

538.911

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ****Ю. В. Гуляев, В. П. Плесский**

(Институт радиотехники и электроники АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	85
2. Волны Рэлея, сдвиговые поверхностные акустические волны (ПАВ) в пьезоэлектриках и другие их типы. Приповерхностные волны	86
3. Рассеяние поверхностных акустических волн на одиночной неоднородности	90
3.1. Отражение волны Рэлея от одиночной канавки. 3.2. Эффекты второго порядка. 3.3. Рассеяние в объеме. 3.4. Отражение волн Гуляева — Блюштейна от единичной неоднородности.	
4. Сдвиговые поверхностные волны (СПВ) на рифленой поверхности ($\lambda \gg l$)	101
5. Брэгговское отражение ПАВ ($\lambda \approx 2l$)	102
5.1. Брэгговское отражение волн Рэлея. 5.2. Модуляция глубины канавок. 5.3. Наклонное падение ПАВ на решетки. 5.4. Решетки конечных размеров. 5.5. Брэгговское отражение СПВ.	
6. Взаимное преобразование объемных и поверхностных волн на периодических структурах ($\lambda \approx l$)	110
6.1. Затухание ПАВ за счет рассеяния в объеме. 6.2. Эффекты второго порядка. 6.3. Теория структурного преобразователя. 6.4. Гасящая интерференция рассеянных объемных волн при распространении СПВ в решетке с $\lambda = l$. 6.5. Резонансное взаимодействие волн Рэлея и мод Лэмба. 6.6. Прохождение объемной волны сквозь щель с неровными границами. 6.7. Усиление объемных акустических волн при отражении от границы с полупроводником.	
7. Возбуждение поверхностных акустических волн лазерным излучением	116
8. Магнитостатические волны в периодических структурах	118
9. Заключение	120
Список литературы	120

1. Введение. Сто лет прошло с того времени, когда в 1885 г. Рэлей впервые описал¹ поверхностные акустические волны в упругом теле. В течение долгого времени это выдающееся научное открытие не получало должной оценки, так как волны Рэлея находили ограниченное применение, в основном при изучении проблем сейсмологии и в неразрушающем контроле изделий. Однако, когда четверть века назад было указано на возможность эффективного взаимодействия ПАВ с электронами в пьезоэлектриках и слоистых структурах пьезоэлектрик-полупроводник² и был изобретен способ эффективного возбуждения ПАВ в пьезоэлектриках на высоких частотах, с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП)³, стало ясно, что ПАВ могут стать физической основой для создания большого класса устройств аналоговой обработки информации. С этого времени число работ по поверхностным волнам стало лавинообразно нарастать. В настоящее время это число, по-видимому, превышает 10^4 . Интерес к поверхностным волнам объясняется тем, что ПАВ обладают рядом уникальных особенностей — малая скорость распространения, доступность на пути распространения для внешних воздействий на волну, возможность возбуждения волн в пьезо-

электриках с малыми потерями. Эти и другие достоинства ПАВ позволили исследователям и разработчикам создать ряд устройств — фильтров (полосовых, согласованных, дисперсионных), резонаторов, линий задержки, анализаторов спектра, по своим параметрам существенно превосходящих аналоги, работающие на других физических принципах.

Основой ряда устройств на ПАВ являются периодические структуры элементов, расположенных на пути распространения волны. Для получения требуемых характеристик устройств необходимо иметь возможность управлять распространением волны: отражать волну с малыми потерями, рассеивать волны, превращать объемные волны в поверхностные и т. д. Ввиду сложной структуры ПАВ эти операции, как правило, невыполнимы при помощи единичного локального элемента, и только большое число периодически (или квазипериодически) расположенных возмущений на поверхности звукопровода позволяет реализовать требуемое управление распространением волны. Разделение функций возбуждения и приема ПАВ (при помощи ВШП) и формирования характеристик устройства (при помощи отражательных структур) также дает ряд преимуществ. На основе отражательных структур в настоящее время созданы резонаторы и дисперсионные линии задержки с уникальными параметрами.

Большая практическая значимость привлекла к проблеме распространения поверхностных акустических волн в периодических структурах внимание многих исследователей. Данный обзор посвящен вопросам распространения поверхностных акустических волн различных типов в звукопроводах с периодическим рельефом на поверхности. Такие периодические структуры (например, в виде системы канавок) наиболее часто используются на практике. Периодические возмущения «электрического» типа, например, тонкие проводящие полоски на поверхности пьезоэлектрика, мы, как правило, не рассматриваем, так как на практике такие системы используются реже, чем системы канавок. Эти задачи близки к теории встречно-штыревых преобразователей и требуют для решения другого математического аппарата.

