

УДК 534.26.232.621.372

РАССЕЯНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ МОД ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЭЛЕКТРОДНЫМИ СТРУКТУРАМИ С КОНЕЧНОЙ АПЕРТУРОЙ

Б. В. Свешников^{1*}, *А. С. Багдасарян*²

¹ Центр физических исследований им. П. Н. Лебедева;

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

Разработана физическая модель, позволяющая анализировать отражение неоднородных пучков поверхностных акустических волн металлическими полосками в планарном волноводе на пьезоэлектрической подложке. Получены аналитические соотношения для определения коэффициентов рассеяния и взаимного преобразования поперечных мод волновода при их взаимодействии с брэгговскими пространственно ограниченными отражателями. Показано, что характеристики волноводного отражателя зависят от отношения апертуры волновода к максимальному её значению, при котором возбуждается только основная поперечная мода. Установлено строгое соответствие разработанной модели закону сохранения энергии: в отсутствие диссипации мощность падающего на конечный отражатель неоднородного пучка равна сумме мощностей всех рассеянных полей дискретного и непрерывного спектров волновода.

ВВЕДЕНИЕ

Наряду с описанием специфики формирования поперечных мод в открытых волноводах поверхностных акустических волн (ПАВ) [1], необходимо исследовать особенности отражения этих мод электродными структурами. Как хорошо известно, распределённая обратная связь, обусловленная многократными переотражениями волн от периодических поверхностных неоднородностей, весьма существенно влияет на характеристики встречно-штыревых преобразователей (ВШП) поверхностных акустических волн [2–5].

Поскольку длина формирования собственных поперечных мод ПАВ-волновода много больше периода ВШП [1], то влияние волноводных эффектов на характеристики преобразователей, видимо, не очень существенно. Однако интересным аспектом изучения отражательных решёток в ПАВ-волноводе является выяснение перспектив их использования в том случае, когда расстояние между отражателями превышает длину формирования мод. Такая постановка задачи актуальна, например при изготовлении многочастотных высокочастотных резонаторов [6] и пассивных радиочастотных меток на основе отражательных линий задержки поверхностных акустических волн [7–10].

При определённых условиях потери волноводных мод на отражение могут быть даже меньше, чем в традиционных («широкоапертурных») ПАВ-устройствах. Дело в том, что дифракцию пучков поверхностных акустических волн, приводящую к увеличению потерь в открытых пространственно ограниченных системах с довольно большой длиной рабочей области, нельзя компенсировать произвольным увеличением апертуры акустического канала. Возникающие ограничения обусловлены следующими факторами: 1) ростом омических потерь в электродах ВШП; 2) рассогласованием реальных ПАВ-устройств с радиотрактом; 3) увеличением занимаемой устройством площади и, значит, стоимости серийного производства акустоэлектрических модулей.

С физической точки зрения очевидно, что энергия собственной моды волноводного резонатора, амплитуда которой экспоненциально затухает в поперечном оси волновода направлении, за

* bv.svesh@gmail.com

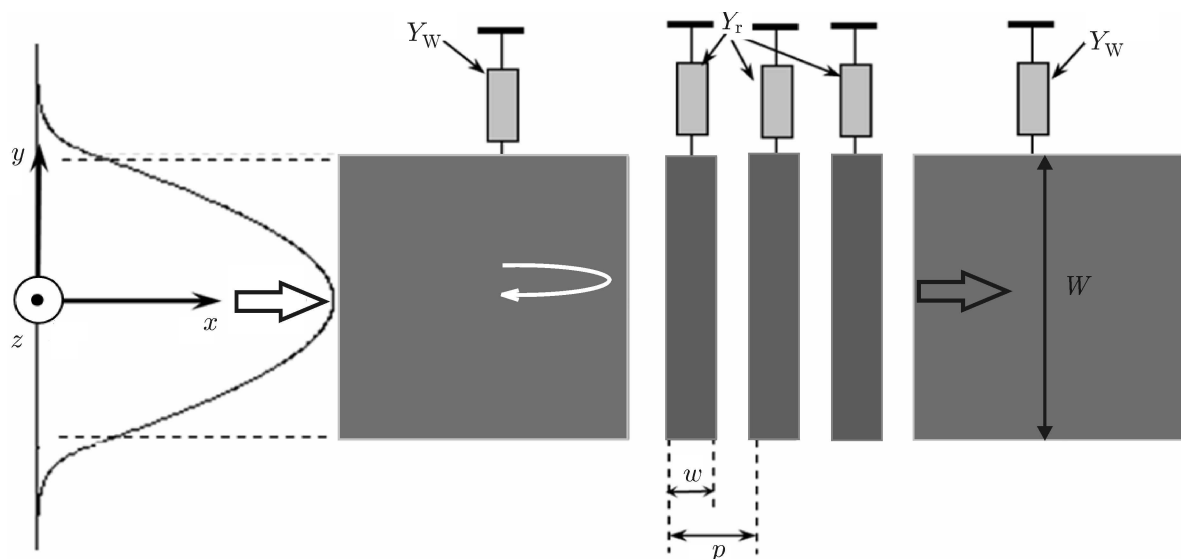


Рис. 1. Иллюстрация рассеяния основной симметричной моды пьезоакустического ПАВ-волновода, образованного металлической полоской (заземлённой, $Y_W \rightarrow \infty$, или разомкнутой, $Y_W \rightarrow 0$) на периодической решётке электродов (заземлённых, $Y_r \rightarrow \infty$, или разомкнутых, $Y_r \rightarrow 0$)

