

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскаръян Г. А. Самофокусировка ультра- и гиперзвука // Письма ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 144-147.
2. Бункин Ф. В., Ляхов Г. А. Новые задачи нелинейной акустики жидкостей // Исследования по гидрофизике. М.: Наука, 1984. С. 3-19. (Тр. ФИАН. Т. 156)
3. Ассман В. А., Бункин Ф. В. и др. Наблюдение теплового самовоздействия звукового пучка в жидкости // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 148-150.
4. Ассман В. А., Бункин Ф. В. и др. Самовоздействие звукового пучка в жидкости с большой вязкостью // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1. С. 138-140.
5. Sterley E., Teixeira J. // Interpretation of the unusual behavior of H₂O and D₂O at low temperatures: tests of a percolation model // J. Chem. Phys. 1980. Т. 73(7). P. 3404-3422.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21.VI.1988

УДК 534.232

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ЧАСТЬЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ДВУГРАННЫЙ УГОЛ

Глазнов В. Е., Рубанов И. Л.

Решена задача об излучении звука частью колеблющейся цилиндрической поверхности в двугранный угол с абсолютно мягкими гранями.

Рассмотрим звуковое поле, создаваемое в двугранном угле раствора 2α с идеальными (например, абсолютно мягкими) гранями за счет колебаний замыкающей угол части цилиндрической поверхности радиуса a (рис. 1). Пусть распределение колебательной скорости по излучающей поверхности симметрично, т. е. $v(\varphi) = v(-\varphi)$.

В математической постановке задача сводится к определению функции $p(r, \varphi)$ — звукового давления, являющейся решением уравнения Гельмгольца, с граничными условиями Дирихле на гранях угла

$$p=0; \quad \varphi=\pm\alpha; \quad r\leq a \quad (1)$$

и с граничными условиями Неймана на колеблющейся поверхности

$$\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r=a} = v(\varphi); \quad -\alpha \leq \varphi \leq \alpha, \quad (2)$$

где $r(\varphi)$ — координаты точки наблюдения в цилиндрических координатах с центром в точке 0; ρ — плотность среды; k — волновое число; ω — угловая частота.

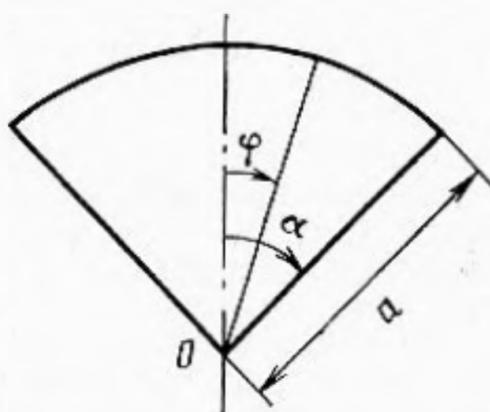


Рис. 1

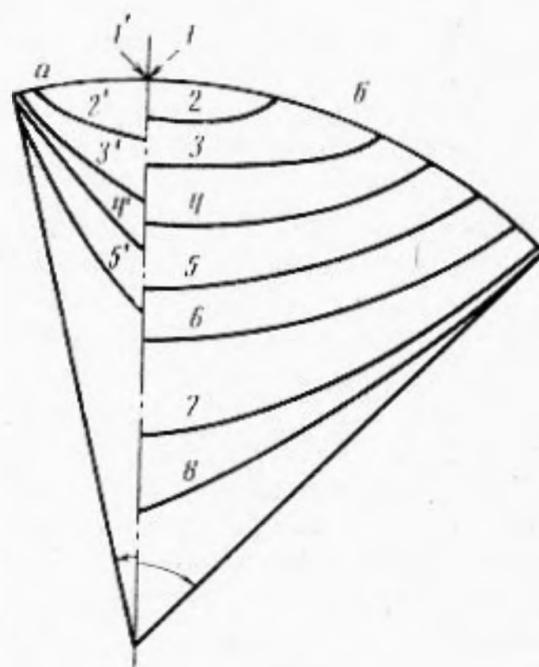


Рис. 2

Рис. 1. Геометрия задачи

Рис. 2. Распределение амплитуды звукового давления внутри двугранного угла при $a - \alpha = \pi/12$ и $b - \alpha = \pi/4$: 1 — $p/\rho c = 0,6$; 2 — 0,5; 3 — 0,4; 4 — 0,3; 5 — 0,2; 6 — 0,1; 7 — 0,05; 8 — 0,01; 1' — $p/\rho c = 0,19$; 2' — 0,1; 3' — 0,05; 4' — 0,025; 5' — 0,01