В настоящее время существует большое число обзоров³⁻⁵ и монографий⁶⁻¹⁸ как по свойствам поверхностных волн, так и по применениям ПАВ в устройствах обработки сигналов. Поэтому в данном обзоре мы приведем только основные характеристики волн Рэлея, сдвиговых ПАВ в пьезоэлектриках и ПАВ некоторых других типов и более подробно остановимся на работах, в которых изучается распространение ПАВ вдоль поверхностей с единичными или периодически расположенными неоднородностями.

2. Волны Рэлея, сдвиговые поверхностные акустические волны в пьезоэлектриках и другие их типы. Приповерхностные волны. При описании волн Рэлея, распространяющихся вдоль границы изотропного упругого полупространства (рис. 1), смещение $\mathbf{u}$ удобно выражать через скалярный φ и векторный $\boldsymbol{\psi}$ потенциал¹²:

$$\mathbf{u} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \boldsymbol{\psi} \quad (1)$$

причем такое представление возможно при любой пространственной структуре волновых полей и соответствует разделению волны на волну сжатия (φ) и волну сдвига ($\boldsymbol{\psi}$) (см., например,¹⁸⁻²⁰). Уравнения для φ и $\boldsymbol{\psi}$ независимы и записываются в виде

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi} - c_l^2 \Delta \varphi &= 0, \\ \ddot{\boldsymbol{\psi}} - c_t^2 \Delta \boldsymbol{\psi} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где Δ — оператор Лапласа, c_l и c_t — скорости продольной и поперечной акустических волн соответственно. При распространении волны вдоль оси OX (см. рис. 1, а) и векторе смещения, лежащем в сагиттальной плоскости

(X, Z), векторный потенциал имеет одну компоненту ψ_y , отличную от нуля. При этом смещения u_x и u_z даются формулами

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (3)$$

Решения уравнений (2), описывающие поверхностную волну, имеют вид

$$\varphi = \varphi_0 \exp [pz + i(qx - \omega t)], \quad (4)$$

$$\psi = \psi_0 \exp [sz + i(qx - \omega t)],$$

где ω и q — частота и волновое число волны, φ_0 и ψ_0 — амплитуды двух компонент волны, p и s — коэффициенты, описывающие спадание волн сжатия

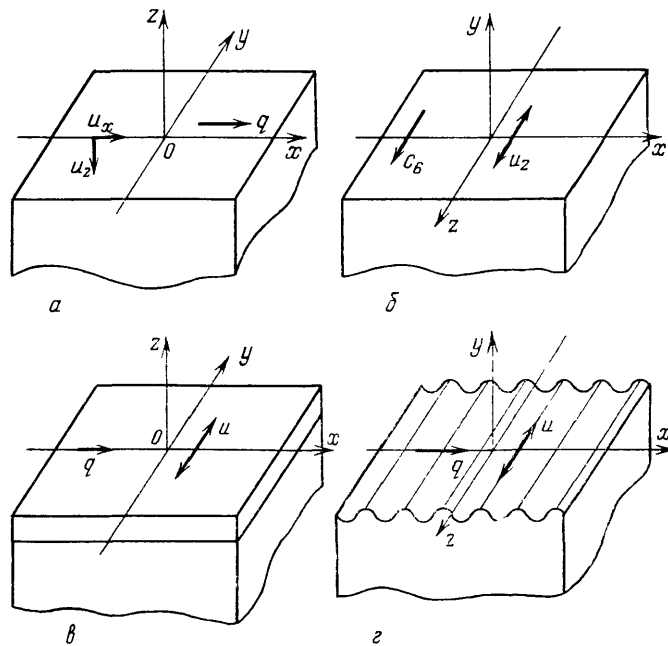


Рис. 1. а — Волны Рэлея. б — Сдвиговые поверхностные электроакустические волны. в — Волны Лява. г — Сдвиговые ПАВ на неровной поверхности

и сдвига в глубь звукопровода. Из уравнений движения (2) следует, что

$$p^2 = q^2 - k_l^2, \\ s^2 = q^2 - k_t^2, \quad \operatorname{Re} p, s > 0,$$

где $k_l = \omega/c_l$, $k_t = \omega/c_t$ — волновые числа продольной и сдвиговой объемных волн.