его внешними границами $|y| > y_E = W/2$ (см. рис. 1), частично теряется при рассеянии волноводных пучков на поверхностных неоднородностях с конечной апертурой. Следовательно, возникает настоятельная необходимость в правильной количественной оценке подобных потерь и выявлении способов их минимизации.

Обычно для возбуждения поверхностных акустических волн используются аксиально-симметричные ВШП, электроды которых можно считать эквипотенциальными поверхностями. Поэтому ниже исследуется вопрос об отражении только симметричных поперечных мод решётками металлических полосок с конечной апертурой W . При этом ограничимся анализом простейшего «трёхслойного» волновода, в котором поперечный профиль распределения значений продольной фазовой скорости содержит лишь два значения: $V = V_S$, если $|y| \leq W/2$, и $V = V_F$, если $|y| > W/2$ (рис. 1).

В общем случае при рассеянии поверхностных акустических волн на неоднородностях, наряду с паразитным возбуждением волн непрерывного спектра [1], в волноводе происходит и взаимное преобразование поперечных мод [11]. С целью более наглядной иллюстрации специфики и количественных характеристик такого преобразования, в данной статье рассматривается волновод, в котором возможно возбуждение только двух симметричных мод S_0 и S_2 [1].

Отражение поверхностных акустических волн металлическими полосками характеризуется рядом особенностей. Они проявляются и в одномерной задаче взаимодействия плоских волн с бесконечно протяжёнными электродами, и в двумерной задаче рассеяния неоднородных пучков нанесёнными на поверхность пьезоэлектрической подложки металлическими полосками, длина которых совпадает с рабочей апертурой акустического канала [7].

1. ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ПЛОСКИХ ВОЛН МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПОЛОСКАМИ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Акустические волны в пьезоэлектрическом кристалле представляют собой суперпозицию упругих деформаций и сопутствующего им электрического поля с поверхностным потенциалом Φ [12–14]. На каждую из этих величин влияют только нанесённые на поверхность $z = 0$ одноп-

ные неоднородности. При этом упругие возмущения, нарушающие равенство нулю нормальных компонент тензора упругих напряжений при $z = 0$, вызываются конечной толщиной реальных электродов. Неоднородности поверхностного потенциала, в свою очередь, связаны с равенством нулю тангенциальной составляющей вектора напряжённости электрического поля, $\partial\Phi/\partial x = 0$, под металлом, сопротивлением которого мы здесь пренебрегаем. В результате локальный коэффициент отражения r_1 для электрического потенциала плоской волны от бесконечной в поперечном направлении металлической полоски на поверхности пьезоэлектрика можно представить в виде суммы двух составляющих: упругой r_U и электрической r_E , которую удобно записать в пересчёте к середине одного электрода [12–16]:

$$r_1 = r_U + r_E.$$

Амплитуды характеризующих парциальные отражения дисперсионных величин $r_U = -i\Gamma_U$ и $r_E = -i\Gamma_E$ зависят и от формы электродов, и от типа их соединения друг с другом. При этом Γ_E — всегда действительное число, положительное для заземлённых и отрицательное для разомкнутых электродов [16], а зависящая от направления распространения волны фаза коэффициента Γ_U определяется анизотропией кристалла и соотношением упругих свойств электродов и подложки [12, 13].

Следует заметить, что гармонически зависящий от времени (зависимость вида $\exp(i\omega t)$) вектор упругих смещений поверхностной акустической волны всегда описывает эллиптическую траекторию [17], плоскость которой в общем случае имеет произвольную ориентацию [18]. Зная поляризацию упругих смещений в кристаллографической системе координат и их фазовый сдвиг относительно сопутствующего им электрического поля, эту ориентацию можно легко определить с помощью максимум трёх поворотов исходной кристаллографической системы координат [18]. Таким образом, упругую подсистему удобно характеризовать комплексными проекциями u_1 и u_2 вектора упругих смещений на главные оси эллипса поляризации. Между этими проекциями существует квадратурный фазовый сдвиг: $\text{Re}(u_1/u_2) = 0$.

В то же время, в анизотропной подложке может существовать и произвольный в общем случае сдвиг фаз $\Delta\varphi$ между вектором упругих смещений и электрическим полем. При этом, при изменении направления распространения волны на противоположное меняется как знак фазового сдвига, $u_1^{(+)}/\Phi^+ \propto \exp(-i\Delta\varphi)$, $u_1^{(-)}/\Phi^- \propto \exp(i\Delta\varphi)$, так и фаза упругой составляющей локального коэффициента отражения, $\Gamma_U^+ \propto \exp(i2\Delta\varphi)$, $\Gamma_U^- \propto \exp(-i2\Delta\varphi)$ [12].

