величине $\alpha = 0{,}5$; ширина полосы в этом случае определяется значениями частот f_1' и f_2' и составляет 6,5 октав. Если модуль сдвига изменяется пропорционально частоте ($\alpha = 1$), то коэффициент потерь армированной вибродемпфирующей конструкции не зависит от частоты и составляет величину $\eta = \eta_{max}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Kerwin. Damping of flexural waves by a constrained viscoelastic layer. J. Acoust. Soc. America, 1959, 31, 7, 952—962.
2. G. L. Ball, I. O. Salyer. Development of a viscoelastic composition having superior vibration damping capability. J. Acoust. Soc. America, 1966, **39**, 4, 663—673.
3. В. И. Кашина, В. В. Тютекин. Экспериментальное исследование армированных вибродемпфирующих конструкций. Акуст. ж., 1967, **13**, 3, 387—390.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
2 апреля 1969 г.

УДК 534.26

ОБ УСИЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Л. М. Лямшев

Л. М. Бреховских одним из первых указал на важную роль поверхностных волн в акустике и рассмотрел ряд интересных случаев распространения этих волн в жидких и газообразных средах и в твердых телах [1, 2]. В недавних работах И. А. Викторова и других авторов изучалось усиление поверхностных волн в пьезополупроводниках (см., например, [3 и 4]). Ниже обращается внимание на возможность усиления поверхностных волн в жидких и газообразных средах, когда поверхностная волна «удерживается» на границе тонкой пьезополупроводниковой пластинки или оболочки. В самом деле, если в тонкой безграничной пьезополупроводниковой пластине, находящейся в жидкости, распространяется изгибная волна, скорость которой c_x мала по сравнению со скоростью звука c в этой жидкости, то поле у поверхности пластины представляет собой поверхностную волну

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left[ik_x x - \sqrt{k_x^2 - k^2}\, y\right], \qquad y > 0.$$

Волновое число k_x определяется из уравнения [5]:

$$[k_x^4(1+\delta) - k_{f0}^4]\sqrt{k_x^2 - k^2} + i\mu k_{f0}^2 = 0, \tag{1}$$

где
$$\mu = \frac{2\rho}{\rho_1 h}, \qquad \delta = \frac{4\pi\beta_{эфф}^2(1-p^2)}{N\varepsilon_{xx}}, \qquad k_{f0}^4 = \frac{\omega^2 g}{h\rho_1}.$$

ρ — плотность жидкости, g — цилиндрическая жесткость, N — модуль Юнга, ρ_1 — плотность, h — толщина пластины, $\beta_{эфф} = \beta_{x,xx} - \dfrac{p}{1-p}\beta_{x,xy}$ — эффективный пьезомодуль для изгибных волн $\beta_{i,nl}$ — пьезотензор, ε_{xx} — компонента тензора диэлектрической проницаемости материала пластины, p — коэффициент Пуассона, $|k_{f0}| \gg k$. Если рассматривать не очень тонкие по сравнению с длиной дебаевской волны в пьезополупроводнике пластинки (оболочки), то можно положить

$$\varepsilon_{xx}(\omega, k_x) = \varepsilon_0 - \frac{4\pi\sigma_0}{i\omega}\,\frac{1}{1 - \beta + \dfrac{ik_x^2 v_T^2}{\omega\nu}}, \tag{2}$$

где ε_0 — статическое значение диэлектрической проницаемости, $\sigma_0 = e^2 n_0 / m\nu$ — проводимость по постоянному току, $\beta = v_= / c_x$, $v_= = eE_= / m\nu$ — скорость дрейфа носителей заряда под действием постоянного поля $E_=$, $v_T = (2\varkappa T / m)^{1/2}$ — тепловая скорость носителей, ν — частота соударений и n_0 — концентрация носителей.

Решая уравнение (1) методом последовательных приближений, поскольку $\mu \ll 1$ и $\delta \ll 1$, и, ограничиваясь членами первого порядка малости, имеем $k_x = k_{f0} + \alpha$,

где $\alpha \simeq -\frac{1}{4} k_{f0}\delta - \frac{1}{4} k_{f0} \frac{\mu}{\sqrt{k_{f0}^2 - k^2}}$.

