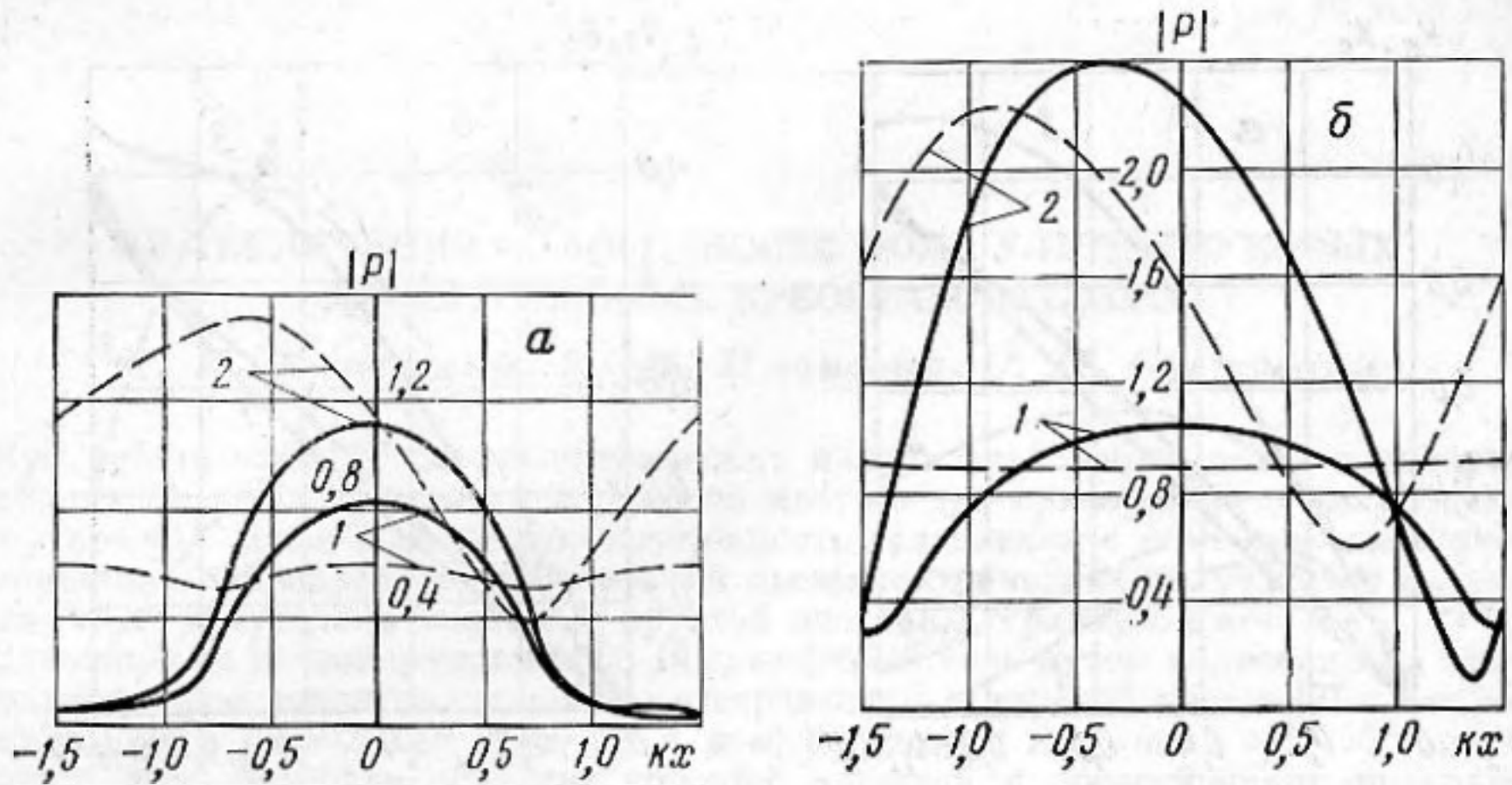


**ОБ ИЗЛУЧЕНИИ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ
КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ПОЛОС
В ПЛОСКОМ АКУСТИЧЕСКИ ПОДАТЛИВОМ ЭКРАНЕ**

Ю. Ю. Добровольский

В работах [1, 2] рассматривались свойства бесконечных фазированных антенных решеток, состоящих из колеблющихся полос, расположенных в плоском абсолютно жестком экране. Выражения, определяющие параметры излучающих полос в случае податливого экрана, могут быть получены из соответствующих соотношений, найденных для пульсирующих колец на импедансном цилиндре [3].