Если амплитуда упругой составляющей локального коэффициента отражения достаточно велика, то при $\Delta\varphi \neq \pi n$ излучение даже топологически симметричного ВПШ асимметрично в результате интерференции излучаемых каждой из его ячеек волн с теми волнами, которые отражаются от соседних ячеек (эффект «естественной направленности» [12, 13]).

Другая особенность рассеяния акустических пучков, имеющая принципиальное значение для ПАВ-волноводов, связана с конечностью апертуры отражающих структур.

2. О РАССЕЯНИИ ПУЧКОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С НЕОДНОРОДНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ ПРОФИЛЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА РЕГУЛЯРНЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Исследуем рассеяние на одной металлической полоске (имеющей длину W и размещённой в области замедления волновода перпендикулярно его оси) симметричной моды S_0 с единичной

амплитудой, поперечный профиль которой определяется следующим образом [1, 11]:

$$\Psi_0(y) = \begin{cases} \cos(q_0 y), & |y| \leq W/2; \\ \cos(q_0 W/2) \exp[-\kappa_0 (|y| - W/2)], & |y| > W/2. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь q_0 и κ_0 — поперечные волновые числа моды S_0 внутри рассматриваемой области замедления и за её пределами соответственно. Они зависят от величины относительного уменьшения фазовой скорости волн в области замедления δV и параметра анизотропии подложки γ [1].

Поскольку любая волна может быть представлена в виде суперпозиции распространяющихся с одинаковой скоростью однородной и неоднородной частей [7, 19], то $\Psi_0(y) = \bar{\Psi}_0(y) + \tilde{\Psi}_0(y)$, где

$$\bar{\Psi}_0(y) = \frac{\Pi(y)}{W} \int_{-W/2}^{W/2} \Psi_0(y) dy = \Pi(y) \operatorname{sinc}(q_0 W/2), \quad \tilde{\Psi}_0(y) = \Psi_0(y) - \bar{\Psi}_0(y),$$

$$\operatorname{sinc}(z) = \sin(z)/z, \quad \Pi(y) = \begin{cases} 1, & |y| \leq W/2; \\ 0, & |y| > W/2. \end{cases} \quad (2)$$

В отсутствие омического сопротивления каждая металлическая полоска является эквипотенциальной поверхностью. По этой причине неоднородная часть падающего на электрод пучка не может привести к возникновению в нём вторичных зарядов, нарушающих электрические граничные условия, и способна отражаться только за счёт упругой неоднородности. При этом, в соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля, можно полагать, что начальная форма вторичных волн, описывающих и упругое отражение поверхностных акустических волн, и упругое акустическое переизлучение в направлении распространения падающей волны, на апертуре каждой отражающей полоски имеют тот же вид, что и падающий пучок.

В силу того, что период отражающей решётки много меньше характерной длины формирования волноводной моды [1], дифракционной деформацией как однородных, так и неоднородных составляющих волнового пучка при описании независимой эволюции этих составляющих внутри решётки в пределах длины волны можно пренебречь. Следовательно, при взаимодействии моды S_0 с каждым отдельным электродом отражённое поле $\Psi_R(f, y)$ и прошедшее через занимаемую электродом область поле $\Psi_T(f, y)$ можно представить как

$$\Psi_R(f, y) = r_t(f) \bar{\Psi}_0(y) + r_u \tilde{\Psi}_0(y) \Pi(y),$$

$$\Psi_T(f, y) = \begin{cases} t_t(f) \bar{\Psi}_0(y) + t_u \tilde{\Psi}_0(y) \Pi(y), & |y| \leq W/2; \\ \Psi_0(y), & |y| > W/2. \end{cases} \quad (3)$$

Тогда профили суммарных полей, отражаемых (в сечении $X = L_0$) решёткой и проходящих через неё (в сечении $x = L_0 + \Delta L$), описываются, с учётом выражений (2), следующим образом:

$$\Psi_R(f, y) = [R_t(f) - R_u(f)] \bar{\Psi}_0(y) + R_u(f) \Psi_0(y) \Pi(y), \quad (4)$$

$$\Psi_T(f, y) = \begin{cases} [T_t(f) - T_u(f)] \bar{\Psi}_0(y) + T_u(f) \Psi_0(y), & |y| \leq W/2; \\ \Psi_0(y), & |y| > W/2, \end{cases} \quad (5)$$

где $R_t(f)$ и $T_t(f)$ — брэгговские коэффициенты отражения и прохождения плоской волны соответственно при её рассеянии на бесконечно протяжённой вдоль оси y отражательной решётке, а $R_u(f)$ и $T_u(f)$ — аналогичные выражения, описывающие взаимодействие с заземлёнными электродами упругой компоненты волны.