На свободной границе полупространства $z = 0$ должны выполняться условия отсутствия напряжений $\sigma_{zz} = \sigma_{xz} = 0$, из которых получается уравнение Рэлея:

$$D(q, \omega) = (q^2 + s^2)^2 - 4q^2ps = 0. \quad (5)$$

Вводя скорость волны Рэлея v_R ($q = \omega/v_R$), легко видеть, что v_R не зависит от частоты, т. е. волны Рэлея в классическом упругом теле бездисперсны и отношение v_R/c_t определяется отношением

$$\frac{c_l}{c_t} = \left(\frac{2-2\sigma}{1-2\sigma} \right)^{1/2}$$

и зависит только от коэффициента Пуассона σ . Уравнение Рэлея (5) обычно решают численно¹². На рис. 2 приведена зависимость величины $q_R/k_t = c_t/v_R$ от коэффициента Пуассона. В ряде задач теории затухания и возбуждения волн Рэлея в формулы входит значение производной рэлеевского

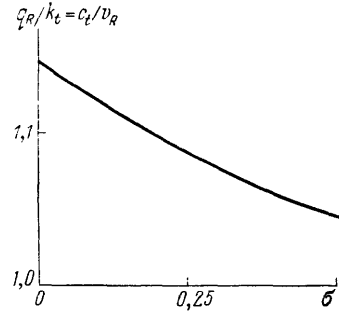


Рис. 2. Зависимость скорости рэлеевской волны от коэффициента Пуассона

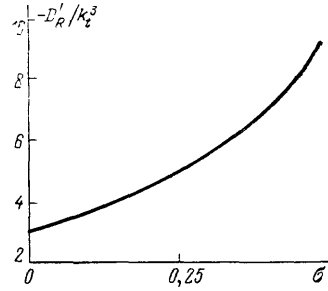


Рис. 3. Зависимость величины $-D'_R/k_t^3$ от коэффициента Пуассона

определителя $D'_q(\omega, q)|_{q=q_R}$; на рис. 3 приведена зависимость соответствующей безразмерной величины

$$\Delta'_R \equiv -\frac{D'_q}{k_t^3}.$$

Амплитуды потенциалов φ_0 и ψ_0 линейно связаны, поэтому решения (4) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_0 \exp[pz + i(q_R x - \omega t)], \\ \psi &= \frac{2iq_R p}{q_R^2 + s^2} \varphi_0 \exp[sz + i(q_R x - \omega t)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Значение смещений u_x и u_z вычисляются по формулам (3), в частности, для амплитуды смещения u_z на поверхности $z = 0$ имеем

$$u_z = -\frac{pk_t^2}{q_R^2 + s^2} \varphi_0; \quad (7)$$

соответственно $u_x|_{z=0}$ дается формулой

$$u_x = i \frac{k_t^2}{2q_R} \varphi_0. \quad (8)$$

Из этих формул видно, что смещение частиц среды в волне Рэлея происходит по эллипсам, причем на «гребнях» волны частицы движутся в направлении, противоположном направлению распространения волны. (При движении волны в направлении против Ox меняется знак ψ в (6) и u_x (8).)

Поток энергии в волне Рэлея в расчете на единицу ширины акустического пучка W дается формулой¹⁸

$$\mathcal{P}_R = -\int_{-\infty}^0 \langle \sigma_{1R} \dot{u}_R \rangle dz = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^0 i \omega \sigma_{1R} u_R^* dz \quad (9)$$

(u_R^* — величина, комплексно сопряженная с u_R). Расчет с использованием формул (6) дает

$$\mathcal{P}_R = \frac{\rho \omega^3}{2} \frac{-D'_R}{8q_R^2 s} |\varphi_0|^2, \quad (10)$$

или, выражая φ_0 через амплитуду нормального к поверхности звукопровода смещения u_z по формуле (7), имеем

$$\mathcal{P}_R = \frac{\pi(-\Delta'_R)}{2(z^2 - a^2)^{1/2}} f \rho v_t^2 |u_z|^2, \quad z = \frac{q}{k_t}, \quad a^2 = \left(\frac{u_t}{v_t}\right)^2. \quad (11)$$

При численных оценках удобно выразить поток энергии $\mathcal{P}_R$ в Вт/см, частоту $f = \omega/2\pi$ в ГГц, плотность ρ в г/см³, амплитуду u_z в Å; тогда (11) можно записать в виде

$$\mathcal{P}_R = M f u_z^2 v_t^2 \rho, \quad (12)$$

где $M(\sigma)$ — функция коэффициента Пуассона, график которой приведен на рис. 4.

