АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 1

УДК 534.26

© 1993 г. Г.А. Гринблат, А.А. Клещев, К.В. Смирнов

ЗВУКОВЫЕ ПОЛЯ СФЕРОИДАЛЬНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ И ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С помощью метода нормальных волн отыскиваются поля излучения и рассеяния звука телами сфероидальной формы в плоском волноводе с идеальными границами.

Исследованию звуковых полей рассеивателей, излучателей и антенн (сплошных и дискретных), помещенных в стратифицированную среду или плоский волновод, уделяется в настоящее время пристальное внимание [1–12]. В [1] было высказано предположение о том, что для направленных источников (или рассеивателей) коэффициенты возбуждения нормальных мод точечного источника должны быть домножены на соответствующие значения характеристики направленности системы. С целью проверки этой гипотезы был выполнен расчет звукового поля поршневой системы, находящейся в плоском волноводе. Вертикальное распределение звукового давления от такого источника (f = 800 Гц) на расстоянии r = 500 м было вычислено по методу мнимых источников и методу нормальных волн с использованием описанной выше гипотезы. На рис. 1 представлены результаты расчетов по двум методам, которые указывают на удовлетворительное совпадение методов и правомочность предложенной в [1] гипотезы. В связи с этим появилась возможность дополнить результаты расчетов ближних звуковых полей сфероидальных рассеивателей и излучателей по методу мнимых источников [12] вертикальными и угловыми распределениями полей этих же систем, но уже на больших дистанциях. Начнем с дифракционной задачи, используя подход, предложенный в [12], и поместив идеальный рассеиватель сфероидальной формы в водный слой толщины H и скоростью звука c_0. Ось вращения тела z' ориентируем произвольно относительно границ волновода (рис. 2). Будем полагать, что размеры рассеивателя, его удаленность от границ и толщина волновода H таковы, что можно не учитывать вторичного рассеяния волн, отраженных от границ, нашим телом. Центр рассеивателя зафиксирован и отстоит на расстоянии $H - z_1 = z_0'$ от дна, на горизонтальном расстоянии R от него и на глубине $H - z_0$ (см. рис. 2) помещен точечный источник гармонического сигнала частоты ω. Если водный слой ограничен снизу абсолютно жестким дном, а сверху – свободной поверхностью воды, то поле звукового давления такого источника на расстоянии $r \gg H$ будет определяться рядом [13]

$$p_l(r, z) = \frac{2\pi i}{H} \sum_{l=1}^{L} \cos(\alpha_l z_0) \cos(\alpha_l z) H_0^{(1)}(\xi_l, r), \tag{1}$$

где l – номер нормальной волны, L – максимальное число незатухающих нормальных волн, распространяющихся в слое на данной частоте $H_0^{(1)}(\xi_l r)$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка, r – расстояние по горизонтали от источника до точки наблюдения, ξ_l и α_l соответственно горизонтальная и вертикальная компоненты волнового вектора l-й нормальной моды, связанные между собой соотношением $\xi_l = \sqrt{k^2 - \alpha_l^2} = \sqrt{k^2 - [(l - 0{,}5)\pi/H]^2}$. Путем элементарных преобразований с учетом асимптотики функций Ханкеля $H_0^{(1)}(\xi_l r)$ для больших $\xi_l r$ и неравенства $r \gg 2b$ (b – большая полуось сфероида) разложение (1) можно записать в виде набора плос-

