

01;08
©1995 г.

КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

В. Ф. Дмитриев

Холдингговая компания "Ленинец"
196066, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 16 мая 1994 г.
В окончательной редакции 15 сентября 1994 г.)

Рассмотрена задача рассеяния (возбуждение объемных волн) при взаимодействии поверхностных акустических волн с периодическими и квазипериодическими отражающими структурами. Модели рассеяния предложены с учетом угловых зависимостей интенсивности рассеянных волн. Получены соотношения, в замкнутой форме, описывающие процесс рассеяния при падении поверхностной волны под произвольным углом к оси канавки. Проведено сопоставление с ранее опубликованными экспериментальными данными.

Введение

В устройствах обработки сигнала на поверхностных акустических волнах (ПАВ) широко используются отражательные структуры в виде последовательности канавок (выступов) на поверхности пьезоэлектрика (см., например, [1]). Применение отражательных структур значительно расширяет возможности создания таких устройств на ПАВ, как дисперсионные и бездисперсионные линии задержки, фильтры, резонаторы и т. д. Однако одним из механизмов, ограничивающих параметры разрабатываемых устройств с использованием отражательных структур, является возбуждение объемных волн при отражении ПАВ от канавки (в дальнейшем изложении — рассеяние ПАВ).

Проблеме рассеяния в случае нормального падения ПАВ на канавки отражательной структуры, расположенной на поверхности упругой изотропной среды, посвящен ряд работ (см., например, [2-4]). Подробный обзор по данной проблеме был сделан в работе [5]. Теория рассеяния в случае нормального падения ПАВ на отражательную структуру находит практическое приложение при разработке резонаторов и имеет хорошее экспериментальное подтверждение для области частот вблизи резонанса [3].

Рассеяние ПАВ в случае наклонного падения на периодическую отражательную структуру исследовалось в работах [6,7]. В работе [6] с помощью тензора механического поверхностного импеданса в первом порядке приближения теории возмущений рассчитан коэффициент трансформации ПАВ в объемную волну на частоте синхронизма. В работе [6], в частности, установлено, что на частоте синхронизма коэффициент трансформации мало меняется при увеличении числа канавок отражательной структуры. В работе [7] путем введения волнового вектора периодической отражательной структуры рассчитаны частотные зависимости коэффициента трансформации ПАВ в объемные волны. Результаты анализа полученных в [7] соотношений распространены на случай отражательных структур в дисперсионных линиях задержки, что, по-видимому, не всегда оправдано, поскольку введение волнового вектора отражательной структуры не учитывает существенную особенность дисперсионных линий — их квазипериодический характер.

В отличие от случая нормального падения в случае наклонного падения ПАВ на отражательную структуру теория, изложенная в работах [6,7], не объясняет всю совокупность имеющихся экспериментальных данных. Так, в рамках теории рассеяния [6,7] для случая наклонного падения ПАВ на отражательную структуру нельзя объяснить наблюдаемые в дисперсионных линиях задержки с отрицательным наклоном дисперсионной характеристики путей рассеяния, достигающие 10 дБ [8].

В предлагаемой работе задача рассеяния ПАВ отражательной структурой решается на основе теории рассеяния ПАВ одиночной канавкой произвольного профиля. Модели рассеяния ПАВ как в периодических, так и в квазипериодических отражательных структурах предложены с учетом угловых зависимостей интенсивности рассеянных волн. В разделе 1 получены соотношения, в замкнутой форме описывающие рассеяние при падении ПАВ под произвольным углом к оси канавки. В разделе 2 обоснованы модели рассеяния ПАВ в периодических и квазипериодических отражательных структурах. Проведено сопоставление с ранее опубликованными экспериментальными данными. Расчетные и экспериментальные частотные зависимости потерь, обусловленные рассеянием ПАВ, совпали с высокой точностью как при нормальном, так и при наклонном падении ПАВ на отражательные структуры периодического и квазипериодического характера.

1. Рассеяние на канавке при наклонном падении ПАВ

Будем рассматривать падение плоской волны Рэлея, распространяющейся вдоль поверхности однородной изотропной упругой среды, на канавки под углом φ (рис. 1). Форму канавки определим в виде

$$S(x, z) = z - \varepsilon_h \lambda_r f(x), \quad (1)$$

где $\varepsilon_h = h/\lambda_r$; h — глубина канавки; λ_r — длина волны Рэлея; $f(x)$ — функция, описывающая профиль канавки в плоскости xoz .