Отметим, что пропорциональность потока энергии волны производной характеристического определителя D'_q — факт не случайный и имеет глубокие физические корни^{21, 22}.

Приведенные соотношения позволяют рассчитать все основные характеристики волны Рэлея в изотропном теле. При аналитических расчетах с волнами Рэлея уравнение Рэлея (5) вместе с формулами для констант спадания p и s образует своеобразную «рэлеевскую тригонометрию». При этом тождественные выражения могут иметь различную форму записи, что часто встречается в статьях. Примером такого рода соотношений может служить уравнение

$$p - s = \frac{k_t^4}{4q^2s}, \quad (13)$$

эквивалентное уравнению Рэлея (5).

Хотя на практике устройства на ПАВ обычно реализуются на анизотропных кристаллических звукопроводах, при теоретическом рассмотрении физики ПАВ чаще всего ограничиваются изотропной моделью упругого тела. Причин здесь несколько. Во-первых, аналитическое рассмотрение волн Рэлея в кристаллах чрезвычайно затруднительно из-за громоздкости получаемых уравнений и обычно не может быть доведено до конечных результатов. Во-вторых, на практике часто используют симметричные срезы и направления распространения волн в кристаллах, так как эффекты, связанные с анизотропией (например, отклонение потока энергии в ПАВ от направления ее волнового вектора), как правило, в устройствах нежелательны. Использование несимметричных направлений и срезов обычно бывает «платой» за особые характеристики волны, например, повышенную термостабильность. Для ряда используемых срезов и направлений симметрии кристаллов (например, YZ-LiNbO₃) структура волны Рэлея близка к структуре в изотропном теле. Такие волны называют волнами рэлеевского типа. При сравнении теоретических результатов, полученных для изотропного тела, с экспериментальными ПАВ в кристаллах, в качестве подгоночного параметра используют коэффициент Пуассона σ ^{23, 24}.

Вообще же проблема существования волн Рэлея в произвольном срезе анизотропного кристалла при произвольном направлении распространения является самостоятельной весьма сложной математической задачей. В этом направлении выполнено большое число исследований^{25–30}; полное рассмотрение вопроса приводится в монографии¹⁷. Для симметричных направлений кубических, гексагональных и некоторых других кристаллов удается получить дисперсионное уравнение ПАВ в аналитическом виде^{17, 31–34}. Это уравнение обычно существенно сложнее (5) и решается на ЭВМ.

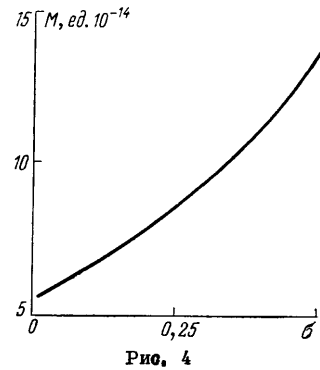


Рис. 4

Для расчета скоростей и структуры волновых полей ПАВ в кристаллах (включая пьезоэлектрики) разработаны эффективные численные методы^{28, 35} и имеется подробная справочная литература^{36, 37}.

Мы не затронули здесь ряд важных вопросов, таких как акустоэлектронное взаимодействие волн Рэлея, возбуждение ПАВ, волны Рэлея в слоистых структурах и волноводах, волны на искривленных и случайно шероховатых поверхностях, многочисленные приложения волн Рэлея в акустоэлектронных устройствах. Обширную библиографию по этим вопросам можно найти в цитированных обзорах и монографиях²⁻¹⁸.

Вторым важным типом поверхностных акустических волн являются сдвиговые поверхностные электроакустические волны в пьезоэлектриках^{38, 39}. Как и волна Рэлея, эти волны могут существовать на свободной поверхности твердого тела, но, в отличие от волн Рэлея, их существование возможно только на определенных срезах и в определенных направлениях пьезоэлектрических кристаллов^{17, 40}.

Если при распространении акустической волны в твердом теле возникают сопровождающие волну электрические и магнитные поля, вблизи границы твердого тела структура этих полей неизбежно искажается, что может привести к возникновению механических напряжений на поверхности. При этом решения в виде объемной акустической волны уже не удовлетворяет граничным условиям и объемная волна в ряде случаев трансформируется в поверхностную⁷⁴. Возможны и чисто механические искажения граничных условий — нагружение слоем, вязкой средой, гофрированность поверхности.

