

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ

Г. Н. Бурлак, Т. Н. Пустыльник

В настоящее время достаточно полно исследованы свойства поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль границы твердых тел [1], что обусловлено их широким применением на практике. Менее исследованы спектры акустических волн в слоистых системах, характеризующиеся поперечным распределением амплитуд и дисперсией волновых мод. Эти особенности делают возможным управление характеристиками волн путем изменения частоты.

Ниже исследована слоистая система, состоящая из изотропных упругих пластинки ($0 \leq z \leq H$ — среда 1) и подложки ($z \leq 0$ — среда 2), не имеющих акустического контакта, причем зазор между ними намного меньше длины волны. Показано, что в такой системе при наличии постоянного электрического поля E_0 , параллельного упругим смещениям, могут распространяться поперечные объемные акустоэлектрические волны, направленные от границы раздела. Угол отклонения этих волн определяется их частотой ω и величиной поля E_0 . Это позволяет управлять направлением распространения объемных акустических волн в подложке. Считая среды 1, 2 одинаковыми, решение уравнений движения [2] для упругих смещений будем искать в виде

$$(1) \quad u = \begin{cases} 0; & (z > H) \\ (C_1 e^{ik_{\perp} z} + C_2 e^{-ik_{\perp} z}) e^{i(\omega t - k_{\parallel} y)}, & (0 \leq z \leq H) \\ C_3 e^{ik_{\perp} z + i(\omega t - k_{\parallel} y)}, & (z \leq 0) \end{cases}$$

где $k_{\perp} = \sqrt{\frac{\omega^2}{s^2(1+\delta)} - k_{\parallel}^2}$, $\delta = \frac{a^2 E_0^2}{16\pi \rho s^2 \epsilon}$, s — скорость поперечной волны, C_i — произвольные амплитуды.

Используя граничные условия отсутствия механических напряжений, а также непрерывности потенциала и нормальной компоненты вектора индукции при $z=0, H$, мы получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(2) \quad \sin k_{\perp} H = \frac{\delta}{1+\delta} \frac{1}{1+\epsilon} \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} F(k_{\parallel}, k_{\perp}),$$

где

$$F(k_{\parallel}, k_{\perp}) = 2e^{-k_{\parallel} H} - \frac{1}{2} e^{ik_{\perp} H} \left[1 + \epsilon + i \frac{\delta}{1+\delta} \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} + \left(1 - \epsilon - i \frac{\delta}{1+\delta} \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \right) e^{-2k_{\parallel} H} - \cos k_{\perp} H \right].$$

Если $\delta=0$, то уравнение (2) распадается на два уравнения — $k_{\perp}=0$ и $k_{\perp}=n\pi/H$ ($n=1, 2, \dots$ — номер моды), отвечающие поперечным объемным волнам и нормальным волнам в пластинке соответственно. Поэтому при решении уравнения (2) в приближении слабой связи (обычно $\delta \ll 1$) необходимо различать два случая.

1. При $k_{\perp} H \ll 1$ из уравнения (2) следует, что k_{\perp} является чисто мнимым

$$k_{\perp} = -i \frac{\delta}{1+\delta} \frac{k_{\parallel}}{1+\epsilon},$$

что, как видно из формулы (1), определяет поперечную поверхностную акустическую волну, распространяющуюся вдоль границы подложки с глубиной локализации порядка $\epsilon/\delta k_{\parallel}$ [2-4]. Следовательно, в этом случае влияние пластинки на спектр волн в подложке несущественно.