Пусть бесконечная эквидистантная решетка одинаковых полос бесконечной длины расположена в плоскости $Z=0$ декартовой системы координат XYZ , причем начало



Фиг. 1. Распределение амплитуд звукового давления на поверхностях излучающих решеток. $a - \gamma=0,5$; $b - \gamma=0,9$; $1 - \alpha=0$; $2 - \alpha=60^\circ$

координат совмещено с некоторой точкой средней линии одной из полос, а ось OY ориентирована вдоль нее. Угол α , определяющий направление синфазного излучения, отсчитывается от оси OZ в плоскости $Y=0$. Для остальных обозначений сохраним символы, принятые в работе [3]: d — период решетки, l_1 — ширина полосы, l_2 — ширина промежуточных экранов, дополняющих поверхности излучающих полос до бесконечной сплошной плоской поверхности, U — амплитуда колебательной скорости полос. Поверхность экранов будем также характеризовать локальной безразмерной податливостью g . Тогда, устремив к бесконечности радиус цилиндра a в формулах (10), (14), (15) [3] и используя асимптотику функции Ханкеля, в принятой нами системе координат выражения, которые определяют звуковое давление, и отнесенный к единице длины импеданс излучения колеблющихся полос, в случае податливого экрана соответственно принимают вид

$$(1) \quad p = \rho c U \sum_{m=-N}^N A_m e^{-i\tau(m)z/d - ik_x t(m)},$$

$$(2) \quad z_s = \rho c k l_1 \sum_{m=-N}^N A_m I_2(m),$$

где коэффициенты A_m определяются из решения системы

$$(3) \quad A_n = k l_1 \frac{I_2(n)}{\tau(n)} - g \frac{k l_2}{\tau(n)} \sum_{m=-N}^N A_m I_1(n, m),$$

$$n=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N,$$

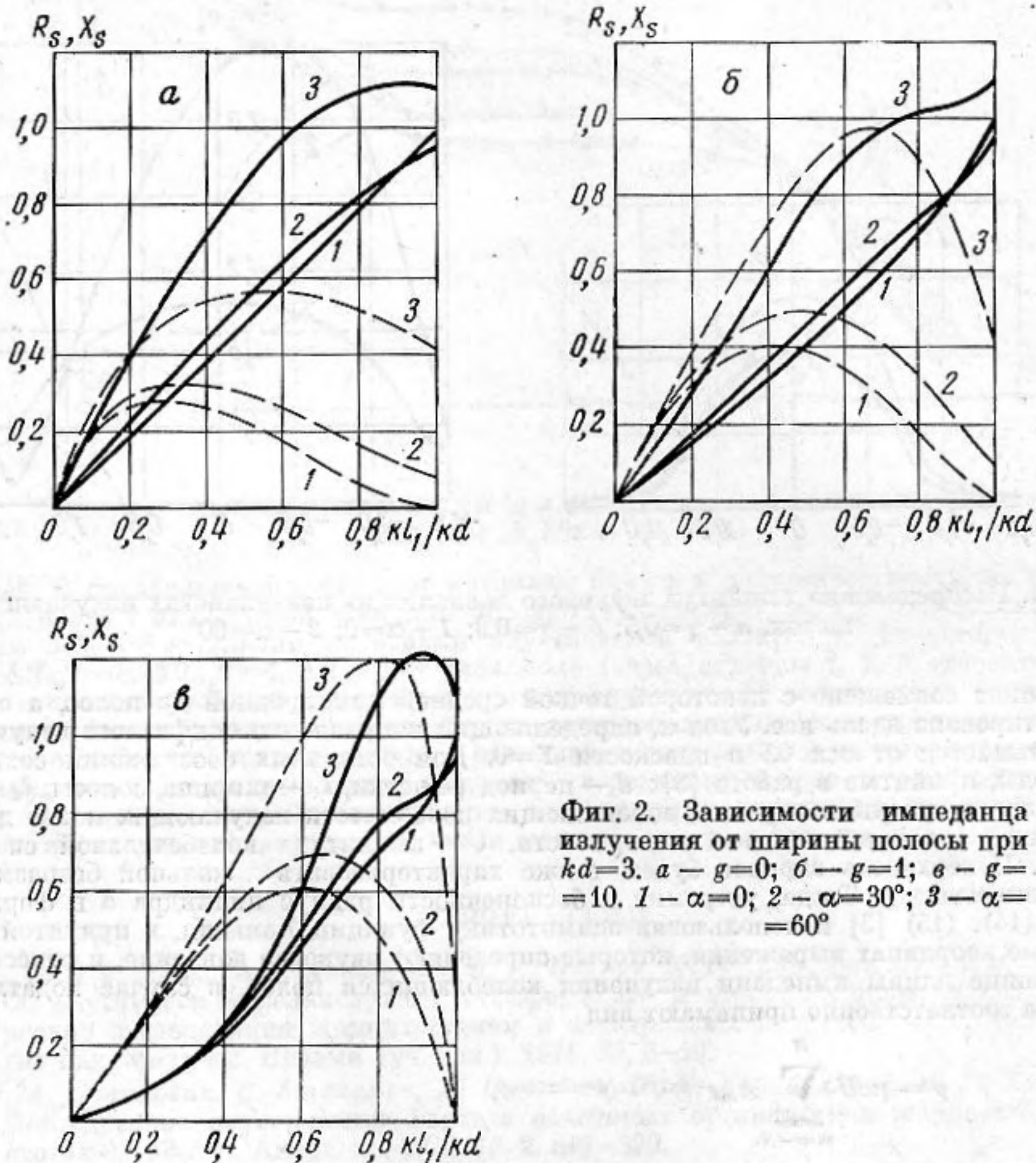
$$\text{где } I_1(n, m) = \frac{1}{k l_2} \left\{ \frac{\sin[\pi(n-m)]}{\pi(n-m)} - \gamma \frac{\sin[\pi\gamma(n-m)]}{\pi\gamma(n-m)} \right\}$$