Вид функций $R(f)$ и $T(f)$ определяется хорошо известными формулами, которые получаются с помощью одномерных методов анализа характеристик распределённых систем: либо модели связанных мод [2–5, 7–10], либо свободной от присущих ей ограничений дискретной модели [14, 15]. Указанные функции зависят от локальных параметров отражения плоских волн (r_U, r_E), а также от величины логарифмического коэффициента ξ распределённого затухания на длине волны (вызываемого и вязкими потерями, возникающими из-за трения между частицами упругих материалов, и паразитным рассеянием энергии волны в объёмные моды). Разумеется, зависимость перечисленных локальных параметров распределённых систем от рабочей частоты, формы электродов и их количества в периодической решётке должна определяться предварительно (например, следуя методике, кратко описанной в статье [20]).

После того, как волны непрерывного спектра покидают пределы отражателя с длиной ΔL , поля отражённой и прошедшей волн частично снова преобразуются в поперечные моды с профилем $\Psi_0(y)$. Именно отношения амплитуд этих вновь сформированных мод к амплитуде падающего на отражатель пучка приобретают смысл волноводных коэффициентов отражения и прохождения, описывающих рассеяние падающей на отражатель поперечной моды размещёнными в волноводе периодическими неоднородностями:

$$R_0(f) = \frac{2}{N_0} \left\{ [R_t(f) - R_U(f)] \int_0^{W/2} \bar{\Psi}_0(y) \Psi_0(y) dy + R_U(f) \int_0^{W/2} \Psi_0^2(y) dy \right\} = \\ = \frac{W}{N_0} \left\{ [R_t(f) - R_U(f)] \left[\text{sinc} \left(\frac{q_0 W}{2} \right) \right]^2 + R_U(f) \frac{1 + \text{sinc}(q_0 W)}{2} \right\}, \quad (6)$$

$$T_0(f) = \frac{2}{N_n} \left\{ [T_t(f) - T_U(f)] \int_0^{W/2} \bar{\Psi}_0(y) \Psi_0(y) dy + T_U(f) \int_0^{W/2} \Psi_0^2(y) dy + \int_{W/2}^{\infty} \Psi_0^2(y) dy \right\} = \\ = \frac{W}{N_0} \left\{ [T_t(f) - T_U(f)] \left[\text{sinc} \left(\frac{q_0 W}{2} \right) \right]^2 + T_U(f) \frac{1 + \text{sinc}(q_0 W)}{2} \right\} + \frac{\cos^2(q_0 W/2)}{\kappa_0 N_0}. \quad (7)$$

Кроме того, часть исходного пучка S_0 испытывает дополнительное рассеяние двух видов. Во-первых, при каждом акте взаимодействия волны с неоднородностью, имеющей конечные размеры, возникает паразитное излучение волн непрерывного спектра [1]. Во-вторых, происходит взаимная трансформация поперечных мод [11]. В данном случае появляются две волны с профилем второй симметричной моды: волна $\Psi_{T_{0-2}}(f, y)$ распространяется попутно направлению распространения исходного пучка, а волна $\Psi_{R_{0-2}}(f, y)$ — в противоположном направлении:

$$\Psi_{T_{0-2}}(f, y) = \text{TT}_{0-2}(f) \Psi_2(y) \exp[-i\beta_2(x - L_0 - \Delta L)], \\ \Psi_{R_{0-2}}(f, y) = \text{TR}_{0-2}(f) \Psi_2(y) \exp[i\beta_2(x - L_0)].$$

Здесь

$$\text{TT}_{0-2}(f) = \frac{2}{N_2} \left\{ [T_t(f) - T_U(f)] \int_0^{W/2} \bar{\Psi}_0(y) \Psi_2(y) dy + T_U(f) \int_0^{W/2} \Psi_0(y) \Psi_2(y) dy + \right. \\ \left. + \int_{W/2}^{\infty} \Psi_0(y) \Psi_2(y) dy \right\} = \frac{W}{N_2} \left\{ [T_t(f) - T_U(f)] \text{sinc}(q_0 W/2) \text{sinc}(q_2 W/2) + \right.$$

$$+ T_U(f) \frac{\text{sinc}[(q_0 + q_2)W/2] + \text{sinc}[(q_0 - q_2)W/2]}{2} \left. \right\} + \frac{2 \cos(q_0 W/2) \cos(q_2 W/2)}{(\kappa_0 + \kappa_2) N_2}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{TR}_{0-2}(f) &= \frac{2}{N_2} \left\{ [R_t(f) - R_U(f)] \int_0^{W/2} \bar{\Psi}_0(y) \Psi_2(y) dy + R_U(f) \int_0^{W/2} \Psi_0(y) \Psi_2(y) dy \right\} = \\ &= \frac{W}{N_2} \left\{ [R_t(f) - R_U(f)] \text{sinc}(q_0 W/2) \text{sinc}(q_2 W/2) + \right. \\ &\quad \left. + R_U(f) \frac{\text{sinc}[(q_0 + q_2) W/2] + \text{sinc}[(q_0 - q_2) W/2]}{2} \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

В итоге рассеяние пространственно ограниченным отражателем исходного пучка S_0 приводит к формированию в волноводе следующих волн: отражённой и прошедшей волн с профилем $\Psi_0(y)$, мощности которых равны $P_0^{(R)}$ и $P_0^{(T)}$ соответственно; двух пучков с поперечной структурой второй чётной моды волновода S_2 , распространяющихся во взаимно противоположных направлениях с мощностями $P_{0-2}^{(\rightarrow)}$ и $P_{0-2}^{(\leftarrow)}$; волн непрерывного спектра с суммарной мощностью P_{CS} .