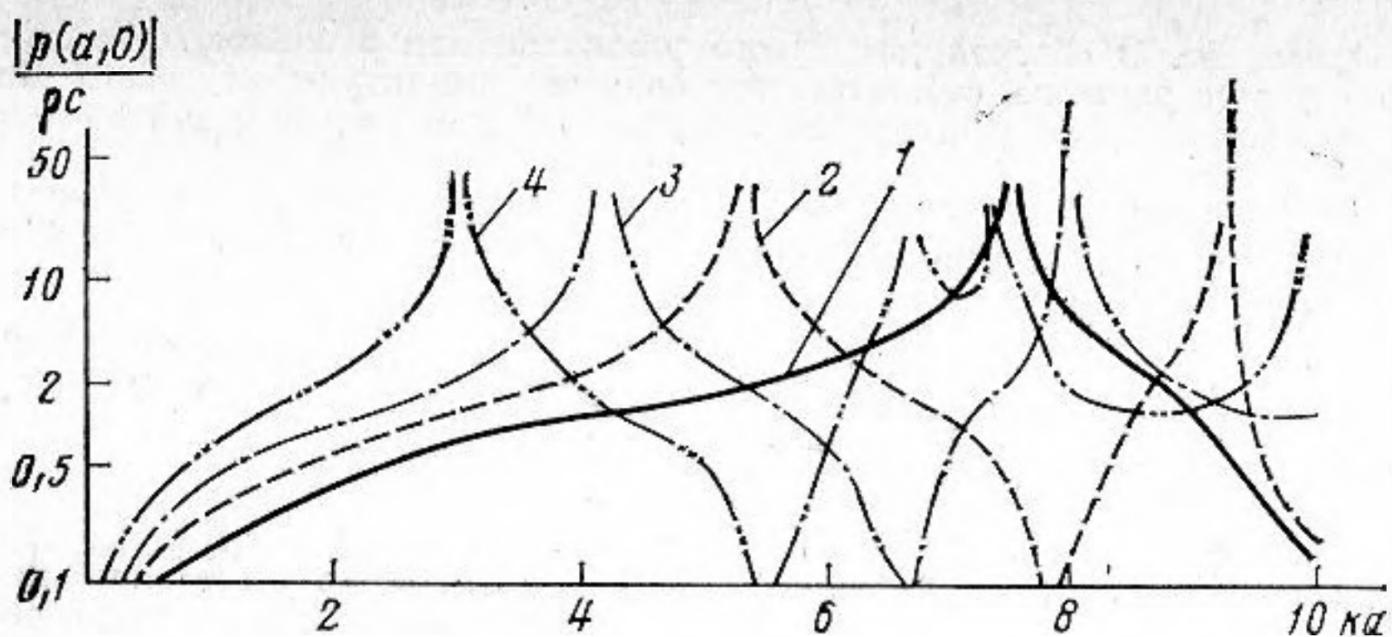


Рис. 3. Частотная зависимость амплитуды звукового давления в центре излучающей поверхности, α : 1 — $\pi/12$; 2 — $\pi/8$; 3 — $\pi/6$; 4 — $\pi/4$