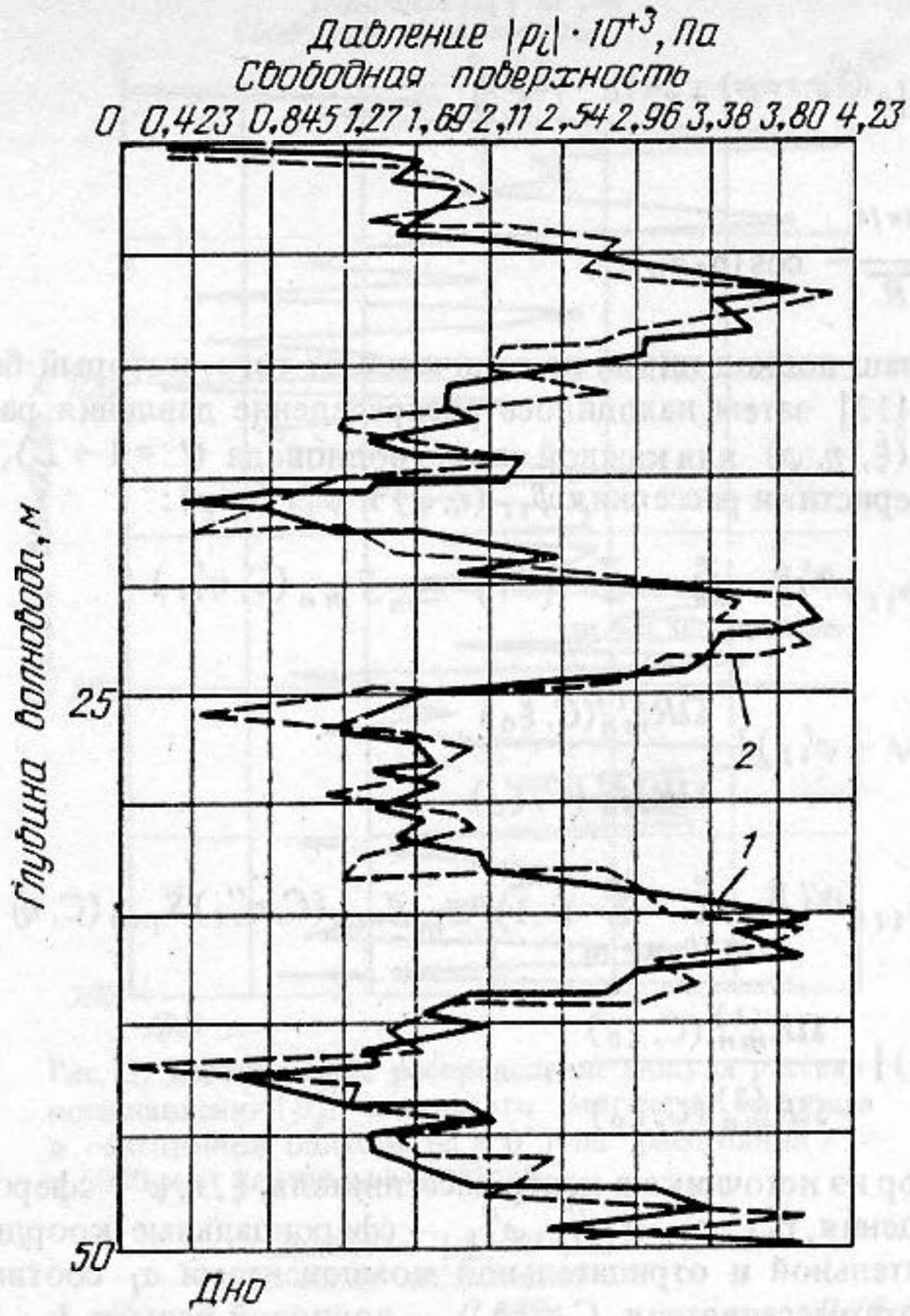

Рис. 1. Вертикальное распределение модуля звукового давления $|p_i|$ плоского поршневого излучателя на расстоянии r = 500 м от него: *1* – метод мнимых источников; *2* – метод нормальных волн