Путем несложных преобразований получаем

$$\operatorname{Im}\delta = -K_\perp(1-p)\varepsilon_0 \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega\nu}(1-\beta)}{\varepsilon_0^2(1-\beta)^2 + \frac{\omega_0^4}{\omega^2\nu^2}\left[1 + \varepsilon_0 \frac{2\omega r_0^2}{hc_\perp}\sqrt{6(1-p)}\right]^2}. \tag{3}$$

Здесь $c_\perp$ — скорость сдвиговых волн, $K_\perp = [2\pi\beta_{\text{эфф}}^2 / \varepsilon_0 c_\perp^2 \rho_1]^{1/2}$ — коэффициент электромеханической связи для сдвиговых волн в пьезополупроводнике, $\omega_0 = (4\pi l^2 n_0 m)^{1/2}$ — плазменная частота носителей, $r_0 = (\varkappa T_e / 4\pi l^2 n_0)^{1/2}$ — дебаевский радиус.

Как видно из выражения (3), при $\beta > 1$ знак мнимой части δ меняется и k_x приобретает положительную мнимую часть, что приводит к нарастанию амплитуды поверхностной волны, удерживаемой пластиной.

Нетрудно рассмотреть случай, когда поверхностная волна возникает у тонкой цилиндрической пьезополупроводниковой оболочки, совершающей осесимметричные колебания. Для звукового потенциала напишем выражение:

$$\varphi = \frac{H_0(wr)}{H_1(wr)} e^{ik_x x}, \quad r > a \qquad \frac{J_0(wr)}{J_1(wa)} e^{ik_x x}, \quad r < a,$$

где $w = \sqrt{k^2 - k_x^2}$, a — радиус оболочки. Для волнового числа k_x справедливо уравнение

$$i\frac{\pi a}{\pi}(k_x^4 - k_f^4) w^2 J_1(wa) H_1(wa) + \frac{\omega^2\rho}{g} = 0, \tag{4}$$

где

$$k_f^4 = \frac{h}{ga^2}[\rho_1\omega^2 a^2 - N(1+\delta)],$$

k_f — волновое число осесимметричных колебаний тонкой пьезополупроводниковой оболочки в вакууме. Полагая $ka \ll 1$, $k \ll |k_f|$ можно пренебречь инерцией трубы и ее жесткостью на изгиб в продольном направлении и получить

$$k_x = k_{x0} + \alpha,$$

где $k_{x0} \approx k\sqrt{1 + \frac{2\rho c^2 a}{Nh}}$, $\alpha \approx k\frac{\rho c^2 a}{Nh}\delta$ $w \approx i\omega\sqrt{\frac{2\rho a}{Nh}}$ и мнимая часть δ дается формулой (3). Основываясь на результатах работы [6], можно было бы рассмотреть случай поверхностной цилиндрической волны, обусловленной изгибными колебаниями тонкого пьезополупроводникового стержня.

Заметим в заключение, что усиление поверхностных волн в жидкости, удерживаемых пьезополупроводниковой упругой границей, можно, по-видимому, реализовать при помощи пьезокерамической пластины или оболочки (стержня) с тонким полупроводниковым слоем на их поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Поверхностные волны в акустике. Обзор. Акуст. ж., 1959, 5, 1, 4—13.
2. Л. М. Бреховских. О поверхностных волнах в твердом теле. Акуст. ж., 1966, 12, 3, 374—376.
3. И. А. Викторов. Рэлеевские волны в кристаллах сульфида кадмия. Докл. АН СССР, 1968, **178**, 6, 1281—1284.
4. S. Kaliski. Direct amplification of ultra and hypersonic surface waves in semiconducting crystals of the wurtzite group. Proc. Vibr. Probl., 1968, **9**, 3, 221—242.
5. Л. М. Лямшев. Прохождение звука через пьезополупроводниковую пластинку в жидкости. Акуст. ж., 1968, **14**, 3, 474—476.
6. Л. М. Лямшев, В. А. Чернова. Рассеяние звука тонким пьезополупроводниковым стержнем. Акуст. ж., 1968, **14**, 4, 615—617.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
27 марта 1968 г.