Учёт излучения волн непрерывного спектра позволяет нам контролировать правильность моделирования с помощью закона сохранения энергии.

3. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ ВОЛНОВОДНОМ РАССЕЯНИИ ПУЧКОВ

В соответствии с общим определением [21], поток мощности неоднородного поля поверхностной акустической волны с поперечным профилем $\Psi(y)$ содержит не только члены, пропорциональные функции $|\Psi(y)|^2$, но и слагаемые, пропорциональные произведению $\Psi^*(y) \times \partial \Psi(y) / \partial y$. Однако, в силу симметрии рассматриваемой здесь задачи, эти слагаемые являются нечётными функциями поперечной координаты и не дают вклада в результат интегрирования потока в бесконечных пределах вдоль оси y . Таким образом, в нашем случае полная мощность пересекающего любое поперечное сечение акустического пучка, распространяющегося в положительном или отрицательном направлении вдоль оси x с поперечным профилем $\Psi S^{(\pm)}(x, y)$, заведомо пропорциональна интегралу от квадрата его амплитуды:

$$\text{PS}^{(\pm)}(x) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi S^{(\pm)}(x, y)|^2 dy.$$

Ясно, что $\partial[\text{PS}^{(\pm)}] / \partial x = 0$ в отсутствие вязких потерь, обусловленных взаимным трением частиц вещества при упругих деформациях материала электродов и подложки.

На рис. 2 условно изображены профили пучков, появляющихся сразу после рассеяния исходного пучка (образованного основной модой волновода S_0) отражателем, занимающим область $L_0 \leq x \leq L_0 + \Delta L$, $|y| \leq W/2$. Начальные профили

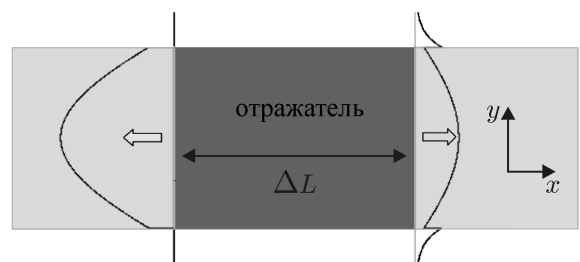


Рис. 2. Поперечные профили акустических пучков, рассеянных волноводным отражателем при падении на него основной поперечной моды волновода S_0

