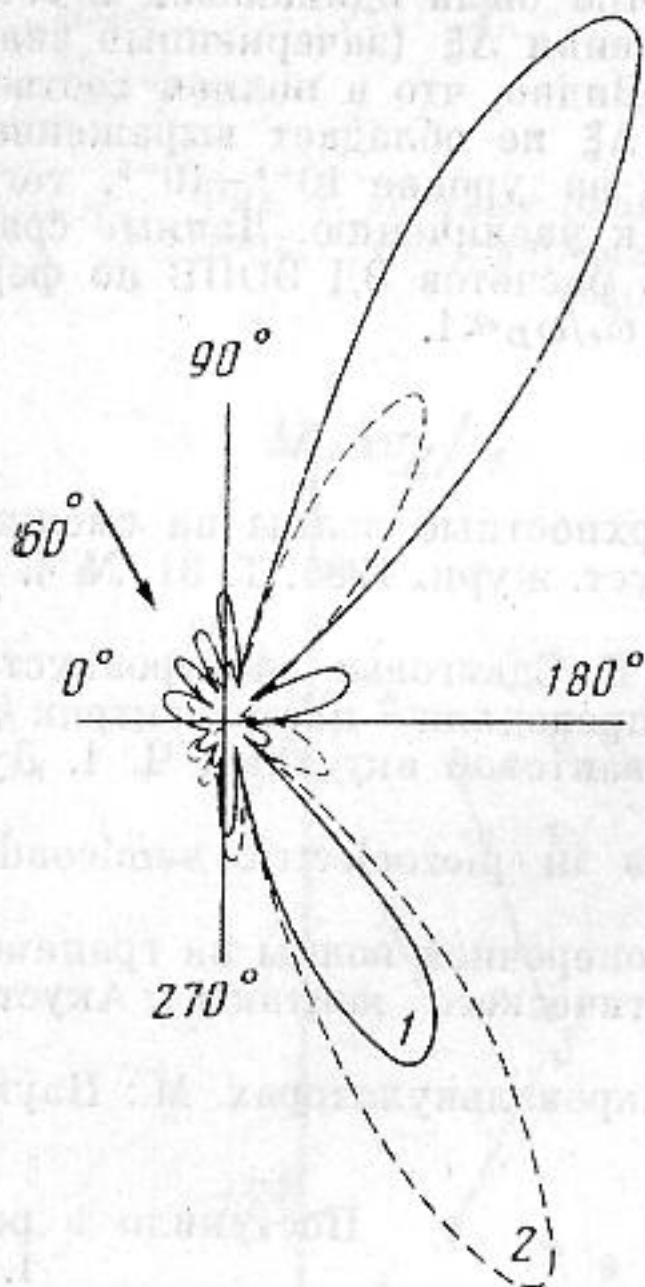
$$p(r_1, z_1, \varphi_1; r_2, z_2, \varphi_2; z_0) = \sum_{l=1}^L A_l(r_2, z_2) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{\sigma=0}^1 B_{nm} q_{lmo}(z_0, \varphi_2) P_n^m(\cos \alpha_{l2}) \times$$



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 1. Форма характеристик рассеяния в волноводе для акустически жесткого сфероида с соотношением осей $A/B=10$, волновой размер $kA=20,1$, $\varphi_1=60^\circ$: 1 - $\chi=15/16$, 2 - $\chi=3/4$

Фиг. 2. Форма характеристик рассеяния в волноводе для акустически жесткого конечного цилиндра замкнутого на концах полусферами, волновой размер цилиндрической части $kH=18$, ее диаметр $kD=2$, $\varphi_1=30^\circ$: 1 - $\chi=15/16$, 2 - $\chi=3/4$

Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, $\varphi_1=60^\circ$

$$\times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=m'}^{\infty} \sum_{\sigma'=0}^1 T_{n'm'\sigma'mn\sigma} B_{n'm'} \sum_{l'=1}^L A_{l'}(r_1, z_1) P_{n'}^{m'}(\cos \alpha_{l'1}) q_{l'm'\sigma'}(z_0, \varphi_1), \quad (1)$$

где

$$B_{nm} = (-i)^m \sqrt{(2 - \delta_{0m}) (2m+1) (n-m)! / (n+m)!},$$

$$q_{lm\sigma}(z_0, \varphi_j) = \delta_{0\sigma} \sin(\gamma_l z_0) \cos(m \zeta_{lj}) - i \delta_{1\sigma} \cos(\gamma_l z_0) \sin(m \zeta_{lj}),$$

$$\cos \alpha_{lj} = \cos \theta_l \cos \varphi_j, \quad \sin \zeta_{lj} = \cos \theta_l / \sin \alpha_{lj}, \quad \sin \theta_l = \gamma_l / k,$$

$$A_l(r, z) = \frac{1}{H} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \frac{\sin \gamma_l z}{1 - \left(\frac{v}{\mu x_l}\right) \frac{1}{x_l} \sin^2 x_l \operatorname{tg} x_l} \frac{e^{i \xi_l r}}{\gamma \xi_l r},$$