Рассмотрим сначала волны в пьезоэлектриках в простейшей геометрии, в которой они были впервые описаны Гуляевым³⁸ и Блюштейном³⁹ (ВГБ). А именно, рассмотрим пьезоэлектрик класса C_{6v} с гексагональной осью Oz . . . (рис. 1, б), лежащей в плоскости поверхности звукопровода. Искомая волна имеет смещение и только вдоль оси OZ и распространяется вдоль OX .

В общем случае уравнения пьезоакустики записываются в виде^{18, 41}

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= c_{ijkl}u_{kl} - e_{kij}E_k, \\ D_i &= \epsilon_{ij}E_j + e_{ijk}u_{jk},\end{aligned}\quad (14)$$

где σ_{ij} — тензор напряжений, C_{ijkl} — тензор модулей упругости, e_{ijk} — тензор пьезомодулей, $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, D_i — компонента вектора индукции, ϵ_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости. Здесь используется система единиц СИ, так как в справочниках пьезомодули e_{kij} чаще приводятся в единицах СИ. Отметим, что в системе СГС уравнения (14) принимают вид⁴²

$$\begin{aligned}\sigma_{ik} &= C_{iklm}u_{lm} + \tilde{e}_{lik}E_l, \\ D_i &= \epsilon_{ik}E_k - 4\pi\tilde{e}_{ikl}u_{kl},\end{aligned}\quad (14')$$

т. е. пьезомодули отличаются не только по величине, но и по знаку. Иногда для устранения этого неудобства знак перед пьезомодулем выбирают в (14') такой же, как в системе СИ^{12, 17}.

В рассматриваемой нами геометрии задачи уравнение движения $\rho\ddot{u}_i = \partial\sigma_{ik}/\partial x_k$ принимает вид

$$\rho\ddot{u} = C_{44}\Delta u + e_{15}\Delta\varphi \quad (15)$$

(ρ — плотность кристалла). А уравнение Пуассона $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$ запишется в форме

$$-\epsilon\Delta\varphi + e_{15}\Delta u = 0, \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (16)$$

Наконец, в области $y > 0$, занятой средой с диэлектрической проницаемостью ϵ_d , потенциал φ_d должен удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\varphi_d = 0$.

Решение уравнений (15) — (16) представим в виде поверхностной волны:

$$\begin{aligned} u &= u_0 \exp [\kappa y + i (qx - \omega t)], \\ \varphi &= \varphi_0 \exp [\kappa y + i (qx - \omega t)], \end{aligned} \quad (17)$$

где u_0 , φ_0 — амплитудные множители, κ — константа спада колебаний в глубь звукопровода ($\text{Re } \kappa > 0$), q — волновое число волны. Подставляя (17) в уравнения движения (15) — (16), находим, что общее решение уравнений является суммой двух парциальных решений с

$$\kappa_1^2 = q^2, \quad \kappa^2 = q^2 - \frac{k_0^2}{1 + \eta},$$

где $k_0^2 = \rho \omega^2 / C_{44}$, а $\eta = e_{15}^2 / \epsilon C_{44}$ — константа электромеханической связи:

$$\begin{aligned} u &= u_0 \exp (\kappa y + i q x), \\ \varphi &= \varphi_0 \exp (q y + i q x) + \frac{e_{15}}{\epsilon} u_0 \exp (\kappa y + i q x). \end{aligned} \quad (18)$$

В области $y > 0$

$$\varphi_d = \Phi_0 \exp (-q y + i q x)$$

(мы полагаем, что волна распространяется вдоль Ox и $\text{Re } q > 0$; чтобы $\kappa > 0$, необходимо выполнение условия $q > k_0 (1 + \eta)^{-1/2}$, т. е. искомая волна должна распространяться медленнее сдвиговых объемных волн данной поляризации). Из граничных условий отсутствия напряжений

$$\sigma_{23}|_{y=0} = 0,$$

непрерывности потенциала и нормальной компоненты индукции получаем дисперсионное уравнение ВГБ

$$D(q, \omega) = \kappa - \frac{\eta}{1 + \eta} \frac{\epsilon_d}{\epsilon + \epsilon_d} q = 0. \quad (19)$$

