

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. Оптическая зарядовая «память» в системе германий—гермическая двуокись германия.—Микроэлектроника, 1976, 5, № 6, с. 535—539. [2] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974, 554 с.

Поступила в редакцию
10.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 534.26

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЗВУКА ЖИДКОЙ СФЕРОЙ

Н. Н. Макаrenchенко, Ф. В. Рожин, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

Исследование функции обратного рассеяния от сфер и цилиндров показало связь отражающих свойств и собственных колебаний тел [1, 2]. Возбуждение при определенных kr_0 ($k = \omega/c$, ω — круговая частота, c — скорость звука в воде, r_0 — радиус сферы) собственных колебаний сферы необходимо учитывать и при рассмотрении фокусирующих свойств сферических линз. Учет затухания в материале сферы приводит к «сглаживанию» кривой зависимости давления в отраженной волне в дальнем поле от kr_0 [3, 4]. В данной работе в результате точного решения волнового уравнения для жидкой сферы [5] на ЭВМ БЭСМ-6 рассчитаны угловые и радиальные зависимости поля звукового давления при различных значениях волнового размера kr_0 и затухания в материале сферы.

Как известно [5], поле во внутренней области сферы \bar{p} есть

$$\bar{p} = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} \bar{A}_n(kr_0, \bar{k}r_0, \bar{\rho}c/\rho c) j_n(\bar{k}r_0) P_n(\cos \theta),$$

где \bar{A}_n — коэффициенты разложения поля давления во внутренней области по сферическим функциям $\bar{k} = \omega/\bar{c}$, \bar{c} — скорость звука во внутренней среде, ρ и $\bar{\rho}$ — плотности внешней и внутренней среды соответственно, j_n — сферические функции Бесселя, P_n — полиномы Лежандра, p_0 — амплитуда поля давления в падающей волне, θ — азимутальный угол сферической системы координат.

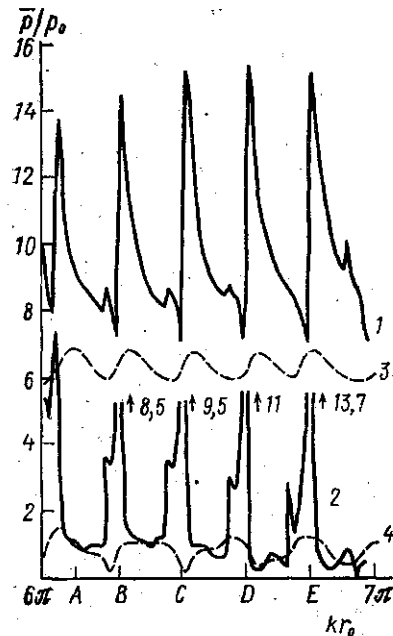
Условие резонанса n -й моды:

$$1/\bar{A}_n = 0 \text{ или } (\bar{\rho}c/\rho c) h'_n(kr_0) j_n(kr_0) - h_n(kr_0) j'_n(\bar{k}r_0) = 0,$$

где h_n и h'_n — функции Ханкеля 2-го рода и их производные соответственно. Это уравнение имеет решения только при комплексных значениях частот, даже если пренебрегать затуханием в материале сферы [1], что физически означает конечную величину резонансной амплитуды давления и ширины резонансной кривой из-за излучения сферы во внешнюю жидкость.

На рис. 1 приведены зависимости поля давления на поверхности сферы от kr_0 в точках $\theta = 180^\circ$ (направление падения волны) и $\theta = 0^\circ$

без учета затухания (сплошные кривые 1 и 2) и с затуханием (пунктирные кривые 3 и 4) при равенстве плотностей сферы и среды и показателе преломления $n=2$ ($n=c/\bar{c}$). Учет затухания в материале сферы (полагая $\bar{k}=\bar{k}_1-i\bar{k}_2$) приводит к существенному «сглаживанию» функции $\bar{p}(kr_0)$. Точки B, C, D и E соответствуют значениям kr_0 , при которых