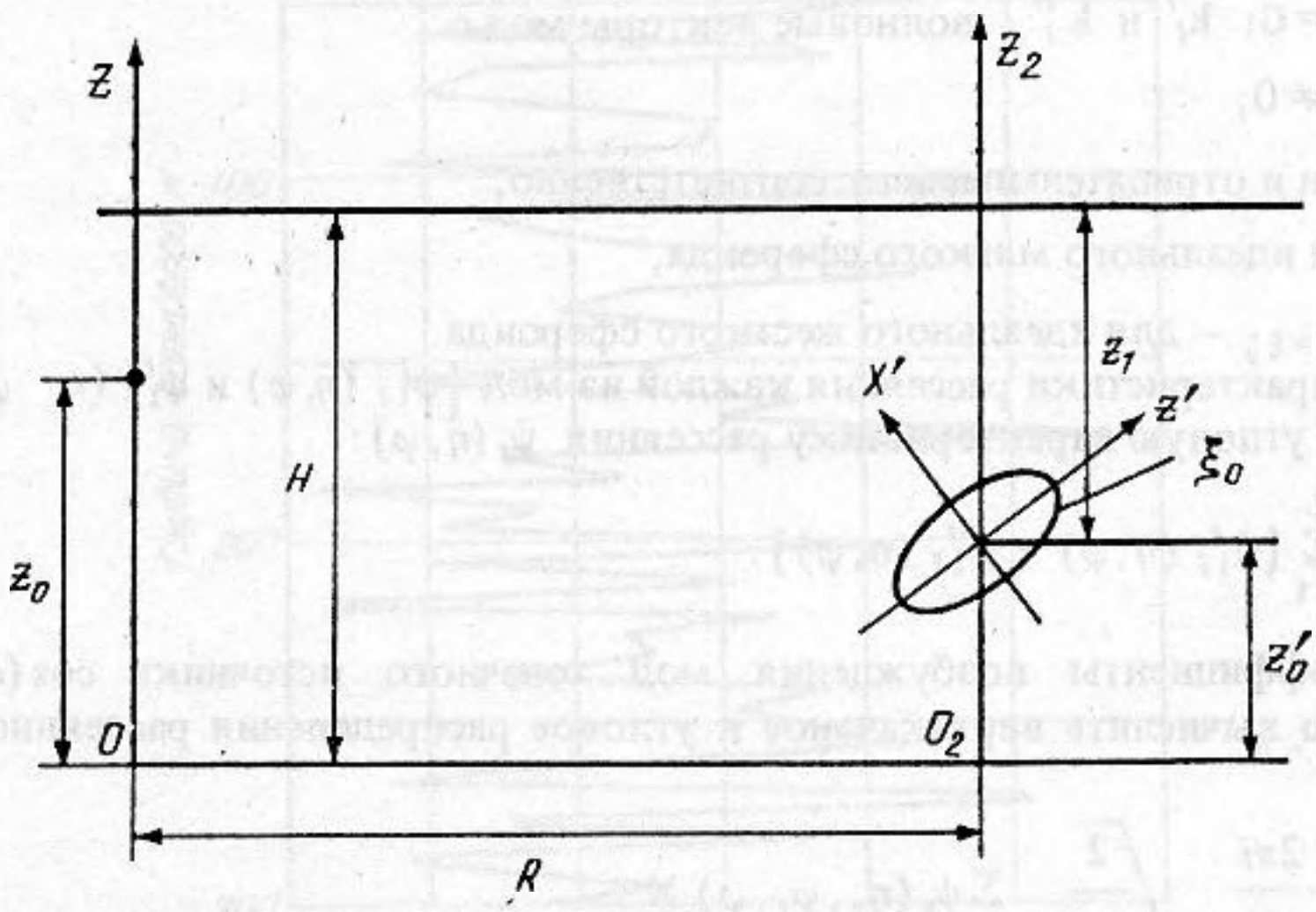

Рис. 2. Сфероидальный рассеиватель, помещенный в плоский волновод и облучаемый нормальными модами точечного гармонического источника

ких волн:

$$p_l(r,z) = \sum_{l=1}^{L} p_{1l}\,[e^{i(\xi_l r+\alpha_l z)} + e^{i(\xi_l r-\alpha_l z)}), \tag{2}$$

где $p_{1l} = \dfrac{\sqrt{2\pi i}\cdot e^{-i\pi/4}}{H\sqrt{\xi_l R}}\cos(\alpha_l z_0)$.