Отсюда видно, что глубина проникновения колебаний в звукопровод κ^{-1} обратно пропорциональна константе электромеханической связи η (которая обычно много меньше единицы) и зависит от диэлектрической проницаемости граничащей с пьезоэлектриком среды. Наибольшая локализация волны реализуется на металлизированной поверхности ($\epsilon_d \rightarrow \infty$). В этом случае

$$d = \kappa^{-1} \sim \frac{\lambda}{2\pi\eta}.$$

Для большинства пьезоэлектриков $d \gg \lambda$, но для очень сильных пьезоэлектриков (например, LiIO_3) глубина локализации может быть меньше длины волны. Скорость ВГБ

$$v = c_t \left[1 - \left(\frac{\eta}{1 + \eta} \frac{\epsilon_d}{\epsilon + \epsilon_d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (20)$$

меньше скорости объемной сдвиговой волны c_t той же поляризации и направления распространения на величину $\sim \eta^2 \ll 1$. Энергия, переносимая ВГБ в единицу времени, дается формулой¹⁷

$$P = C_{44} (1 + \eta) \omega (1 - \delta^2) \frac{|u_0|^2}{4\delta} W = C_{44} (1 + \eta) \omega (D_q) \frac{|u_0|^2}{4} W, \quad (21)$$

$$\delta = \frac{\kappa}{q},$$

где W — апертура волны. При фиксированной амплитуде смещения u_0 поток энергии обратно пропорционален η , то есть пропорционален глубине локализации волны.

Большая глубина локализации колебаний в ВГБ и больший, чем у волн Рэлея, поток энергии приводят к малой чувствительности этих волн к еди-

ничным несовершенствам поверхности. Вместе с тем, поверхностный характер ВГБ обусловлен искажением электрических полей у границы пьезоэлектрика (например, структура волн сильно меняется с изменением ϵ_d), поэтому, если возмущения граничных условий являются регулярными и имеются на протяжении многих длин волн, это может привести к существенному изменению характеристик ВГБ.

Сдвиговые поверхностные электроакустические волны экспериментально исследовались в ряде работ^{43–47}. В настоящее время ВГБ, наряду с приповерхностными объемными акустическими волнами (см. ниже), находят широкое применение в устройствах акустоэлектроники. За время, прошедшее после обнаружения этих волн в 1968–69 гг., были исследованы вопросы существования ВГБ в кристаллах различных классов симметрии^{40, 48–51}, было обнаружено, что волны существуют в большом количестве материалов, включая такие широкоиспользуемые, как кварц^{52–54}. Показано, что ВГБ могут существовать в изотропных диэлектриках, помещенных в электрическое поле^{55, 56, 66}. В этом случае за счет электрострикции в диэлектрике «наводится» пьезоэффект^{57, 58}. Получается материал с симметрией $C_{\infty v}$, допускающей существование ВГБ. В ряде работ теоретически^{50, 56} и экспериментально^{43, 44, 59, 60} исследовалось акустоэлектронное усиление ВГБ в пьезополупроводниковых или слоистых структурах пьезоэлектрик — полупроводник. Экспериментально показано, что при использовании сильных пьезоэлектриков (LiIO_3), усиление ВГБ может превосходить усиление ПАВ Рэлея⁵⁹. Важный вклад в понимание механизмов возбуждения ВГБ внесли работы^{61–63}. В частности, показано, что чем более «глубокой» является волна, тем труднее ее возбудить с поверхности кристалла, так как наряду с поверхностной волной возбуждаются объемные сдвиговые волны, амплитуда которых хотя и убывает с расстоянием, но, тем не менее, на большой длине $\sim \lambda/\eta^2$ может превосходить амплитуду ВГБ.

Дальнейшим обобщением сдвиговых электроакустических волн являются волны, способные распространяться вдоль границы раздела двух пьезоэлектриков. При наличии механического контакта сдвиговая волна, колебания в которой экспоненциально спадают по обе стороны от границы, может распространяться в системе двух пьезоэлектриков, механические параметры которых мало различаются⁶⁴, либо вдоль границы раздела двух идентичных пьезоэлектриков, полярные оси C_6 которых направлены противоположно. В этом случае граница раздела равнозначна доменной стенке в сегнетоэлектрике⁶⁵. Сдвиговые ПАВ в такой геометрии могут существовать и в непьезоэлектрических материалах, если они помещены в электрическое поле с вектором напряженности, параллельным границе раздела сред^{55, 56, 67}. Если два пьезоэлектрика граничат без механического контакта, взаимодействие за счет электрических полей также приводит к изменению структуры ВГБ, распространяющихся по берегам щели, и к образованию связанных мод в системе. Такие щелевые волны в пьезоэлектрике впервые описаны в работах^{55, 68–70}. Щелевые моды рэлеевских волн подробно исследовались в работе⁷¹ и использовались ранее⁷² для передачи волны Рэлея с одного звукопровода на другой без механического контакта.