Будем также полагать, что $f(x)$ — кусочно-гладкая и дифференцируемая в каждой точке функция, причем $\text{MAX} |f(x)| = 1$. Ограничения

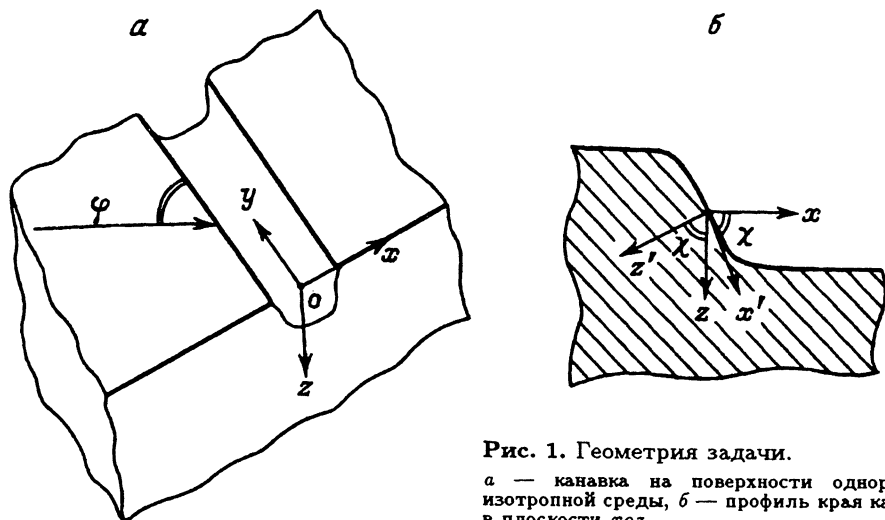


Рис. 1. Геометрия задачи.

a — канавка на поверхности однородной изотропной среды, *b* — профиль края канавки в плоскости *xoz*.

на поведение $f(x)$, накладываемые используемым методом решения задачи, определим ниже. Вектор смещения частиц среды зададим в виде

$$\mathbf{u}(\omega, \mathbf{r}) = \mathbf{u}(\omega, \mathbf{r}_0) \exp[j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \quad (2)$$

где ω — круговая частота волны; \mathbf{k} — волновой вектор, $\mathbf{u}(\omega, \mathbf{r}_0)$ — амплитуда волны вблизи источника, \mathbf{r} — радиус-вектор.

Согласно общему свойству векторных полей,

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi + \nabla\psi, \quad (3)$$

где φ и ψ — потенциальная и вихревая части \mathbf{u} .

В соответствии с принятой временной зависимостью $\mathbf{u}(\omega, \mathbf{r})$ волновые уравнения для вихревой и потенциальной компонент имеют вид

$$\nabla^2\varphi + k_p^2\varphi = 0, \quad (4)$$

$$\nabla^2\psi + k_s^2\psi = 0, \quad (5)$$

где $k_p = \omega\sqrt{\rho/(\lambda + 2\mu)}$; $k_s = \omega\sqrt{\rho/\mu}$; λ , μ — постоянные Ляме; ρ — плотность материала.

Решения (4), (5) для рэлеевской волны в области $z < 0$ имеют вид [8]

$$\varphi(k) = (A_0/2ikp) \exp[-pz + jk_x x + jk_y y], \quad (6)$$

$$\psi^x(k) = \left[-A_0 k_y / k (2k^2 - k_s^2) \right] \exp[-sz + jk_x x + jk_y y], \quad (7)$$

$$\psi^y(k) = \left[A_0 k_x / k (2k^2 - k_p^2) \right] \exp[-sz + jk_x x + jk_y y], \quad (8)$$

где A_0 — амплитуда рэлеевской волны, $p^2 = k_r^2 - k_p^2$, $s^2 = k_r^2 - k_s^2$, $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Следуя [2], будем искать решение для рассеянных волн в рамках теории возмущений. В области канавки решение запишем в виде

$$\varphi = \varphi_i + \sum_1^{\infty} \varepsilon^m \varphi_m, \quad (9)$$

$$\psi = \psi_i + \sum_1^{\infty} \varepsilon^m \psi_m, \quad (10)$$

где φ_i, ψ_i — потенциалы, описывающие поле падающей рэлеевской волны; φ_m, ψ_m — потенциалы, описывающие поле рассеянной волны m -го порядка; параметром разложения является величина ε , физический смысл которой будет пояснен ниже.

Решение (4), (5) в первом порядке приближения для φ_1 и ψ_1 будем искать в виде

$$\varphi_1(\beta, z) = \varphi_1(\beta) \exp(jk_{xp} + j\beta x + jk'_y y), \quad (11)$$

$$\psi_1(\beta, z) = \psi_1(\beta) \exp(jk_{zs} + j\beta x + jk'_y y). \quad (12)$$

Интересующее нас решение в виде бегущих рассеянных волн существует для продольной волны (соотношение (11)) при действительных значениях волнового числа $k_{zp} = [k_p^2 - k^2]^{1/2}$ и для поперечной волны (соотношение (12)) при действительных значениях волнового числа $k_{zs} = [k_s^2 - k^2]^{1/2}$, причем $k^2 = (k'_y)^2 + \beta^2$ и, согласно закону Снеллиуса, $k'_y = k_y$. Углы рассеяния в плоскости yoz относительно оси канавки будут

$$\gamma_p = \pi/2 - \arcsin(k_p/k_r), \quad (13)$$

$$\gamma_s = \pi/2 - \arcsin(k_s/k_r). \quad (14)$$

Полное решение для потенциалов φ_1, ψ_1 тогда можно записать

$$\varphi_1(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(\beta, z) \exp(-j\beta x) d\beta, \quad (15)$$

$$\psi_1(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(\beta, z) \exp(-j\beta x) d\beta. \quad (16)$$

Для отыскания амплитуд $\varphi_1(\beta), \psi_1(\beta)$ воспользуемся граничными условиями для нормальных компонент тензора напряжения \hat{T} на поверхности канавки. В рамках используемой теории возмущений справедливо разложение

$$T_{z\eta} \Big|_{S(x,z)} = T_{z\eta}^0 \Big|_{S(x,z)} + \varepsilon T_{z\eta}^1 \Big|_{S(x,z)} + \dots, \quad (17)$$

где $T_{z\eta}^0$ — нормальные компоненты тензора \hat{T} для случая невозмущенной поверхности (нулевое приближение); $\eta = x, y, z$.