До этого момента наш подход ничем не отличался от того, который был использован в [12]. Но если в [12] затем находилось распределение давления рассеянного поля $p'_{1l}(\xi,\eta,\varphi)$ или $p''_{1l}(\xi,\eta,\varphi)$ для каждой из мод волновода ($l = 1 \div L$), то нас интересуют угловые характеристики рассеяния $\psi'_{1l}(\eta,\varphi)$ и $\psi''_{1l}(\eta,\varphi)$:

$$\psi'_{1l}(\eta,\varphi) = -\frac{2}{ik}p_{1l}e^{i\mathbf{k}'_l\mathbf{R}}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n\geqslant m}^{\infty}(-1)^n\in_m\bar{S}_{mn}(C,\eta'_{1l})$$

$$\bar{S}_{mn}(C,\eta)\cos[m(\varphi-\varphi'_{1l})]\,\frac{\Omega R^{(1)}_{mn}(C,\xi_0)}{\Omega R^{(3)}_{mn}(C,\xi_0)}, \tag{3}$$

$$\psi''_{1l}(\eta,\varphi) = -\frac{2}{ik}p_{1l}e^{i\mathbf{k}''_l\mathbf{R}}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n\geqslant m}^{\infty}(-1)^n\in_m\bar{S}_{mn}(C,\eta''_{1l})\bar{S}_{mn}(C,\eta)\times$$

$$\times\cos[m(\varphi-\varphi''_{1l})]\,\frac{\Omega R^{(1)}_{mn}(C,\xi_0)}{\Omega R^{(3)}_{mn}(C,\xi_0)}, \tag{4}$$

где $\mathbf{R}$ – радиус-вектор из источника в центр рассеивателя, ξ,η,φ – сфероидальные координаты точки наблюдения, $\eta'_{1l}, \varphi'_{1l}$ и $\eta''_{1l}, \varphi''_{1l}$ – сфероидальные координаты двух мод источника с положительной и отрицательной компонентами α_l соответственно, ξ_0 – радиальная координата рассеивателя, $C = kh_0$ – волновой размер, k – волновое число, h_0 – половина межфокусного расстояния, $\bar{S}_{mn}(C,\eta)$ – нормированная угловая сфероидальная функция, $R^{(1)}_{mn}(C,\xi_0)$ и $R^{(3)}_{mn}(C,\xi_0)$ – радиальные сфероидальные функции I и III рода соответственно,

$$\in_m = \begin{cases} 1, m=0; & \mathbf{k}'_l \text{ и } \mathbf{k}''_l \text{ – волновые векторы мод с} \\ 2, m\neq 0; & \end{cases}$$

положительными и отрицательными α_l соответственно,

$$\Omega = \begin{cases} 1 \text{ – для идеального мягкого сфероида,} \\ \partial/\partial\xi|_{\xi=\xi_0} \text{ – для идеального жесткого сфероида.} \end{cases}$$

Зная угловые характеристики рассеяния каждой из мод $[\psi'_{1l}(\eta,\varphi)$ и $\psi''_{1l}(\eta,\varphi)]$, найдем суммарную угловую характеристику рассеяния $\psi_s(\eta,\varphi)$:

$$\psi_s(\eta,\varphi) = \sum_{l=1}^{L}[\psi'_{1l}(\eta,\varphi) + \psi''_{1l}(\eta,\varphi)]. \tag{5}$$

Домножив коэффициенты возбуждения мод точечного источника $\cos(\alpha_l, z_0)$ на $\psi_s(\eta,\varphi)$, можно вычислить вертикальное и угловое распределения рассеянного давления $p^0_s(r,\varphi,z)$:

$$p^0_s(r,\varphi,z) = \frac{2\pi i}{H}\sqrt{\frac{2}{\pi r}}\sum_{t=1}\psi_s(\eta_t,\varphi_t,\varphi)\times$$

$$\times\frac{e^{i\xi_t r}}{\sqrt{\xi_t}}\cos(\alpha_t z'_0)\cos(\alpha_t z_2), \tag{6}$$