Волны, аналогичные сдвиговым ПАВ в пьезоэлектриках, могут существовать в полупроводниках за счет акустоэлектронного взаимодействия через потенциал деформации^{73, 74}, в магнитных материалах за счет магнитоакустического взаимодействия^{75, 76} и в металлах, помещенных в магнитное поле, за счет лоренцевских сил^{77, 78}. Эти взаимодействия существенно слабее пьезоэлектрического (в сильных пьезоэлектриках), поэтому сдвиговые ПАВ, обусловленные этими механизмами взаимодействия, являются слабонеоднородными, глубоко проникающими в звукопровод. На практике это означает, что такие волны трудно возбудить в чистом виде (без примеси объемных волн), так как длина формирования ПАВ оказывается чрезвычайно большой^{61, 62}.

Сдвиговые ПАВ в пьезоэлектриках являются примером своеобразной неустойчивости^{12,74} объемной сдвиговой волны, которая может распространяться вдоль свободной границы изотропного упругого тела и вдоль некоторых направлений ряда кристаллов. Такие волны находят применение в различных устройствах (см. следующий раздел).

Классическим примером механического возмущения границы, приводящего к образованию сдвиговой ПАВ, является волна Лява в системе полупространство — слой (см. рис. 1, в)^{12, 19}. Если скорость сдвиговых объемных волн в слое меньше, чем в полупространстве, в такой системе могут распространяться сдвиговые волны, описываемые выражениями

$$\begin{aligned} u_1 &= u_0 \exp [s_1 z + i (qx - \omega t)], \\ u_2 &= u_0 \frac{\cos [s_2 (z - h)]}{\cos s_2 h} \exp [i (qx - \omega t)], \end{aligned} \quad (22)$$

где u_1 , u_2 — смещения в полупространстве и слое, h — толщина слоя, $s_1 = \sqrt{q^2 - k_1^2}$, $s_2 = \sqrt{k_2^2 - q^2}$ (k_1 , k_2 — волновые числа объемных сдвиговых волн в полупространстве и слое). При этом волновое число q определяется из дисперсионного уравнения

$$\operatorname{tg} s_2 h = \frac{\mu_1 s_1}{\mu_2 s_2}. \quad (23)$$

При тонком слое $k_2 h \ll 1$ существует одна мода Лява, однако при увеличении параметра $k_2 h$ может существовать несколько мод волн Лява. Поток энергии в волне Лява дается формулой

$$\Phi = \frac{1}{2} \mu_1 \omega A |u|^2, \quad (24)$$

где

$$A = -D'_q,$$

$$D(q, \omega) = \frac{\mu_2}{\mu_1} s_2 \operatorname{tg} s_2 h - s_1.$$

Волны Лява находят некоторое применение на практике в лабораторных исследованиях^{78,79}. В теории эти волны часто используют в качестве простейшей модели поверхностных волн, так как расчеты для волн Лява существенно проще, чем для волн Рэлея^{80–81}.

Слабонеоднородные волны Лява могут существовать также в упругом полупространстве с поверхностной неоднородностью⁸². В этом случае приповерхностная область звукопровода играет роль слоя, скорость в котором меньше, чем в остальной части звукопровода.

Еще один возможный тип возмущения граничных условий — это неровная поверхность звукопровода (см. рис. 1, г). Приповерхностная жесткость в такой системе меньше за счет наличия канавок, что и приводит к образованию сдвиговых поверхностных волн (СПВ)^{83–84}. Скорость волны в приповерхностной области уменьшается, так как волна как бы обегает выступы, проходя большой путь. Уравнение движения для вектора смещения и условие отсутствия напряжений на свободной неровной поверхности звукопровода эквивалентны^{83, 84} уравнениям для H -поляризованных электромагнитных волн в замедляющих структурах. Поэтому СПВ на периодически неровной поверхности являются аналогом поверхностных электромагнитных волн, способных распространяться в замедляющих структурах типа «гофра». Распространение СПВ изучено достаточно подробно. Рассмотрены случаи слабой неровности^{85–86}, конечной толщины звукопровода^{87, 88}, учтено одновременное влияние неровности и массовой нагрузки тонким слоем⁸⁹, изучены СПВ в кварце и берлините^{88, 90}. Такой интерес к сдвиговым поверхностным волнам объясняется тем, что, сохраняя привлекательные черты приповерхностных объемных волн (см. ниже), СПВ остаются действительно

поверхностными волнами, т. е. в них отсутствует дифракционное распыление энергии волны вглубь звукопровода. По этой причине использование СПВ приводит к существенному уменьшению потерь (на ~20 дБ) в линиях задержки^{91, 92}. СПВ в принципе можно использовать для создания резонаторов^{87, 88, 93–95}, причем для отражения СПВ можно использовать ту же систему периодических неровностей, которая обеспечивает существование волны^{90, 95}.