В нулевом приближении $T_{z\eta}|_{z=0} = 0$. Для однородной изотропной среды справедливо соотношение

$$T_{\xi\eta} = \lambda \delta_{\xi\eta} \sum_{\xi} \frac{\partial u_{\xi}}{\partial \xi} + 2\mu s_{\xi\eta}, \quad (18)$$

где

$$s_{\xi\eta} = \frac{1}{2}(\partial u_{\xi}/\partial \eta + \partial u_{\eta}/\partial \xi),$$

$\partial_{\xi\eta}$ — символ Кронекера, $\xi = x, y, z$; $\eta = x, y, z$.

Будем считать, что компоненты тензора напряжений $T_{z\eta}^1$ нам известны (их вычисление выполним ниже), тогда, подставляя (11), (12) в (18) при $\xi = z$ и $\eta = x, y, z$ и учитывая, что $\nabla\psi = 0$, для фурье-компонент потенциалов получим

$$\begin{vmatrix} \varphi_1(\beta) \\ \psi_1^x(\beta) \\ \psi_1^y(\beta) \end{vmatrix} = \frac{-\hat{B}}{\mu D(\beta)} \begin{vmatrix} Q_1(\beta) \\ P_1(\beta) \\ R_1(\beta) \end{vmatrix} \quad (19)$$

где $D(\beta) = (k^2 - k_{zs}^2)^2 + 4k^2 k_{zp} k_{zs}$; $k^2 = k_y^2 + \beta^2$; \hat{B} — тензор второго ранга, компоненты которого равны $b_{11} = k_s^2 - 2k^2$, $b_{12} = 2\beta k_{zs}$, $b_{13} = 2k_y k_{zs}$, $b_{21} = -2k_{zp} k_y$, $b_{22} = 2\beta k_y (2k_{zp} k_{zs} - k_s^2 + 2k^2)/k_s^2$, $b_{23} = [4k_{zp} k_{zs} \beta^2 - (k^2 - k_{zs}^2)(k_y^2 - \beta^2 + k_{zs}^2)]/k_s^2$, $b_{31} = 2k_{zp} \beta$, $b_{32} = [-4k_{zp} k_{zs} k_y^2 + (k^2 - k_{zs}^2)(-k_y^2 + \beta^2 + k_{zs}^2)]/k_s^2$, $b_{33} = 2\beta k_y (k^2 - k_{zs}^2 + 2k_{zp} k_{zs})/k_s^2$.

Трансформанты фурье-компонент тензора поверхностных напряжений определим в виде

$$\begin{Bmatrix} Q_1(\beta) \\ P_1(\beta) \\ R_1(\beta) \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} T_{zz}^1(x, 0, 0) \\ T_{zx}^1(x, 0, 0) \\ T_{zy}^1(x, 0, 0) \end{Bmatrix} \exp(j\beta x) dx. \quad (20)$$

Выполняя обратные фурье-преобразования соотношений (19) и вычисля асимптотические значения полученных интегральных разложений по плоским волнам методом перевала, для потенциалов рассеянных волн получим

$$\begin{vmatrix} \varphi_1(\theta) \\ \psi_1^x(\theta) \\ \psi_1^y(\theta) \end{vmatrix} = \frac{c_0}{D(\theta)} \hat{B} \begin{vmatrix} Q_1(\theta) \\ P_1(\theta) \\ R_1(\theta) \end{vmatrix}, \quad (21)$$

где θ — угол рассеяния ПАВ в объем в плоскости xoz , $c_0 = (\mu\sqrt{2\pi})^{-1} k'_0 \sin \theta$, $D(\theta) = D(\beta = k_0 \cos \theta)$, $Q_1(\theta) = Q_1(\beta = k_0 \cos \theta)$, $P_1(\theta) = P_1(\beta = k_0 \cos \theta)$, $R_1(\theta) = R_1(\beta = k_0 \cos \theta)$, $k'_0 = (k_0^2 - k_y^2)^{1/2}$, $k_0 = k_p$ для $\varphi_1(\theta)$ и $k_0 = k_s$ для $\psi_1(\theta)$, $\beta = k_0 \cos \theta$.