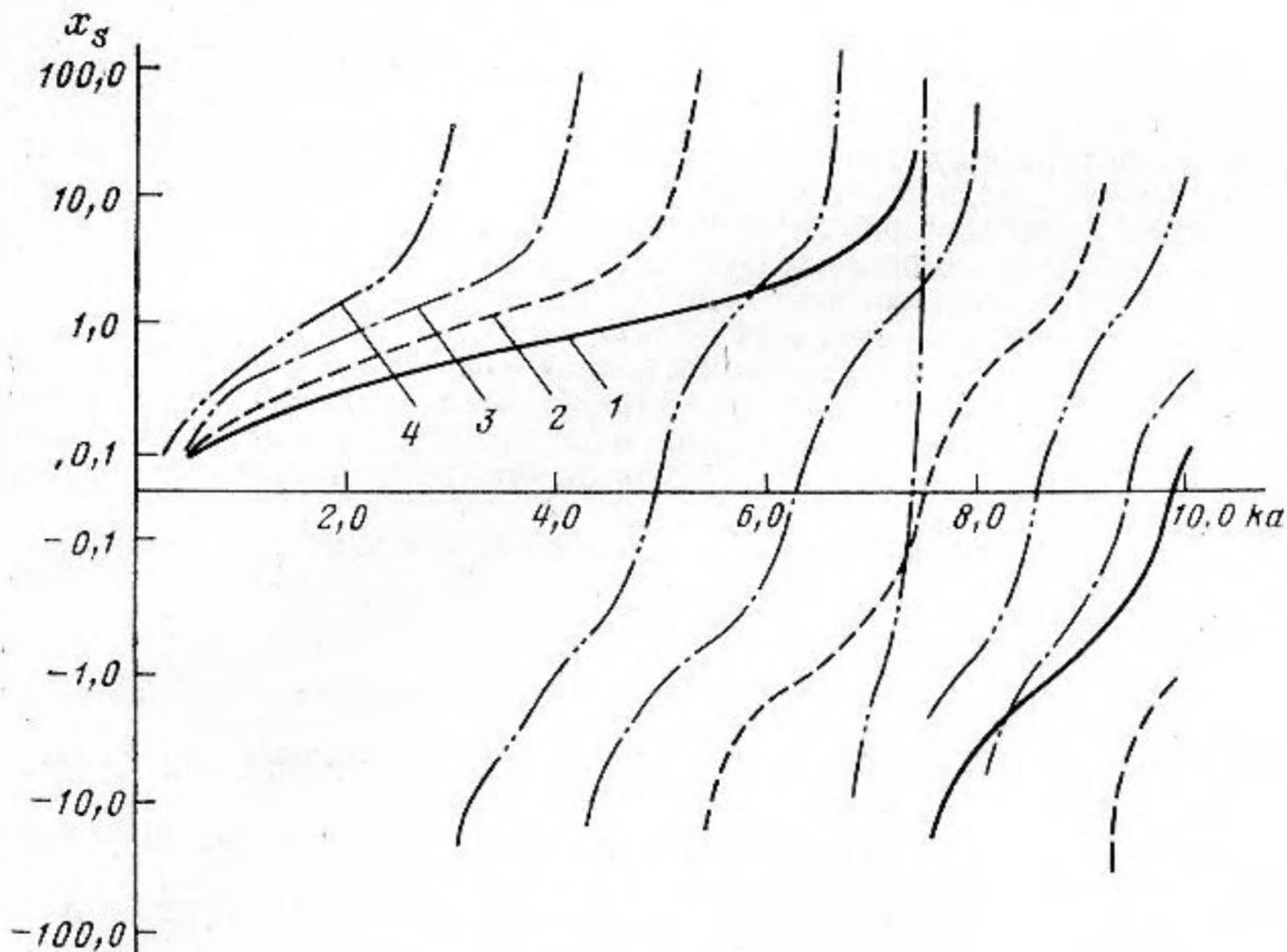


Рис. 4. Частотная зависимость импеданса излучения исследуемой модели. Обозначения те же, что и на фиг. 3

При равномерном распределении колебательной скорости по излучающей поверхности ($v(\varphi) \equiv 1$) звуковое поле в точке с координатами (r, φ) описывается выражением [1, 2]

$$p(r, \varphi) = i\rho c \frac{2}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{J_{(m+1/2)\pi/\alpha}(kr) \cos[(m+1/2)\pi\varphi/\alpha]}{(m+1/2) J'_{(m+1/2)\pi/\alpha}(ka)}, \quad (3)$$

где c — скорость звука в среде, $J_\nu(x)$ — функция Бесселя.

Результаты расчетов звукового поля внутри двугранного угла показали, что рельеф поля достаточно равномерен, а максимальная величина звукового давления развивается в точке с координатами $(a, 0)$, т. е. в центре излучающей поверхности, при этом полученная при расчетах величина звукового давления, развиваемого на гранях угла, на 10–12 порядков меньше амплитуды звукового давления на излучающей поверхности, что позволяет считать граничные условия (2) выполненными. В качестве примера на рис. 2 приведено отнесенное к волновому сопротивлению среды ρc распределение амплитуды звукового давления внутри двугранного угла при единичной амплитуде колебательной скорости излучающей поверхности волнового радиуса $ka=1$.