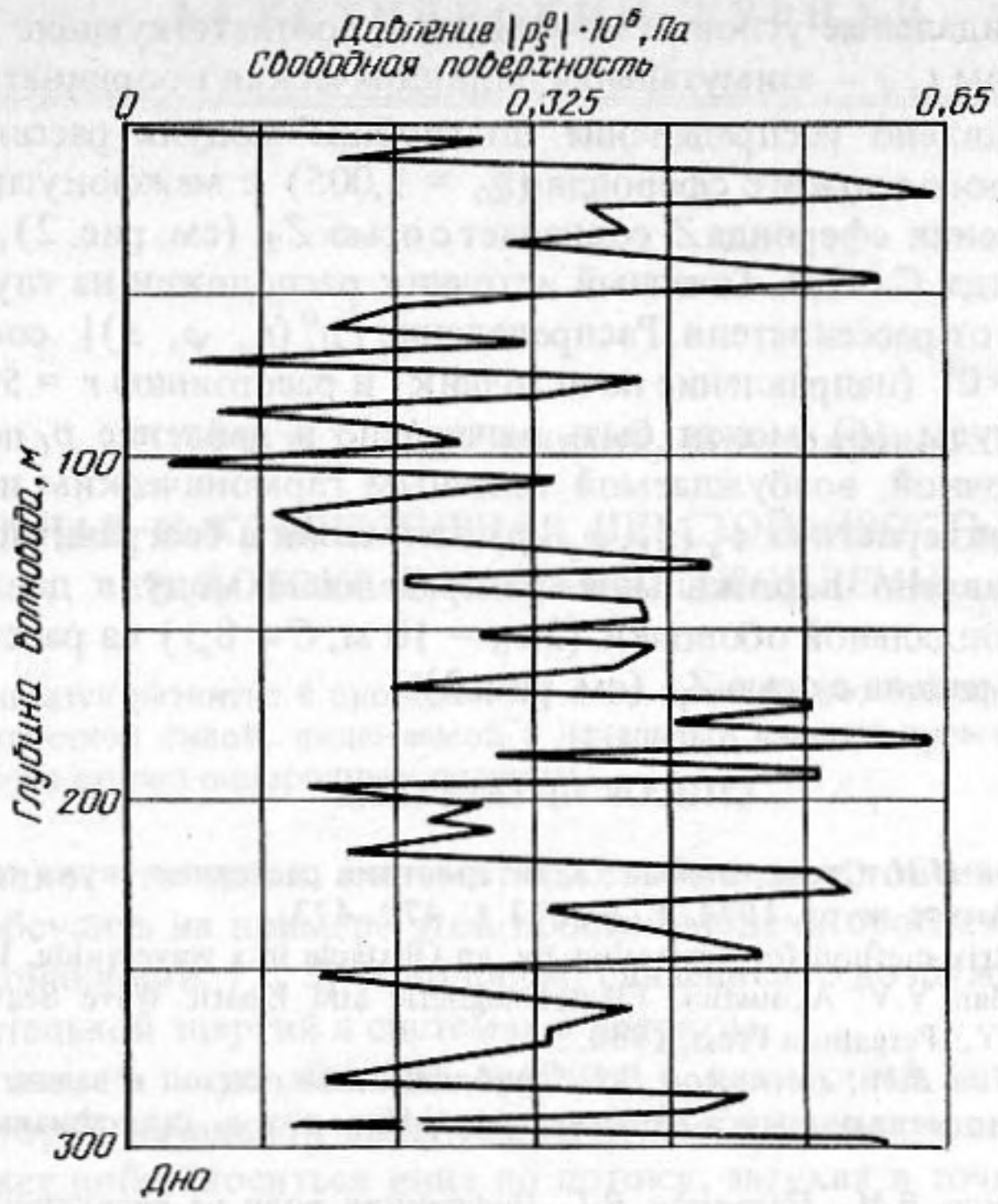

Рис. 3. Вертикальное распределение модуля рассеянного давления $|p_s^0|$ идеального (мягкого) сфероида в освещенной области ($\varphi = 0°$) на расстоянии r = = 5000 м от центра рассеивателя