Вычислим коэффициенты $Q_1(\beta)$, $P_1(\beta)$, $R_1(\beta)$. Используя разложение $\hat{T}_1|_{S(x,z)}$ в ряд Тейлора, для малых значений ε граничные условия на поверхности $S(x, z)$ можно заменить граничными условиями при

$z = 0$, тогда в первом порядке приближения в системе координат $x'y'z'$ (рис. 1, а) можно записать

$$T_{z'\eta}^1 \Big|_{S(x,z)} \simeq T_{z'\eta}^0 \Big|_{z=0} + \varepsilon_h \lambda_r f(x) \frac{\partial T_{z'\eta}^0}{\partial z} \Big|_{z=0} + \varepsilon T_{z'\eta}^1 \Big|_{z=0}. \quad (22)$$

Переходя от системы координат x', y, z' к x, y, z и учитывая, что $T_{z\eta}^0 \Big|_{z=0} = 0$, получим для $z = 0$

$$T_{zz}^1 = -\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \lambda_r f(x) \frac{\partial T_{zz}^0}{\partial z}, \quad (23a)$$

$$T_{zx}^1 = \frac{\sin 2\chi}{2\varepsilon} T_{xx}^0 - \frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \lambda_r f(x) \frac{\partial T_{zx}^0}{\partial z}, \quad (23б)$$

$$T_{zy}^1 = \frac{\sin \chi}{\varepsilon} T_{xy}^0 - \frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \lambda_r f(x) \cos \chi \frac{\partial T_{zy}^0}{\partial z}, \quad (23в)$$

где

$$\sin \chi = \varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \left[1 + \left(\varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \right) \right]^{-1/2},$$

$$\cos \chi = \left[1 + \left(\varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Сопоставляя соотношения (23) и (17), можно установить условия применимости излагаемой теории к канавкам различного профиля (т.е. функции $f(x)$) и глубины. Такими условиями являются следующие:

$$\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \left[1 + \left(\varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \right)^2 \right]^{-1/2} \ll 1, \quad (24)$$

$$\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \ll 1. \quad (25)$$

Очевидно, что при малой крутизне краев канавки

$$\lambda_r \frac{df(x)}{dx} \ll 1$$

общим условием, ограничивающим применимость теории, является (25). В этом случае параметр разложения ε имеет физический смысл ε_h . При достаточно большой крутизне наклона

$$\lambda_r \frac{df(x)}{dx} \gtrsim 1$$

определяющим является условие (24) и параметр разложения имеет физический смысл относительной глубины канавки, умноженной на крутизну краев канавки

$$\varepsilon_f = \varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \left[1 + \left(\varepsilon_h \lambda_r \frac{df(x)}{dx} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (26)$$

а условие применимости — метода возмущений $\varepsilon_f \ll 1$. Таким образом, чем выше крутизна краев канавки, тем для меньших глубин h канавки допустимо использовать полученные ниже результаты. Обратим внимание на тот факт, что в случае $\varepsilon_f \sim 1$ даже при $\varepsilon_h \ll 1$ вычисление поправок более высоких порядков по ε в (9), (10) лишено смысла.

В качестве примера рассмотрим часто используемую аппроксимацию формы профиля канавки в виде

$$f(x) = -\left\{1 + \exp\left[\frac{|x| - a}{l}\right]\right\}^{-1}, \quad (27)$$

где a — полуширина канавки; l — параметр, характеризующий длину склона канавки в направлении оси x .

Для обычно используемой в дисперсионных линиях задержки глубины канавки $\varepsilon_h \simeq 0.01$ в случае $l/\lambda_r = 0.1$ параметр $\varepsilon_f \lesssim 0.025$, а при $l/\lambda_r = 0.01$ $\varepsilon_f \lesssim 0.25$, т. е. при $l/\lambda_r \lesssim 0.01$ вычисления носят оценочный характер. Сделаем еще одно замечание о применимости метода возмущений к задаче о рассеянии ПАВ канавкой с крутыми стенками. Проводя вычисления в рамках выполнения условий теории возмущений $\varepsilon_f, \varepsilon_h \ll 1$, можно рассчитывать не только на качественно, но и на количественно верный результат. Вместе с тем в работе [9] отмечалось, что при $h \ll \lambda_r$ поверхностная волна не может “чувствовать” крутизну ступеньки и, следовательно, вполне допустимо использовать результаты, полученные в первом порядке приближения теории возмущений для канавок малой глубины и сколь угодно крутыми стенками. Такое предположение вполне допустимо с точки зрения физической картины процесса рассеяния. Однако с точки зрения математической строгости проводимых вычислений дело обстоит иначе. Так, для канавок с $\varepsilon_f \sim 1$ сходимость сумм (9), (10) будет отсутствовать и вычисление второго и последующих порядков приближения по ε теряет смысл, а утверждать, что их вклад в суммы (9), (10) пренебрежимо мал, нельзя. Иными словами, полученный результат можно рассматривать лишь как качественный.