На рис. 3 приведена частотная зависимость амплитуды звукового давления в центре излучающей поверхности $p(a, 0)$ при различных углах раствора двугранного угла 2α . Зависимость носит резонансный характер, при этом чем больше раствор двугранного угла, тем при меньших значениях волнового радиуса ka наступает

первый резонанс. В области до первого резонанса при одинаковых величинах ka большим углам раствора соответствуют большие амплитуды звукового давления, а при постоянном угле раствора амплитуда давления растет с ростом волнового радиуса ka .

В соответствии с определением [2] безразмерный импеданс излучения части цилиндрической поверхности, излучающей внутрь двугранного угла с абсолютно мягкими гранями, равен

$$z_s = \frac{1}{\rho c S} \int_S p(S) dS = \frac{2i}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{J_{(m+1/2)\pi/\alpha}(ka)}{(m+1/2)^2 J'_{(m+1/2)\pi/\alpha}(ka)}. \quad (4)$$

Так же, как и в случае излучения звука бесконечной пульсирующей трубой во внутреннюю область [3, 4], исследуемая модель имеет чисто реактивный импеданс.

На рис. 4 приведена частотная зависимость реактивной составляющей импеданса излучения исследуемой модели при различных величинах двугранного угла. Наблюдается последовательность резонансов и антирезонансов внутреннего объема, при этом при смене знака реактанса (на частотах антирезонанса) функция x_s терпит бесконечный разрыв, что объясняется отсутствием в принятой математической модели потерь в среде и на гранях угла.

Сравнивая полученные результаты с известными данными о входном импедансе бесконечного цилиндра, излучающего во внутреннюю полость [3, 4], следует отметить, что если в случае бесконечного цилиндра при $ka \rightarrow 0$ $x_s \rightarrow -\infty$, т. е. наблюдается антирезонанс, то в рассматриваемой модели при $ka \rightarrow 0$ $x_s \rightarrow 0$, т. е. наблюдается резонанс. В силу этого входной импеданс бесконечного цилиндра в области малых ka (до достижения волновым радиусом цилиндра величины $ka \approx 0,7\pi$) носит упругий характер, а входной импеданс исследуемой модели имеет характер массы до первого антирезонанса, положение которого зависит от угла раствора и составляет $ka \approx 7,5$ при $\alpha = \pi/12$, $ka \approx 5,3$ при $\alpha = \pi/8$, $ka \approx 4,2$ при $\alpha = \pi/6$ и $ka \approx 3,1$ при $\alpha = \pi/4$.

Сопоставляя результаты расчетов частотных зависимостей амплитуды звукового давления в центре излучающей поверхности $p(a, 0)$ и входного импеданса исследуемой модели, несложно заметить, что на частотах антирезонанса наблюдается не только сопровождаемая бесконечным разрывом функции x_s смена знака реактанса, но и максимум величины звукового давления.

Авторы выражают благодарность Г. Е. Львовой за проведение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уэйт Д. Р. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем. М.: Сов. радио, 1963.
2. Смаришев М. Д. Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1973.
3. Гринченко В. Т., Вовк И. В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. Киев: Наук. думка, 1986.
4. Глазанов В. Е. Экранирование гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1986.

Поступило в редакцию
9.III.1988

УДК 534.212

АКУСТОИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Гончаров В. С.

В [1] представлены результаты экспериментального исследования акустоионного взаимодействия вытекающих волн в структуре YZ -срез ниобата лития — электролит. Механизм взаимодействия аналогичен акустоэлектронному взаимодействию в структуре пьезоэлектрик — полупроводник без акустической связи.

Данная аналогия не является исчерпывающей. Наблюдается существенное расхождение результатов расчета и эксперимента при больших ~ 1 М концентрациях электролита и необходимо использовать подгоночный параметр.

Строгое решение задачи об акустоионном затухании в структуре пьезоэлектрик — электролит может быть получено только численными методами. Более простой путь — воспользоваться приближенными формулами для описания изменения величины декремента и скорости вытекающей волны в зависимости от концентрации электролита.

Показано, что при изменении акустического импеданса жидкости $\rho_f V_f$ в диапазоне $(0,5-2) \cdot 10^6$ кг/м²с скорости звука в жидкости V_f в диапазоне 1000–2000 м/с декремент α и скорость V_L вытекающей волны изменяются в зависимости от ди-