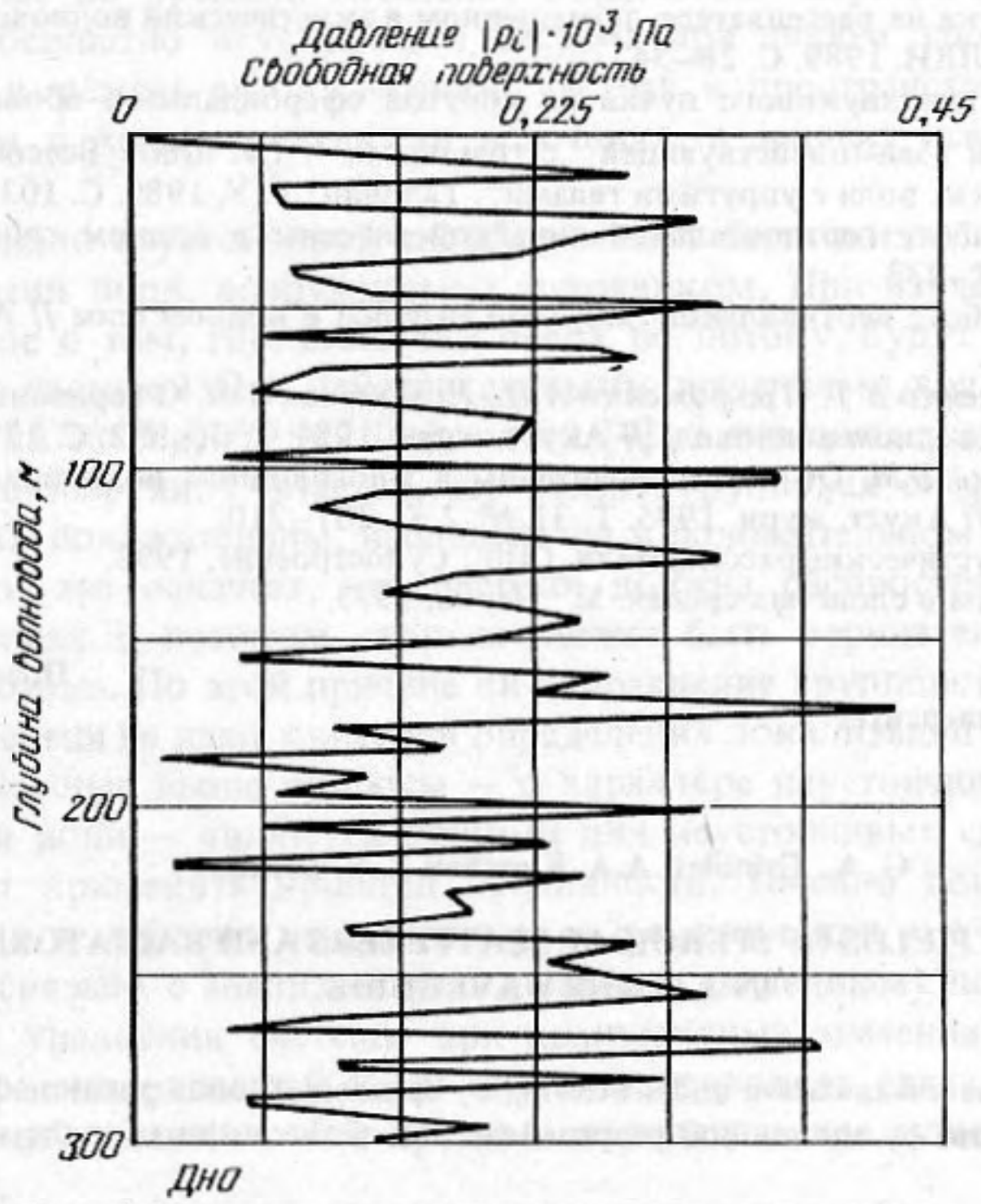

Рис. 4. Вертикальное распределение в волноводе модуля давления излучения $|p_i|$ на расстоянии r = = 10^4 м от излучающей упругой сфероидальной оболочки

где η_t и φ_t – сфероидальные угловые координаты, соответствующие допустимому углу θ_t моды с индексом t, φ – азимутальная цилиндрическая координата.