Вычисляя необходимые для (23) компоненты \hat{T}^0 согласно (18) с учетом (6)–(8) и выполняя преобразование Фурье с учетом $\sin \chi \ll 1$, получим

$$Q_1(\beta) = -i\mu G(\beta - k_x) \left[\frac{2k_r^2 - k_s^2}{2k_r p} (p - s) \right], \quad (28a)$$

$$P_1(\beta) = \lambda_r \mu G(\beta - k_x) \left\{ \frac{(\beta - k_x)}{k_r p} \left[(k_p^2 - k_s^2) + \frac{k_y^2}{2k_r^2} k_s^2 - \frac{k_x}{k_r} (p - s) \right] \right\}, \quad (28б)$$

$$R_1(\beta) = -\lambda_r \mu G(\beta - k_x) \left[\frac{k_x k_y}{2k_r^3} (\beta - k_x) k_s^2 + \frac{k_y}{k_r} (p - s) \right], \quad (28в)$$

где

$$G(\beta - k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp[j(\beta - k_x)x] dx.$$

Для вычисления потока мощности рассеянных на неоднородности волн через единицу площади воспользуемся известным соотношением

$$S = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ -\omega \mathbf{u}(\hat{T}^1)^* \right\}, \quad (29)$$

где звездочка означает комплексно-сопряженную величину.

Мощность, переизлучаемую в продольную волну, можно вычислить как

$$U_p = \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega k_p^2 (2\mu + \lambda) \int_0^\pi |\varphi_1(\theta)|^2 d\theta, \quad (30)$$

а мощность, переизлучаемую в поперечную волну, как

$$U_s = \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega k_s^2 \mu \int_0^\pi \left\{ |\psi_1^x(\theta)|^2 + |\psi_1^y(\theta)|^2 \right\} d\theta. \quad (31)$$

Доля мощности, уносимая объемными волнами (поперечной и продольной), равна

$$\alpha_0 = (U_p + U_s)/U_i, \quad (32)$$

где U_i — мощность ПАВ, падающая на канавку.

Затухание ПАВ при прохождении через канавку можно вычислить следующим образом:

$$\alpha_i = 20 \lg [1 - \alpha_{oi}(h_i/\lambda_r)^2], \quad [dB], \quad (33)$$

где h_i — глубина i -й канавки.

Потери рассеяния в периодических отражательных структурах

Механизм рассеяния ПАВ последовательностью канавок или выступов определяется степенью перекрытия акустических пучков волн, рассеянных соседними канавками. В случае отсутствия перекрытия акустических пучков или фазовой когерентности рассеянных волн каждая канавка рассеивает ПАВ независимо от других канавок. В этом случае для вычисления потерь при прохождении ПАВ через отражательную структуру необходимо суммировать мощности рассеянных волн

$$\alpha = \sum_{i=1}^N \alpha_i, \quad (34)$$

где α и α_i — потери рассеяния при прохождении ПАВ через N канавок и i -ю канавку соответственно.

В случае сильного перекрытия акустических пучков и фазовой когерентности волн, рассеянных соседними канавками, для вычисления потерь адекватна модель, трактующая отражательную структуру как фазированную антенную решетку. В этом случае необходимо суммировать амплитуды и фазы волн с перекрывающимися акустическими пучками

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_M(\theta) \\ \psi_M(\theta) \end{array} \right\} = \sum_{m=1}^M \left\{ \begin{array}{l} \varphi_m(\theta) \\ \psi_m(\theta) \end{array} \right\} \exp[jL_m(k_r \sin \varphi - \beta_m)], \quad (35)$$

где $\varphi_M(\theta)$, $\psi_M(\theta)$ — результирующие потенциалы волн, рассеянных M -канавками; $\varphi_m(\theta)$, $\psi_m(\theta)$ — потенциалы волн, рассеянных m -й канавкой; L_m — текущий период ОС.

Расчет затухания ПАВ в рамках модели отражательной структуры в виде фазированной антенной решетки выполняется аналогично случаю одной канавки, но при этом в соотношениях (30), (31) следует вместо $\varphi_1(\theta)$ использовать $\varphi_M(\theta)$, а вместо $\psi(\theta)$ — $\psi_M(\theta)$, рассчитанные по (35).

Эффективность предлагаемых моделей проверим на основе сопоставления результатов расчета с ранее полученными экспериментальными данными.

В устройствах на ПАВ, таких как фильтры, линии задержки, резонаторы, ориентация канавки относительно падающей волны обеспечивает обычно либо 180-градусное отражение ($\varphi = 90^\circ$), либо 90-градусное отражение ($\varphi \approx 45^\circ$). Рассмотрим случай нормального падения ПАВ на периодическую отражательную структуру ($\varphi = 90^\circ$). В этом случае акустические пучки рассеянных волн сильно перекрываются и для расчета потерь при прохождении ПАВ через отражательную структуру справедлива модель, описываемая соотношением (35).

На рис. 2 приведены результаты эксперимента из работы [7] для случая 180-градусного отражения. Кривая 1 соответствует потерям в линии задержки без отражательной структуры (при распространении ПАВ между двумя преобразователями). Кривая 2 соответствует случаю, когда между двумя преобразователями помещена отражательная структура из 200 канавок глубиной $h = 0.43$ мкм и $f_B = 85.8$ МГц, где f_B — брэгговская частота. Кривая 3 соответствует расчету, выполненному в [7]. Потери, обусловленные рассеянием ПАВ, есть разница между кривыми 1 и 2. Расчет по предлагаемой теории с использованием соотношения (35) дал результат, совпадающий с данными эксперимента (кривая 4) с точностью графического построения. При всех расчетах использовалась неизменная величина коэффициента Пуассона, равная 0.309, экспериментально определенная в [10] для ниобата лития YZ -среза; параметр разложения не превышал значения, равного 0.125. Значение коэффициента Пуассона, равное 0.335, экспериментально полученное в работе [11], дает практически тот же результат для потерь рассеяния, что и значение 0.309. Отметим, что в [7] коэффициент Пуассона использовался как подгоночный параметр при сопоставлении с экспериментальными зависимостями и варьировался от 0.2 до 0.45. Как показал расчетный анализ, наличие пика поглощения при $f = 1.35 f_B$ на рис. 2 связано с появлением в угловом распределении интенсивности излучения объемных волн второго максимума.