возбуждаются резонансы 22-й, 23-й, 24-й и 25-й мод соответственно. Точка A соответствует значению kr_0 , при котором нет резонанса для какой-либо моды. На резонансах резко меняются радиальные и угловые распределения давления (рис. 2). Приведенные на рис. 2 зависимости соответствуют точкам A (сплошные кривые) и B (пунктирные). За счет возрастания \bar{A}_n для n -й моды на резонансе угловая зависимость рассеяния определяется доминирующим полиномом Лежандра P_n . Это приводит к увеличению амплитуды и числа побочных максимумов, а также к значительному возрастанию максимума при $\theta=0^\circ$ (направление зер-

Рис. 1. Зависимость поля давления на поверхности сферы от kr_0 при равенстве плотностей сферы и среды и $n=2$: без затухания при $\theta=180^\circ$ (1); 0° (2) и с затуханием ($k_2/k_1=0,53 \times 10^{-2}$) при $\theta=180^\circ$ (3) 0° (4)

кального отражения). Фаза давления n -й моды в пределах резонансной кривой меняется на π , на что указано и в работе [1]. Так как точка B соответствует резонансу 22-й моды, то число максимумов угловой зависимости для $0^\circ \leq \theta < 360^\circ$ равно 44.

Учет затухания в материале сферы приводит не только к «сглаживанию» кривых 1 и 2, приведенных на рис. 1, но и к «стабилизации» радиальных и угловых распределений давления (рис. 3). Сплошная и пунктирная кривые рис. 3 соответствуют точкам A и B на рис. 1. Введение затухания, таким образом, существенно увеличивает рабочую полосу частот линзы, превращая ее из узкополосной системы в широкополосную.

«Стабилизация» радиальных зависимостей дает возможность указать для данного интервала kr_0 значение оптимального показателя преломления, т. е., в частности, такого, при котором главный максимум находится на поверхности. В этом случае расчет показывает, что для сферы $n_{\text{opt}} \approx 1,7$, а для цилиндра $n_{\text{opt}} \approx 1,8$ в интервале $6\pi \leq kr_0 \leq 10\pi$, что согласуется с результатом работы [6]. Однако в работе [6] указывается на желательность выбора материала линзы, обладающего минимальным затуханием и волновым сопротивлением $\rho\bar{c}$, равным волновому сопротивлению окружающей жидкости ρc , что якобы ведет к увеличению коэффициента прохождения звуковой энергии падающей волны сквозь линзу. Из результатов, приведенных в настоящей работе, следует, что для обеспечения широкополосности линзы затухание в материале линзы должно быть выбрано конечным. Что же касается выбора материала с $\rho\bar{c}=\rho c$, то такой выбор не устраняет резонансного харак-

