

что, как видно из формулы (1), определяет поперечную поверхностную акустическую волну, распространяющуюся вдоль границы подложки с глубиной локализации порядка $\varepsilon/\delta k_{\parallel}$ [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

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

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

есть величина порядка a). Их амплитуды определяются показаниями m приемников дипольного типа, расположенных в плоскости щели $x=0$. Полное поле U является суперпозицией падающей волны U_0 , дифракционного поля U_1 и поля вторичных излучателей U_2 :

$$U = U_0 + U_1 + U_2,$$

$$U_2 = B [H_0^{(1)}(kR_+) + H_0^{(1)}(kR_-)],$$

$$R_{\pm} = \sqrt{(x \pm d)^2 + y^2}.$$

В выражении для амплитуды монополей

$$(1) \quad B = a \sum_{m=-M}^M b_m \frac{\partial U}{\partial x} \left(0, \frac{m}{M} a \right),$$

b_m — пока неопределенные коэффициенты связи между m -м приемником и излучателем.

Очевидно, излучение двух синфазных монополей, расположенных симметрично относительно плоскости, не влияет на показания дипольных приемников и не создает дополнительных дифракционных полей.

Выделяя из полного поля геометрическую часть

$$U_{\Gamma} = \begin{cases} 0, & x > 0, \\ e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + e^{ik(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)}, & x < 0, \end{cases}$$

представим его при $x \geq 0$ в виде

$$(2) \quad U = U_{\Gamma} + U_2 \pm \frac{1}{a} \int_{-a}^a w(y') H_0^{(1)}(k\sqrt{x^2 + (y-y')^2}) dy'.$$

Задача дифракции на щели сводится к интегральному уравнению относительно $w(y)$ [3]. Решив его, в предположении, что амплитуда B известна, найдем диаграмму направленности поля за щелью в виде ряда по степеням $\epsilon = ka$ и далее определим неизвестные коэффициенты связи b_m из требования обращения в нуль первых членов ряда.

Условие непрерывности поля на щели имеет вид

$$\frac{1}{a} \int_{-a}^a w(y') H_0^{(1)}(k|y-y'|) dy' = e^{iky \sin \alpha}.$$

Разлагая функции $w(y')$, $e^{iky \sin \alpha}$, $H_0^{(1)}(k|y-y'|)$ в ряды по степеням $\epsilon = ka$, мы приходим к последовательности интегральных уравнений [3]

$$\int_{-1}^1 W_0(t') (\ln 2|t-t'| + p) dt' = \pi/2i,$$

$$\int_{-1}^1 W_1(t') (\ln 2|t-t'| + p) dt' = \frac{\pi}{2} t \sin \alpha,$$

.....

где $w(y) \equiv W(t) = W_0(t) + \epsilon W_1(t) + \dots$, $t = y/a$, $p = \ln \frac{\epsilon}{4} + \gamma \frac{\pi i}{2}$, $\gamma = 0,5772 \dots$ — постоянная Эйлера. Решая их, находим

$$W_0(t) = 1/2\pi i \sqrt{1-t^2},$$

$$W_1(t) = t \sin \alpha / 2\sqrt{1-t^2}.$$

Подставляя приближение $W(t) \approx W_0(t) + \epsilon W_1(t)$ в выражение для поля в дальней зоне

$$U - U_{\Gamma} \sim \sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{i(kr - \pi/4)} \Phi(\varphi)$$