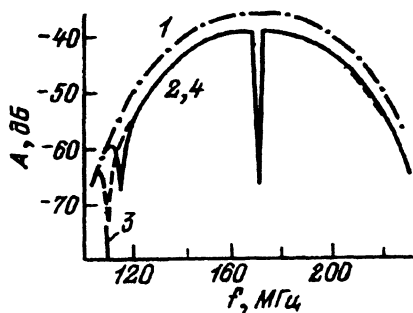


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики линии задержки в случае $\varphi = 90^\circ$.

Как видно из рис. 2, предлагаемая теория точнее предсказывает положение и величину максимума рассеяния ПАВ, чем предложенная в [7] (кривая 3). Заметим, что пик поглощения при $f \approx 170$ МГц на рис. 2 связан с отражением ПАВ и не имеет отношения к преобразованию ПАВ в объемные волны.

В случае 90-градусного отражения ПАВ углы рассеяния относительно оси канавки лежат в секторе $|\gamma_s| < 45^\circ$ и величина M в (35) определяется числом канавок, укладываемых на апертуре отражательной структуры. На рис. 3, а приведены результаты эксперимента и расчета из работы [7] для случая 90-градусного отражения от отражательной структуры, состоящей из 200 канавок. Кривые 1-3 имеют тот же смысл, что и на рис. 2, причем в данном случае $f_B \approx 174.24$ МГц, $h = 0.5$ мкм. На рис. 3, б приведены результаты эксперимента [7] и расчета по предлагаемой теории с использованием соотношений (34), (35) (кривая 4). В отличие от случая 180-градусного отражения в данном случае в рассматриваемом диапазоне частот отсутствует пик поглощения при $f \approx 1.35f_B$, что согласуется с данными эксперимента (кривая 2). Отметим, что теория [7] дает пик поглощения при $f \approx f_B$, отсутствующий на экспериментальной кривой.

Рассеяние ПАВ в области удвоенной брегговской частоты при наклонном падении ПАВ на отражательную структуру, состоящую из 100 канавок, демонстрирует рис. 4. Параметры структуры следующие: $f_B \approx 87.12$ МГц, $h = 0.53$ мкм. Кривые 1 и 2 соответствуют эксперименту и расчету, выполненным в [7], причем при расчете [7] значение коэффициента Пуассона было выбрано равным 0.45. Кривая 3 соответствует расчету по соотношениям (34), (35).

Остановимся теперь на рассеянии ПАВ в квазипериодических отражательных структурах, используемых в дисперсных линиях задержки (ДЛЗ). Прежде всего отметим, что в ДЛЗ с отрицательным наклоном дисперсионной характеристики наблюдается существенное рассеяние ПАВ в объемные волны [8,12]. Однако теория, предложенная в [6,7], не допускает сколько-нибудь заметного ослабления ПАВ за счет механизма рассеяния при $f \lesssim f_B$. Иными словами, согласно [8,12], в ДЛЗ с отрицательным наклоном дисперсионной характеристики потери рассеяния должны отсутствовать.

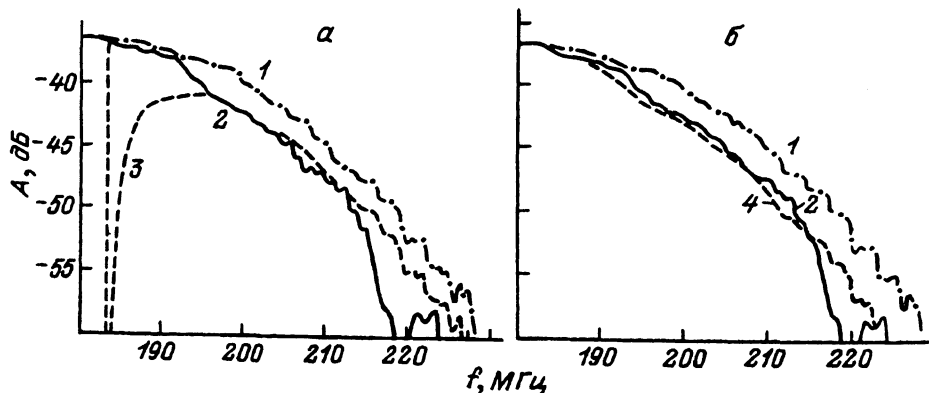


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики линии задержки в случае $\varphi = 45^\circ$ в области брегговской частоты отражательной структуры.