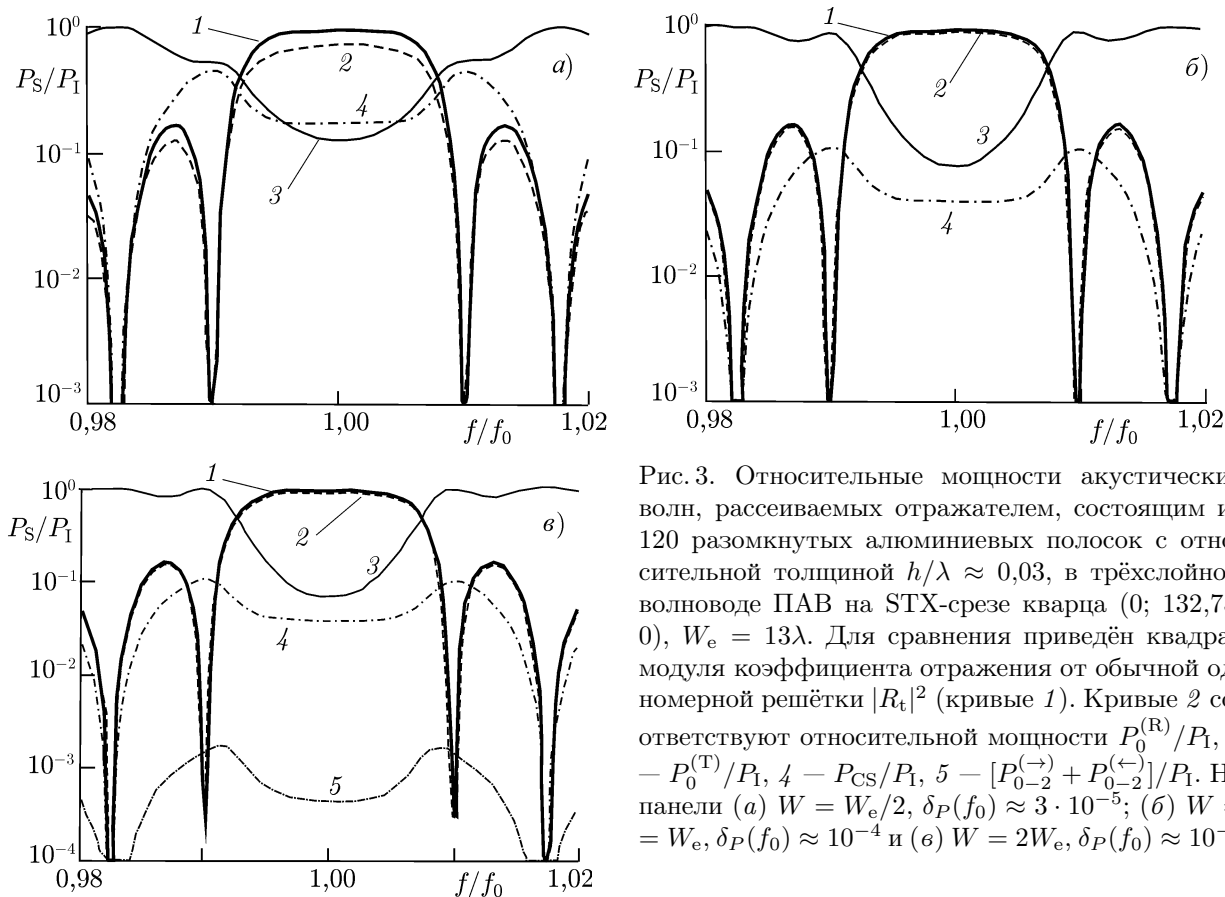


Рис. 3. Относительные мощности акустических волн, рассеиваемых отражателем, состоящим из 120 разомкнутых алюминиевых полосок с относительной толщиной $h/\lambda \approx 0,03$, в трёхслойном волноводе ПАВ на STX-срезе кварца $(0; 132,75; 0)$, $W_e = 13\lambda$. Для сравнения приведён квадрат модуля коэффициента отражения от обычной одномерной решётки $|R_t|^2$ (кривые 1). Кривые 2 соответствуют относительной мощности $P_0^{(R)}/P_1$, 3 — $P_0^{(T)}/P_1$, 4 — P_{CS}/P_1 , 5 — $[P_{0-2}^{(\rightarrow)} + P_{0-2}^{(\leftarrow)}]/P_1$. На панели (а) $W = W_e/2$, $\delta_P(f_0) \approx 3 \cdot 10^{-5}$; (б) $W = W_e$, $\delta_P(f_0) \approx 10^{-4}$ и (в) $W = 2W_e$, $\delta_P(f_0) \approx 10^{-4}$

волновых пучков, уходящих от решётки влево (при $x = L_0$) и вправо (при $x = L_0 + \Delta L$), описываются функциями $\Psi R_0(f, y)$ и $\Psi T_0(f, y)$ соответственно:

$$\Psi R_0(f, y) = R_0(f)\Psi_0(y)\Pi(y), \tag{10}$$

$$\Psi T_0(f, y) = T_0(f)\Psi_0(y)\Pi(y) + \Psi_0(y) [1 - \Pi(y)]. \tag{11}$$

Поскольку эти функции можно представить в виде сумм волн дискретного и непрерывного спектров, то начальные профили пучков, появляющихся в результате рассеяния волн непрерывного спектра, можно выразить следующим образом:

$$\Psi R_{CS}(f, y) = \Psi R_0(f, y) - R_0(f)\Psi_0(y) - TR_{0-2}(f)\Psi_2(y), \quad x = L_0; \tag{12}$$

$$\Psi T_{CS}(f, y) = \Psi T_0(f, y) - T_0(f)\Psi_0(y) - TT_{0-2}(f)\Psi_2(y), \quad x = L_0 + \Delta L. \tag{13}$$

Физическим обоснованием адекватности моделирования отражения волноводных пучков многоэлектродными структурами служит соответствие полученных результатов закону сохранения энергии: в отсутствие потерь полная мощность падающего на отражатель пучка P_1 должна быть равна сумме мощностей всех рассеянных волн:

$$P_1 = P_0^{(R)} + P_0^{(T)} + P_{0-2}^{(\rightarrow)} + P_{0-2}^{(\leftarrow)} + P_{CS}, \tag{14}$$

где

$$P_0^{(R)} = P_1 \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi R_0(y)|^2 dy, \quad P_0^{(T)} = P_1 \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi T_0(y)|^2 dy, \quad P_{0-2}^{(\leftarrow)} = P_1 |TR_{0-2}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_2(y)|^2 dy,$$