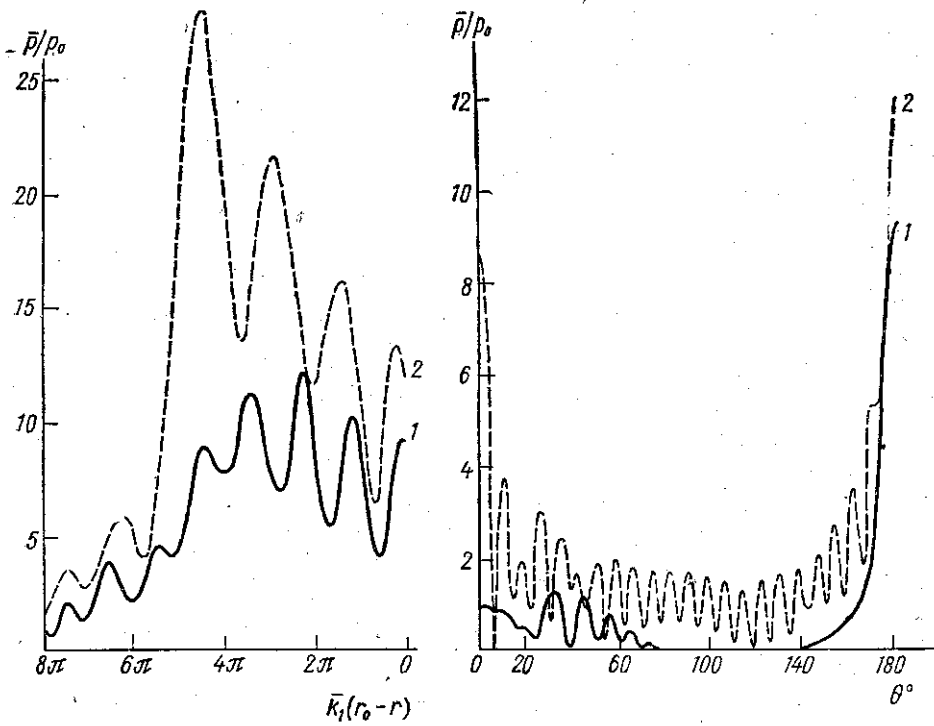


Рис. 2. Радиальное распределение поля при $\theta=180^\circ$ и угловое распределение поля на поверхности сферы без затухания в точках А (1) и В (2)

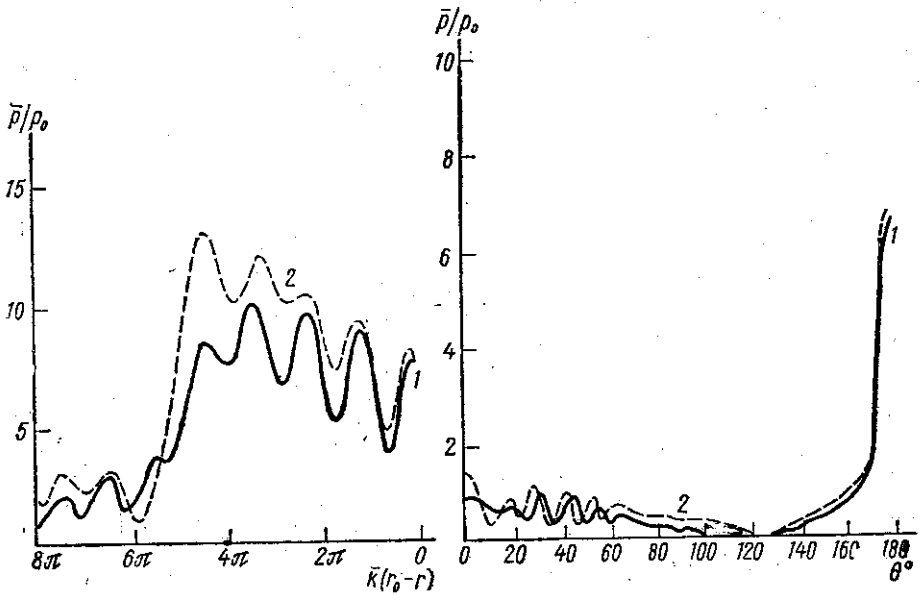


Рис. 3. Радиальное распределение поля при $\theta=180^\circ$ для сферы с затуханием $\frac{k_2}{k_1}=0,26 \cdot 10^{-2}$ и угловое распределение поля на поверхности сферы с затуханием $\frac{k_2}{k_1}=0,53 \cdot 10^{-2}$ в точках А (1) и В (2)

тера фокусировки при $g = \bar{\rho c^2} / \rho c^2 \neq 1$ (т. е. в случае различных сжимаемостей внешней и внутренней жидкости). Для сжимаемых тел, для которых $g < 1$, влияние собственных резонансов особенно велико [7].

Таким образом, учет резонансных особенностей фокусировки звука жидкой сферической линзой является необходимым и показывает принципиально важное влияние затухания в материале линзы на ее фокусирующие свойства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Flax L., Dragonette L. R., Uberall H. Theory of elastic resonance excitation by sound scattering.—JASA, 1978, 63, N 3, p. 723—732. [2] Vogt R. H., Neubauer W. G. Relationship between acoustic reflection and vibrational modes of elastic spheres.—JASA, 1976, 60, N 1, p. 15—22. [3] Vogt R. H., Flax L., Dragonette L. R., Neubauer W. G. Monostatic reflection of plane wave from an absorbing sphere.—JASA, 1975, 57, N 3, p. 558—561. [4] Hasegawa T., Kitagawa Y., Watanabe Y. Sound reflection from an absorbing sphere.—JASA, 1977, 62, N 5, p. 1298—1300. [5] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960, с. 257—286. [6] Каневский И. Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977, с. 227—267. [7] Anderson V. C. Sound scattering from a fluid sphere.—JASA, 1950, 22, N 4, p. 426—431.

Поступила в редакцию
18.11.80