На рис. 3 представлено распределение по глубине модуля рассеянного давления $|p_s^0(r, \varphi, z)|$ идеального мягкого сфероида ($\xi_0 = 1{,}005$) с межфокусным расстоянием $2h_0 = 10$ м, ось вращения сфероида Z' совпадает с осью Z_2 (см. рис. 2), $z_0' = 150$ м. Волновой размер сфероида $C = 3{,}0$. Точечный источник расположен на глубине 150 м и на расстоянии $R = 300$ м от рассеивателя. Распределение $|p_s^0(r, \varphi, z)|$ соответствует сфероидальному углу $\varphi = 0^0$ (направление на источник) и расстоянию $r = 5000$ м.

С помощью формулы (6) может быть вычислено и давление p_i поля, излученного звука упругой оболочкой, возбуждаемой точечным гармоническим источником, если известна угловая характеристика $\psi_s(\eta_t, \varphi_t, \varphi)$ излучения в безграничной среде.

На рис. 4 представлено вертикальное распределение модуля давления излучения $|p_i|$ от упругой сфероидальной оболочки ($2h_0 = 10$ м, $C = 8{,}1$) на расстоянии $r = 10^4$ м. Ось оболочки Z' совмещена с осью Z' (см. рис. 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Клещев А.А., Клюкин И.И.* Спектральные характеристики рассеяния звука телом, помещенным в звуковой канал // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 470–473.
2. *Boström A.* The T-Matrix method for Scattering by an Obstacle in a wave-quide. In col. artic. / Ed. by Varadan V.K., Varadan V.V. Acoustics, Electromagnetic and Elastic Wave Scattering-Focus on the T-Matrix Approach. N.Y.: Pergamon Press, 1980.
3. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Приближенный подход к задаче о дифракции волн в волноводах с плавно меняющимися параметрами // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 4. С. 440–446.
4. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 339–343.
5. *Квятковский С.О.* Дифракция звуковых волн на рассеивателе в волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 6. С. 743–745.
6. *Квятковский С.О., Ильменков С.Л., Румянцев С.Б.* О применении метода Т-матриц для решения задачи дифракции звука на рассеивателе, помещенном в акустический волновод // Судовая акустика. Сб. науч. тр. Л.: ЛКИ. 1989. С. 28–34.
7. *Клещев А.А.* Дифракция звукового пучка на упругой сфероидальной оболочке, помещенной в плоский волновод и взаимодействующей с границами // Сб. докл. Всесоюз. симпоз. "Взаимодействие акустических волн с упругими телами". Таллинн: ТТУ, 1989. С. 103–106.
8. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 2. С. 227–233.
9. *Елисеевнин В.А.* О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 228–233.
10. *Галаненко В.В., Гринченко В.Т., Трофименко А.П., Ярмолович А.М.* О горизонтальной направленности антенны в многоводном волноводе // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 177–182.
11. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М.* Об изучении антенны в многоводном волноводе с плавно меняющимися параметрами // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 207–210.
12. *Клещев А.А.* Гидроакустические рассеиватели. СПб.: Судостроение, 1992.
13. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

Санкт-Петербургский морской технический университет

Поступила в редакцию 21.04.92

G. A. Grinblat, A.A. Kleschev, K.V. Smirnov

SOUND FIELDS OF SPEROIDAL SCATTERERS AND RADIATORS IN A PLANE WAVEGUIDE

The far wave fields of sound radiation and scattering by spheroidal solids positioned inside a plane waveguide have been found out by the method proposed by one of the authors for the scatterers positioned inside a sound channel.