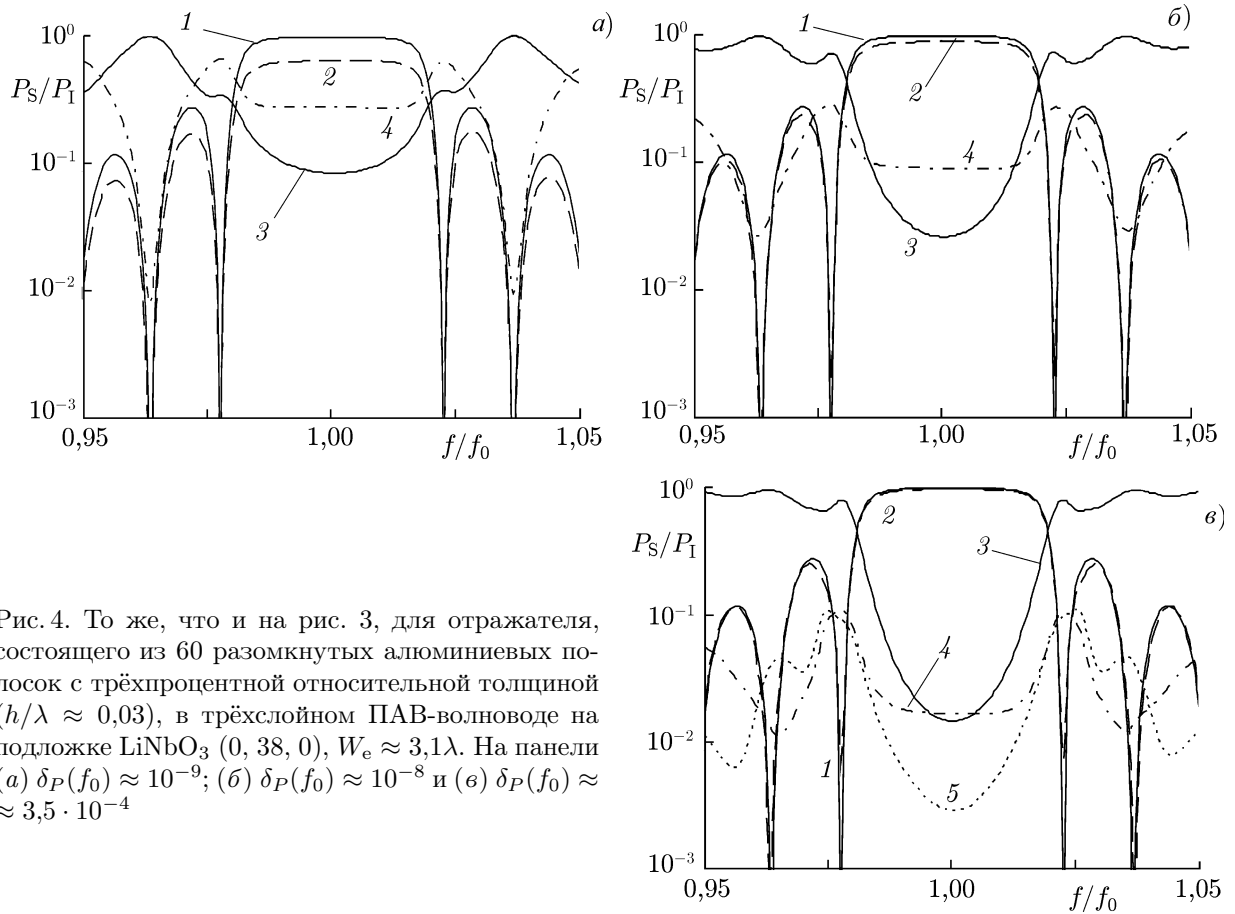


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для отражателя, состоящего из 60 разомкнутых алюминиевых полосок с трёхпроцентной относительной толщиной ($h/\lambda \approx 0,03$), в трёхслойном ПАВ-волноводе на подложке LiNbO_3 (0, 38, 0), $W_e \approx 3,1\lambda$. На панели (а) $\delta_P(f_0) \approx 10^{-9}$; (б) $\delta_P(f_0) \approx 10^{-8}$ и (в) $\delta_P(f_0) \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$

$$P_{0-2}^{(\rightarrow)} = P_1 |\Gamma T_{0-2}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_2(y)|^2 dy, \quad P_{CS} = P_1 \int_{-\infty}^{+\infty} [|\Psi R_{CS}(y)|^2 + |\Psi T_{CS}(y)|^2] dy.$$

Как показывают расчёты различных конструкций отражателей поверхностных акустических волн, для анализа изотропных систем равенство (14) всегда выполняется. В общем же случае величина

$$\delta_P = \left| 1 - \frac{P_0^{(R)} + P_0^{(T)} + P_{0-2}^{(\rightarrow)} + P_{0-2}^{(\leftarrow)} + P_{CS}}{P_1} \right| \tag{15}$$

может рассматриваться как количественная мера точности скалярного моделирования акустических волноводов в анизотропных средах (см. рис. 3 и 4, где величина f_0 обозначает основную частоту брэгговского синхронизма).

4. ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Приведём несколько примеров, иллюстрирующих эффективность волноводных отражателей ПАВ. Были исследованы пространственные решётки алюминиевых электродов (как заземлённых, так и разомкнутых), нанесённые на пьезоэлектрические подложки кварца ($\gamma \approx 0,378$) и ниобата лития ($\gamma \approx -0,36$) для двух широко используемых комбинаций углов Эйлера: (0; 132,75; 0) и (0; 38; 0) соответственно.