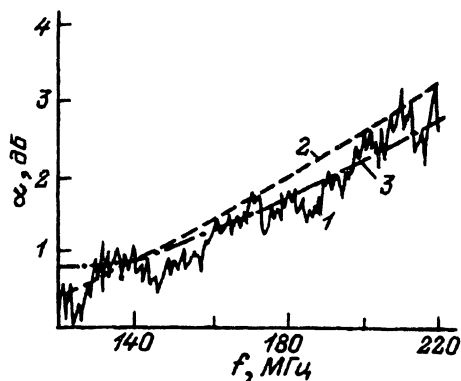


Рис. 4. Потери в линии задержки, обусловленные рассеянием поверхностной волны при $\varphi = 45^\circ$ в области удвоенной брегговской частоты отражательной структуры.

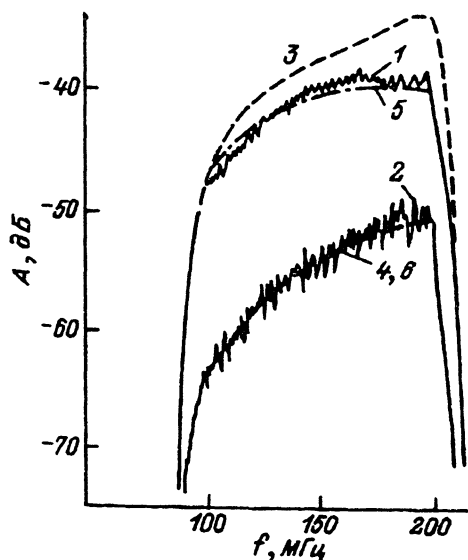


Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики дисперсионной линии задержки при двух значениях глубины канавок отражательной структуры.

В широкополосных ДЛЗ положение и величина максимумов угловых зависимостей интенсивности рассеяния ПАВ (углы γ_s и θ) существенно меняются вдоль отражательной структуры. Иными словами, в ДЛЗ нарушается фазовая когерентность волн, рассеянных соседними канавками, и для расчета потерь необходимо использовать соотношение (34). На рис. 5 приведены экспериментальные частотные характеристики ДЛЗ из работы [12] с параметрами: центральная частота 150 МГц, полоса рабочих частот 100 МГц, дисперсионная задержка 10 мкс, наклон дисперсионной характеристики отрицательный, материал подложки — ниобат лития YZ-среза. Кривые 1 и 2 — результаты эксперимента для $h = 0.5$ и 0.2 мкм, кривые 3, 4 — результаты расчета без учета потерь рассеяния [12]. Результаты расчета частотной характеристики ДЛЗ по оригинальной методике без учета потерь рассеяния совпадают с кривыми 3, 4 на рис. 5, кривые 5, 6 — результаты расчета по оригинальной методике с учетом потерь рассеяния. Как видно из рис. 5, возможность уменьшения общих вносимых потерь в ДЛЗ за счет увеличения глубины канавок отражательной структуры ограничивает механизм рассеяния ПАВ.

В работе [8] для расчета потерь рассеяния в отражательной структуре ДЛЗ было использовано соотношение, подобное (34), но в качестве параметра $\alpha_0^{1/2}$ использовалась феноменологически введенная константа C . Автором работы [8] отмечалось, что эмпирически определенное значение коэффициента $C = 2.3$ характерно для исследуемой ДЛЗ с параметрами: центральная частота 400 МГц, полоса рабочих частот 180 МГц, дисперсионная задержка 90 мкс, наклон дисперсионной характеристики отрицательный, материал подложки — ниобат

лития YZ -среза. В рамках предложенной в разделе 1 теории определенная в [8] постоянная C имеет смысл параметра $\alpha_0^{1/2}$, усредненного по канавкам отражательной структуры ДЛЗ. Расчет показывает, что для данной ДЛЗ значение $\alpha_0^{1/2}$ будет меняться вдоль отражательной структуры от 1.8 до 2.5, что вполне согласуется с эмпирически определенным в [8] значением $C = 2.3$.

Таким образом, в рамках изложенной выше теории можно объяснить опубликованные ранее экспериментальные результаты по рассеянию ПАВ как при нормальном, так и при наклонном падении ПАВ в отражательных структурах.

3. Некоторые особенности рассеяния ПАВ в ДЛЗ

Рассмотрим особенности, связанные с рассеянием ПАВ, которые необходимо учитывать при проектировании ДЛЗ.