$$\gamma_l = x_l / H, \quad \xi_l = (k^2 - \gamma_l^2)^{1/2}, \quad v = kH(1 - \chi^2), \quad \chi = c/c_1, \quad \mu = \rho/\rho_1,$$

x_l - корни уравнения $\mu x \operatorname{ctg} x + (v^2 - x^2)^{1/2} = 0$ такие, что $x^2 \leq v^2$, L - число этих корней, $P_n^m(\cos \alpha)$ - присоединенный полином Лежандра, $T_{n'm'\sigma'n\sigma}$ - элемент матрицы рассеяния T , δ_{jm} - символ Кронекера, c, c_1 - скорости звука, ρ, ρ_1 - плотности среды для слоя и полупространства соответственно, k - волновое число. Суммирование по

n и m в (1) практически ведется в конечных пределах, определяемых размером усечения бесконечной матрицы T [5].

На фиг. 1–3 представлены зависимости от угла φ_2 рассеянного поля для акустически жестких сфероида и конечного цилиндра, расположенных в точке z_0 , ось вращения которых лежит горизонтально и совпадает с направлением $\varphi = \alpha = 0$. Будем называть эти кривые характеристиками рассеяния в волноводе, хотя у них нет полной аналогии с характеристиками рассеяния для безграничной среды. Основное различие состоит в том, что характеристика рассеяния в волноводе вообще говоря зависит как от параметров волновода (глубины, скорости звука в дне и т. д.), так и координат излучателя r_1, z_1 , приемника r_2, z_2 или рассеивателя z_0 , причем вследствие интерференции отдельных мод эта характеристика будет изменять свою форму и в дальней зоне рассеивателя при изменении r_2, z_2 .

Рассмотрим условия, определяющие сходство или различие формы характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде. Углы θ_l бриллюэновских лучей распространяющихся мод волновода лежат в пределах сектора, ограниченного углами $\pm\theta_{кр}$, $\theta_{кр} = \pi/2 - \arcsin \chi$ [4]. Если угол $\theta_{кр}$ мал настолько, что парциальные характеристики рассеяния (рассеяние из моды в моду, которые можно получить из (1), оставив вместо сумм по l и l' отдельные члены, соответствующие рассматриваемым модам) по своей форме отличаются мало, то и форма характеристики рассеяния в волноводе будет мало отличаться от аналогичной для безграничной среды и не будет зависеть от координат r_2, z_2 приемника, расположенного в дальней зоне рассеивателя.

Для приведенных на фиг. 1–3 рассеивателей при $\theta_{кр} = 20^\circ$ ($\chi = 15/16$) отличие характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде [5] мало, с ростом $\theta_{кр}$ это отличие увеличивается и при $\theta_{кр} = 40^\circ$ ($\chi = 3/4$) существенно. Заметим, что определяющим является именно угол $\theta_{кр}$, а не число распространяющихся мод L . Сама многолучевость (многомодовость) распространения, характерная для дифракции в волноводе, не приводит к усреднению характеристик рассеяния, т. е. даже для таких сложных по форме рассеивателей, как сфероид и конечный цилиндр остается определенное различие в характеристиках рассеяния в волноводе, имеющее место и в безграничной среде. При этом изменение характерных дифракционных максимумов – теневого и зеркального лепестков – происходит при дифракции в волноводе схожим образом. Наиболее существенные, качественные изменения происходят при углах падения волн $0^\circ \leq \varphi_1 < 45^\circ$. При углах падения $45^\circ \leq \varphi_1 \leq 90^\circ$ изменения сказываются в основном на амплитудах теневого и зеркального лепестков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г. Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 339.
2. Waterman P. C. New formulation of acoustic scattering // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. N 6. P. 1417.
3. Квятковский С. О. Применение метода Т-матриц к задаче о дифракции волн на рассеивателях в многомодовых волноводах // Волны и дифракция-85. IX Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси.: Изд-во Тбилисск. гос. ун-та. 1985. Т. 2. С. 240.
4. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. С. 264.
5. Квятковский С. О. Возможности упрощения вычислительного процесса в методе Т-матриц на основе анализа поверхностных интегралов // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 122.

Ленинградский
кораблестроительный институт

Поступило в редакцию
8.X.1986

УДК 534.87

ВЛИЯНИЕ БЕРЕГОВОГО КЛИНА НА ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННУЮ СТРУКТУРУ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА

Козин А. Б.

Хорошо известно, что в акустических волноводах скорость распространения нормальных волн зависит от частоты. При этом характер дисперсии определяется типом волновода. Например, для мелкого моря, которое часто моделируют в виде изоскоростного слоя с отражающими границами, характерно более быстрое распространение высоких частот и с понижением частоты групповая скорость моды уменьшается. В глубоководных районах с ярко выраженным подводным звуковым каналом характер дисперсии обратный. Здесь быстрее всего распространяются самые низкие частоты.

В последнее время живой интерес вызывает вопрос о распространении звука в клиновидной области берегового шельфа в плане выяснения ее влияния на сигнал,