Полагаем, что отражатели образованы за счёт расположенных перпендикулярно оси x периодических вырезов в формирующей волновод металлической полоске (см. рис. 1). Рассмотрены три значения акустической апертуры волновода: $W = W_e/2$, $W = W_e$ и $W = 2W_e$, где W_e — максимальная апертура, допускающая возбуждение только основной поперечной моды S_0 [1].

При этом образующие волновод металлические полоски считаются заземлёнными ($Y_W \rightarrow \infty$), а электроды отражателей — разомкнутыми ($Y_T = 0$, см. рис. 1). Как мы видим, при $W = 2W_e$ отражение основной волноводной моды становится заметно более эффективным, чем при $W = W_e$, несмотря на возбуждение второй симметричной моды S_2 . Отмеченное обстоятельство обусловлено тем, что с увеличением апертуры волновода растёт доля мощности моды S_0 внутри его рабочей области $|y| \leq W/2$, а мощность возбуждённой моды S_2 оказывается пренебрежимо малой величиной.

ВЫВОДЫ

Проанализированы особенности рассеяния неоднородных пучков поверхностных акустических волн многоэлектродными структурами в планарном ПАВ-волноводе на пьезоэлектрической подложке. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения, прохождения и взаимного преобразования поперечных мод волновода при их взаимодействии с брэгговским отражателем, имеющим конечную апертуру.

Показано, что характеристики волноводного отражателя определяются не только интенсивностью локальных отражений от периода решётки и их количеством, но и отношением поперечного размера волновода к максимальному значению его апертуры, при котором ещё возбуждается лишь основная поперечная мода ПАВ-волновода.

Адекватность разработанной модели рассеяния волноводных мод подтверждена полным соответствием получаемых с её помощью результатов закону сохранения энергии: в отсутствие диссипации мощность падающего на отражатель неоднородного в поперечном направлении пучка равна сумме мощностей всех рассеянных полей дискретного и непрерывного спектров волновода.

Предложенный физико-математический аппарат может быть использован разработчиками устройств на поверхностных акустических волнах для эффективной оптимизации топологических параметров разнообразных волноводных акустоэлектрических модулей и достижения необходимого баланса их миниатюрности и новых функциональных возможностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 2. С. 108.
2. Сандлер М. С., Свешников Б. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 9. С. 1819.
3. Hartmann C. S., Wright P. V., Kansy R. J., Garber E. M. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 27–29 October 1982. San Diego, USA. P. 40.
4. Пасхин В. М., Сандлер М. С., Свешников Б. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 1. С. 103.
5. Лосев О. С., Свешников Б. В. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 5. С. 854.
6. Пасхин В. М., Сандлер М. С., Снитко В. Ю. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, вып. 1. С. 42.
7. Sveshnikov B. V. // IEEE Trans. UFFC. 2010. V. 57, No. 1. P. 133.
8. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Нелинейный мир. 2014. Т. 12, № 11. С. 3.
9. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Нелинейный мир. 2014. Т. 12, № 12. С. 3.
10. Свешников Б. В., Багдасарян А. С., Бутенко В. В. // Тр. Научно-исследовательского института радио. 2015. № 2. С. 2.

11. Сандлер М. С. // Журн. техн. физ. 1988. Т. 58, № 10. С. 1856.
12. Свешников Б. В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 3. С. 1.
13. Wright P. V. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 16–18 October 1985. San Francisco, USA. P. 58.
14. Svshnikov B. V. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 11–14 October 2010. San Diego, USA. P. 1890.
15. Свешников Б. В. // Сб. тр. XXIV сессии Российского акустического общества. Саратов, 12–15 сентября 2011. С. 235.
16. Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1990. 416 с.
17. Cloude Sh. An introduction to electromagnetic wave propagation and antennas. London: UCL Press, 1995. 176 p.
18. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
19. Гуревич Г. Л., Сандлер М. С., Свешников Б. В. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 3. С. 488.
20. Svshnikov B. V., Suchkov S. G., Yankin S. S., et al. // Proc. IEEE UFFC Symposium. 21–25 July 2013. Prague, Czech Republic. P. 1408.
21. Auld B. Acoustic fields and waves in solids. V. 1. New York: John Wiley & Sons Inc., 1973. 423 p.

Поступила в редакцию 8 июля 2015 г.; принята в печать 27 ноября 2015 г.

SCATTERING OF THE TRANSVERSE SAW WAVEGUIDE MODES BY THE FINITE-APERTURE ELECTRODE STRUCTURES

B. V. Svshnikov and A. S. Bagdasaryan

We develop the physical model allowing one to analyze reflection of the inhomogeneous beams of the surface acoustic waves from metal strips in a planar waveguide on the piezoelectric substrate. Analytical relationships for determining the coefficients of scattering and mutual conversion of the transverse waveguide modes during their interaction with the Bragg spatially confined reflectors are obtained. The waveguide-reflector characteristics are shown to depend on the ratio between the waveguide aperture and its maximum value for which only the main transverse mode is excited. The developed model strictly corresponds to the energy conservation law, i.e., in the absence of dissipation, the power of the inhomogeneous beam, which is incident on the finite reflector, is equal to the total power of all the scattered fields of the discrete and continuous waveguide spectra.