$$I_2(n) = \frac{\sin \left[\frac{kl_1}{2} t(n) \right]}{\frac{kl_1}{2} t(n)},$$

$$t(n) = \frac{2\pi n}{kd} + \sin \alpha, \quad \gamma = \frac{kl_1}{kd},$$

$$\tau(n) = \begin{cases} kd[1-t(n)^2]^{1/2}, & 0 \leq |t(n)| \leq 1 \\ -ikd[t(n)^2-1]^{1/2}, & |t(n)| > 1 \end{cases}$$

В работе [3] в записи выражения $I_1(n, m)$ допущена ошибка, однако при выполнении расчетов подразумевалось правильное написание.



Фиг. 2. Зависимости импеданца излучения от ширины полосы при $kd=3$. а — $g=0$; б — $g=1$; в — $g=10$. 1 — $\alpha=0$; 2 — $\alpha=30^\circ$; 3 — $\alpha=60^\circ$

На фиг. 1 и 2 показаны результаты расчетов безразмерных звукового давления $P=p/\rho cU$ и импеданца излучения полос $Z_s=z_s/\rho c l_1$ в случае решетки с периодом $kd=3$.

На фиг. 1 сплошными линиями показаны распределения амплитуд звукового давления на поверхности излучающей решетки с податливым экраном ($g=10$) и разными размерами полос ($\gamma=0,5$ и $0,9$). Для сравнения штриховыми линиями изображены соответственные значения, вычисленные при абсолютно жестком экране ($g=0$). Следует отметить, что даже при относительно малых размерах податливого экрана ($\gamma=0,9$) наблюдаются существенные изменения распределения давления. При несинфазном излучении максимум распределения смещается к центру полосы. В случае относительно больших размеров податливого экрана ($\gamma=0,5$) характер распределения сохраняется при значительном изменении угла α .

На фиг. 2 сплошными и штриховыми линиями соответственно показаны зависимости активной и реактивной составляющих импеданца излучения от ширины полосы

при разных импедансах экрана. В случае $g=10$ и $\gamma < 0,5$ импеданс излучения изменяется незначительно при значительных изменениях угла α , при $\gamma > 0,5$ с увеличением податливости экрана растет реактивная составляющая импеданса излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. Смаришев. Направленность гидроакустических антенн. Л., «Судостроение», 1973.
2. V. Mangulis. Nearfield pressure for an infinite array of strips. Trans. IRE. Son. ultrason. 1966, SU-13, 2, 49-53.
3. Ю. Ю. Добровольский. Акустическое поле бесконечной решетки пульсирующих колец на импедансном цилиндре. Акуст. ж., 1974, 20, 6, 838-842.

Поступила
11 июля 1975 г.
После исправления
19 мая 1976 г.