2. При $k_{\perp}H \sim n\pi$ ($n=1, 2, \dots$) из уравнения (2) получаем

$$\omega = \sqrt{1 + \delta} \sqrt{k_{\parallel}^2 s^2 + \omega_n^2} \left[1 + \frac{\delta}{1 + \delta} \frac{k_{\parallel} H}{1 + \epsilon} \frac{s^2}{H^2 (k_{\parallel}^2 s^2 + \omega_n^2)} F \left(k_{\parallel}, \frac{n\pi}{H} \right) \right],$$

где $\omega_n = \frac{n\pi}{H} s$ — частота зарождения n -й моды. Таким образом, в этом случае аку-

стическая волна в подложке имеет как продольную k_{\parallel} , так и поперечную $k_{\perp} \approx n\pi/H$ компоненту волнового вектора. Фазовая скорость этой волны равна $\omega/\sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2} = s\sqrt{1 + \delta}$, а направление распространения по отношению к нормали определяется углом θ_n : $\text{tg } \theta_n \equiv k_{\parallel}/k_{\perp} = \sqrt{\omega^2/\omega_n^2 - 1}$. Следовательно, изменяя частоту ω , либо величину δ , можно управлять направлением распространения волны в подложке. Крутизна изменения угла θ_n равна $\Delta\theta_n/\Delta\omega = \omega_n/\omega\sqrt{\omega^2 - \omega_n^2}$ и возрастает при приближении частоты ω к ω_n .

Отношение усредненных интенсивностей акустических волн в подложке и в пластинке имеет порядок $\sim \delta^2 \text{tg } \theta_n$, что при $\delta \neq 0$ и $\text{tg } \theta_n \neq 0$ отвечает излучению акустических волн из пластинки через щель в подложку (заметим, что подобный эффект прохождения объемной акустической волны через щель между полуограниченными пьезоэлектриками изучался в работах [5, 6]). Естественно, что при этом возбужденная внешним источником волна в пластинке будет затухать. Оценивая на основании уравнения (2) порядок величины затухания, получаем $\text{Im } k_{\parallel} \sim -\delta^2 k_{\parallel}$.

В заключение заметим, что рассмотренный выше эффект изменения направления распространения объемных акустических волн при изменении частоты может иметь место и в пьезоэлектриках. В этом случае в приведенных формулах необходимо сделать замену $\delta \rightarrow K^2$ (K^2 — константа электромеханической связи). Геометрия системы при этом определяется ориентацией пьезоактивного направления в кристалле. |

ЛИТЕРАТУРА

1. Викторов И. А. Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах. Акуст. ж., 1979, 25, 1, 1-17.
2. Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Кошечая С. В. Поверхностные акустоэлектрические волны на границе раздела двух сред, обусловленные электрострикцией. Физ. тв. тела, 1976, 18, 5, 1222-1225.
3. Guljaev Yu. V., Plessky V. P. Shear surface acoustic waves in dielectrics in the presence of an electric field. Phys. Lett., 1976, 56A, 6, 491-492.
4. Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Кошечая С. В. Поперечные поверхностные акустоэлектрические волны на границе раздела кубических кристаллов, обусловленные электрострикцией. Физ. тв. тела, 1976, 18, 11, 3299-3303.
5. Балакирев М. К., Горчаков А. В. Просачивание упругой волны через зазор между пьезоэлектриками. Физ. тв. тела, 1977, 19, 2, 571-572.
6. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. Резонансное прохождение акустической волны через щель между пьезоэлектриками. Физ. тв. тела, 1978, 20, 1, 133-136.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила
10 июля 1979 г.

УДК 534.28

ЗАДАЧА ГАШЕНИЯ ПОЛЯ ЗА ЩЕЛЬЮ В ЖЕСТКОМ ЭКРАНЕ В ДЛИННОВОЛНОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

М. П. Завадская, А. В. Попов, Б. Л. Эгельский

Рассмотрим модельную двумерную задачу о компенсации поля плоской волны $U_0 = \exp[ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)]$, прошедшей сквозь узкую щель ширины $2a$ ($ka \ll 1$) в жестком экране; компенсацию будем осуществлять с помощью системы активного гашения методом, развитым в работах [1, 2]. В рассматриваемом нами длинноволновом случае этот подход допускает значительное упрощение.

Активная система представляет собой пару точечных монопольных излучателей, расположенных в точках $(\pm d, 0)$ (см. фигуру) (предполагается, что расстояние d