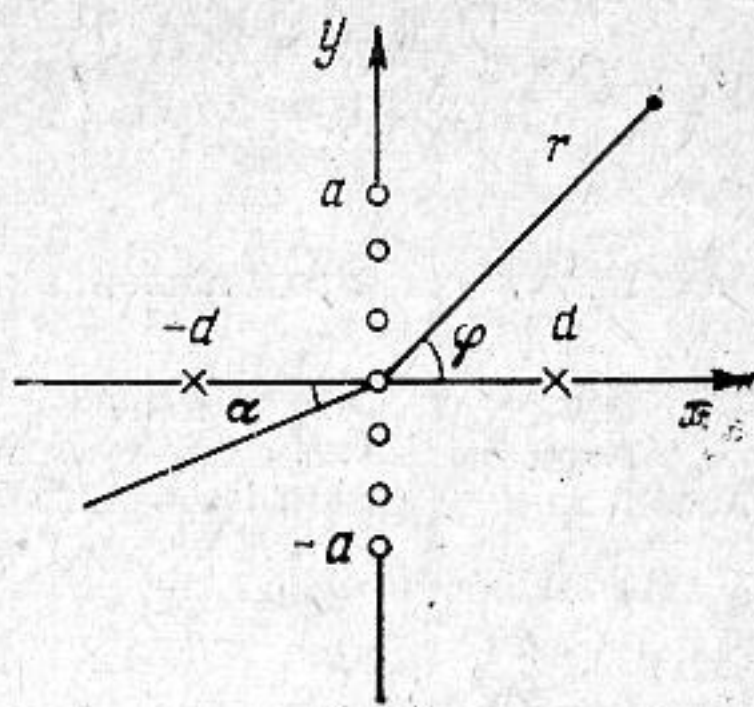


Схема системы активного гашения

и полагая $B = B_0 + \varepsilon B_1 + \dots$, получим для диаграммы направленности

$$\Phi(\varphi) = 2B \cos \left(\varepsilon \frac{d}{a} \cos \varphi \right) \pm \int_{-1}^1 W(t') e^{-i \varepsilon t' \sin \varphi} dt', \quad x \geq 0$$

асимптотическое представление $\Phi(\varphi) = 2B_0 \pm \frac{\pi}{2\rho i} + 2\varepsilon B_1 + O(\varepsilon^2)$. Потребуем, чтобы

за щелью, при $x > 0$, дальнее поле было мало: $\Phi(\varphi) = O(\varepsilon^2)$. Для этого коэффициент B_0 должен быть равен $\pi i / 4\rho$, а $B_1 = 0$. Этим условиям можно удовлетворить, выбирая надлежащим образом коэффициенты связи b_m .

Вычисляя по формуле (2) производную $\frac{\partial U}{\partial x}(0, y)$ и подставляя ее значение в

формулу (1), получим

$$B = 2i \sum_{m=-M}^M b_m w \left(\frac{m}{M} a \right) = \frac{M}{\rho} \sum_{m=-M}^M \frac{b_m}{\sqrt{M^2 - m^2}} + \\ + i \varepsilon \sin \alpha \sum_{m=-M}^M \frac{m b_m}{\sqrt{M^2 - m^2}} + O(\varepsilon^2).$$

Чтобы удовлетворить сформулированным условиям гашения дальнего поля для произвольного угла падения α плоской волны U_0 (а значит, и для падающей волны общего вида), нужно потребовать, чтобы выполнялись условия

$$M \sum_{m=-M}^M \frac{b_m}{\sqrt{M^2 - m^2}} = \frac{\pi i}{4}, \quad \sum_{m=-M}^M \frac{m b_m}{\sqrt{M^2 - m^2}} = 0.$$

Можно взять $M=0$, $b_0 = \pi i / 4$, т. е. для управления системой активного гашения достаточно одного дипольного приемника, расположенного в точке $(0, 0)$. Возбуждаемая им пара монополей обеспечивает компенсацию поля в дальней зоне за щелью с точностью $O(\varepsilon^2)$.

Простота полученного результата определяется заранее выбранным симметричным расположением излучателей, устраняющим акустическую обратную связь. Более подробно идея использования симметрии поля для упрощения систем активного гашения рассмотрена в работе [4]. Это условие не является обязательным в изложенном подходе. Он пригоден также для расчета реальных трехмерных систем активного гашения длинноволновых полей за плоскими экранами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малюжинец Г. Д. Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью. Труды акустического ин-та, 1971, 15, 124—140.
2. Завадская М. П., Попов А. В., Эгельский В. Л. Об аппроксимации волновых потенциалов в задачах активного гашения звуковых полей по методу Малюжинца. Акуст. ж., 1975, 21, 5, 732—738.
3. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М., «Мир», 1964.
4. Урусовский И. А. Об активной звукоизоляции волновода с излучателями — монополями и приемниками — диполями. Акуст. ж., 1980, 26, 2, 281—287.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
19 апреля 1979 г.

УДК 534.232

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ТЕРМООПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А. А. Карабутов, А. И. Портнягин, О. В. Руденко,
Е. Б. Черепецкая

Импульсное термооптическое возбуждение звука [1—8] привлекает большое внимание в связи с проблемой получения интенсивных коротких сигналов для исследования свойств и структуры различных сред.

Дальнее звуковое поле, которое возникает при свободной границе для огибающей интенсивности света, имеющей прямоугольную во времени форму, исследовано