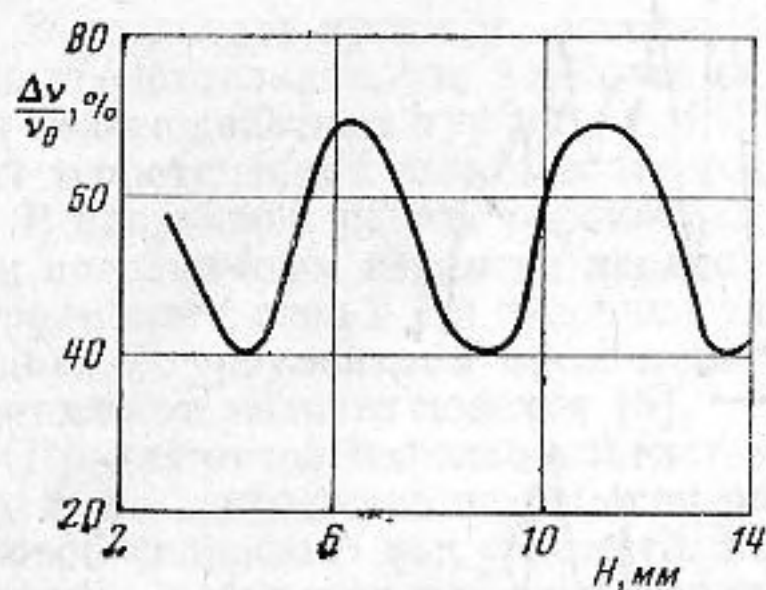
УДК 534.232

ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

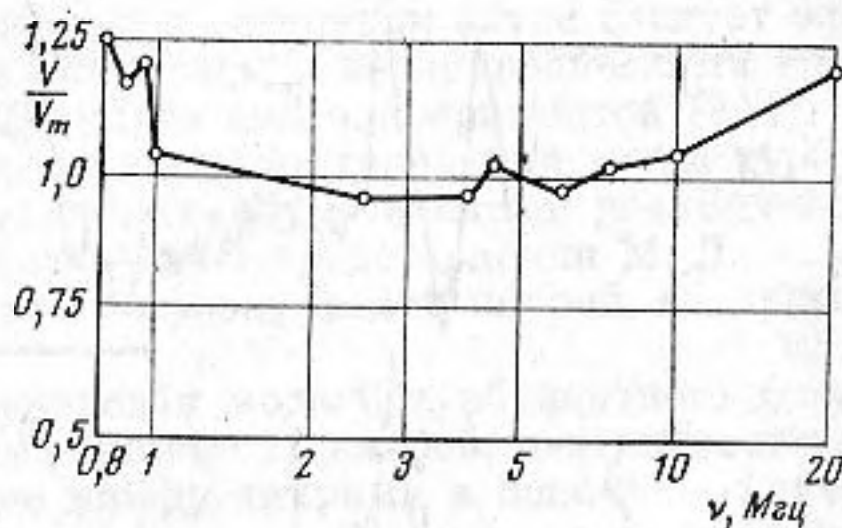
И. Н. Каневский, М. М. Нисневич, С. Н. Озерский

При работе плоских пьезоэлектрических излучателей наблюдается неоднородное распределение амплитуды по поверхности излучателя, приводящее к излучению косых пучков [1]. Нами исследована возможность ослабления с помощью механического демпфирования паразитных колебаний пьезоэлектрических излучателей в частном случае, когда излучатель имеет вид круглой пластины с радиусом $a=5$ мм.

Пластины из пьезокерамики ЦТС-19 демпфировались путем нанесения на заднюю поверхность слоя токопроводящей самотвердеющей галлиевой пасты [2] с волновым сопротивлением $\rho_{сд}=20 \cdot 10^6$ кг/м²сек и коэффициентом затухания $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-2}$ дб/м на частоте 1 Мгц. Демпфер обладает хорошей адгезией к посеребренной поверхности пьезопластины, что обеспечивает надежный акустический контакт пластины с демпфером без применения дополнительных склеек. На фиг. 1 приведен график зависимости относительной ширины полосы пропускания преобразователя $\Delta\nu/\nu_0$ от толщины



Фиг. 1. Зависимость полосы пропускания преобразователя от толщины демпфера



Фиг. 2. Частотная характеристика преобразователя

ны демпфера H . Эта зависимость имеет осциллирующий характер, причем существуют значения $H=H_{\min}$, при которых полоса пропускания преобразователя становится минимальной. Это наблюдается, когда толщина демпфера равна целому числу полуволн в его материале на основной частоте радиальных колебаний пьезоэлемента ν_{R1} . Эта частота определяется уравнением [3]

$$2(1-\sigma)J_0(\omega a/c_{п}) = \Lambda_1(\omega a/c_{п}),$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\Lambda_1(x)$ — лямбда-функция первого порядка, $\sigma \approx 0,27$ — коэффициент Пуассона и $c_{п}$ — скорость звука в пьезокерамике, $\omega = 2\pi\nu_R$, а ν_R — частота радиальных колебаний пластины. Если γ_1 — первый корень уравнения, то неблагоприятные толщины $H_{\min}^{(n)} = n(c_{д}/c_{п})\nu_1/\pi a$ при $n=1, 2, 3, \dots$, а оптимальные толщины, при которых полоса пропускания максимальна, равны $H_{\text{opt}}^{(n)} = (2n-1)(c_{д}/c_{п})\gamma_1/2\pi a$.

На фиг. 2 приведена частотная характеристика преобразователя в диапазоне частот от 0,8 до 20 Мгц. Как видно, в этом диапазоне относительное изменение ампли-