Обычно желательно иметь ДЛЗ, вносящую минимально возможные потери. Общие вносимые потери ДЛЗ складываются из потерь рассеивания на входе и выходе ДЛЗ, потерь при отражении ПАВ в ОС, потерь на распространение и дифракцию. К перечисленным потерям необходимо добавить также потери на преобразование ПАВ в объемные волны, рассчитанные по соотношениям (33)–(35). При правильном выборе апертуры преобразователей и не слишком высоких частотах ($f < 500$ МГц) дифракционными потерями и потерями на распространение ПАВ можно пренебречь. Будем также полагать, что параметры входного и выходного преобразователей выбраны оптимальным образом (см., например, [13]). В этом случае оптимизация ДЛЗ по вносимым потерям сводится к правильному выбору глубины травления канавок ОС. При достаточно малой глубине канавок ($h/\lambda_r < 0.01$) вносимые потери уменьшаются с ростом глубины h . Однако начиная с некоторой глубины h_0 увеличение глубины травления канавок ОС не приводит к уменьшению вносимых потерь. Отметим, что это имеет место при коэффициенте отражения канавки $|\Gamma| \ll 1$ и в первом приближении $|\Gamma|^2 \sim h^2/\lambda_r^2$. Обусловлено это тем, что увеличение отражательной способности канавки компенсируется более эффективным преобразованием энергии падающей на канавку ПАВ в объемные волны. Учитывая тот факт, что по мере увеличения глубины канавки усиливается возмущение скорости ПАВ δV в области канавки, причем $\delta V/V \sim h^2/\lambda_r^2$, и в конечном итоге растут искажения фазочастотной характеристики ДЛЗ, целесообразно выбирать глубину травления $h < h_0$ (h_0 определяется расчетным путем).

Переизлучение ПАВ в объемные волны на канавках ОС является нежелательным эффектом, однако его можно использовать для выравнивания амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) ДЛЗ с положительным наклоном дисперсионной характеристики. Остановимся на этом подробнее.

В широкополосных ДЛЗ имеет место существенная неравномерность АЧХ, обусловленная тем, что коэффициент отражения канавки растет как квадрат частоты (рис. 5). Для выравнивания АЧХ ДЛЗ обычно используют изменяющуюся вдоль ОС глубину травления канавок. Отметим, что в широкополосных ДЛЗ выравнивание АЧХ изменением апертуры канавок вдоль ОС малоэффективно и нежелательно

вследствие возникающих при этом дифракционных эффектов. Изготовление ДЛЗ с изменяющейся вдоль ОС глубиной канавок — сложный технологический процесс. Вместе с тем при соответствующем выборе глубины канавок, не изменной вдоль ОС в ДЛЗ с положительной дисперсией, увеличение эффективности отражения ПАВ с частотой компенсируется увеличением доли энергии ПАВ, переизлучаемой в объемные волны. В этом случае результирующая АЧХ ДЛЗ будет плоской. Такой подход был использован при проектировании ДЛЗ с параметрами: центральная частота 85 МГц, полоса рабочих частот 30 МГц, дисперсионная задержка 51 мкс. В процессе проектирования данной ДЛЗ методом анализа определялась глубина травления канавок, при которой получается максимально плоская АЧХ. Изготовленная затем методом ионного травления ДЛЗ при постоянной глубине канавок ОС $h = 0.45$ мкм имела плоскую АЧХ (отклонение составило не более ± 1 дБ) и среднеквадратичное отклонение фазочастотной характеристики 3.1° . АЧХ и фазочастотная характеристика данной ДЛЗ приведены в работе [14].

В ДЛЗ с отрицательным наклоном дисперсионной характеристики рассеяние ПАВ на канавках ОС существенно слабее. В таких ДЛЗ выравнивание АЧХ следует осуществлять все же глубиной травления канавок ОС, а потери, обусловленные рассеянием ПАВ, учитывать как дополнительные частотно-зависимые потери.

В заключение отметим, что, по-видимому, более полного соответствия результатов расчета и эксперимента следует ожидать при учете фактора анизотропии свойств материала подложки. Первым шагом в этом направлении могло бы быть использование при расчете рассеяния ПАВ реальных угловых зависимостей скоростей объемных волн, рассчитанных, например, по методике, изложенной в [15].

Список литературы

- [1] Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. 416 с.
- [2] Chang C.-P., Tuan H.-S. // IEEE Trans. 1973. Vol. MTT=21. N 8. P. 558-560.
- [3] Haus H.A. // IEEE Trans. 1977. Vol. SU=24. N 4. P. 259-267.
- [4] Jeoti V., Jhunjhunwala A. // IEEE Trans. on UFFC. 1992. Vol. 39. N 1. P. 127-137.
- [5] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. УФН. 1989. Т. 157. № 1. С. 85-127.
- [6] Бирюков С.В. // Акуст. журн. 1980. Т. 36. № 4. С. 494-501.
- [7] Islam M.N., Haus H.A., Melhgailis J. // IEEE Trans. SU. 1984. Vol. SU=31. N 2. P. 123-135.
- [8] Otto O.W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 6. P. 3337-3340.
- [9] Otto O.W. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 12. P. 5105-5110.
- [10] Li R.C.M. // IEEE Ultrasonics Symp. Proc. 1972. P. 263-266.
- [11] Shimizu H., Takeuchi M. // IEEE Ultrasonics Symp. Proc. 1979. P. 667-672.
- [12] Waterkeyn C., Gauter H. // 1983 Ultrasonics Symp. 1983. P. 195-199.
- [13] Potter B. // IEEE Trans. SU. 1979. Vol. 26. N 6. P. 411-417.
- [14] Boubnov U., Dmitriev V., Mitrofanov I. // Intern. Conf. Acousto-Electrical Systems and Components. 1993. P. 147-149.
- [15] Делесан Э., Рудье Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.