Еще один возможный тип возмущения граничных условий — контакт поверхности звукопровода с жидкой (или газообразной) средой. Распространение волн Рэлея в системе звукопровод — жидкость или звукопровод — жидкий слой достаточно хорошо изучено¹². Поскольку скорость звука в жидкости обычно меньше, чем в твердом теле, распространение волн Рэлея по такой границе раздела сопровождается излучением звука в жидкость, что приводит к затуханию волны Рэлея. Этот механизм затухания на низких (≤ 100 МГц) частотах может быть сильнее, чем собственное поглощение в материале, и может ограничивать добротность резонаторов на ПАВ⁹⁶. Влияние вязкого нагружения поверхности звукопровода на сдвиговые волны было рассмотрено существенно позднее⁹⁷. Оказалось, что такое возмущение граничных условий также приводит к возникновению своеобразной «вязкостной» ПАВ, которая, однако, затухает по мере распространения, так как вязкость неизбежно связана с диссипацией энергии. (На возможность существования волны типа Лява в системе звукопровод — вязкая жидкость — звукопровод указывалось ранее в работе⁹⁸, однако расчет не проводился.)

Приведенный краткий обзор не исчерпывает многообразия поверхностных волн и волн, распространяющихся в ограниченных звукопроводах. Упомянем о волнах Стоунли и волнах Сезава¹², способных распространяться в системе из твердых тел, кромочных волнах, способных распространяться вдоль ребра упругого клина⁹⁹, различных типах вытекающих волн (волн утечки^{12, 100}).

Важную роль в процессах отражения объемных волн от границ в пьезоэлектриках играют так называемые сопутствующие поверхностные колебания (СПК)^{101–103}, которые, однако, не являются собственными модами пьезоэлектрического звукопровода. Возникновение СПВ у границ пьезоэлектриков — явление весьма общее, связанное с тем, что уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ не может иметь «объемного» решения вида $\exp(iqx)$, но имеет «поверхностное» решение вида $\exp(qy + iqx)$.

В литературе описан и ряд других типов волн (например, сдвиговые ПАВ, связанные с пространственной дисперсией среды¹⁰⁴), однако мы не будем здесь их перечислять, так как на практике в устройствах с периодическими структурами используются, в основном, волны Рэлея, реже используются сдвиговые ПАВ в пьезоэлектриках и СПВ на неровных поверхностях и иногда используются волны Лява. Именно эти типы волн, в основном, рассматриваются в данном обзоре.

В заключение этого раздела упомянем приповерхностные волны. Поверхностные акустические волны по некоторым параметрам уступают объемным акустическим волнам. Так, скорость ПАВ обычно в 1,5–2 раза меньше, чем скорость объемных волн, термостабильность времени задержки ПАВ также хуже, чем объемных сдвиговых волн на некоторых срезах кварца.

Известно, что в устройствах на ПАВ встречно-штыревые преобразователи возбуждают паразитные объемные волны¹⁰⁵. В работах^{106, 107} было предложено использовать эти волны для создания нового класса приборов — приборов на приповерхностных волнах. При этом используются обычно сдвиговые объемные волны с вектором групповой скорости, параллельным поверхности звукопровода^{108, 109}. В изотропном теле и при определенной ориентации в ряде кристаллов такая волна удовлетворяет граничным условиям, при ее распространении не возникает механических напряжений на границе¹⁰⁸. Используемый срез кристалла должен дополнительно удовле-

творять следующим условиям: скорость сдвиговых волн должна быть по возможности больше, температурный коэффициент задержки — нулевой или малый, коэффициент электромеханической связи должен быть большим для сдвиговых волн и нулевым для волн Рэлея и других типов волн. Этим требованиям хорошо удовлетворяют повернутые Y -срезы кварца, широко используемые в устройствах на приповерхностных волнах^{91, 110}. При этом волна имеет смещение по оси OX (рис. 5) и распространяется вдоль оси OZ . На рис. 6 показано сечение плоскостью Y, Z поверхности обратных скоростей для рассматриваемых сдвиговых волн в кварце (угол среза $\alpha = 0$).

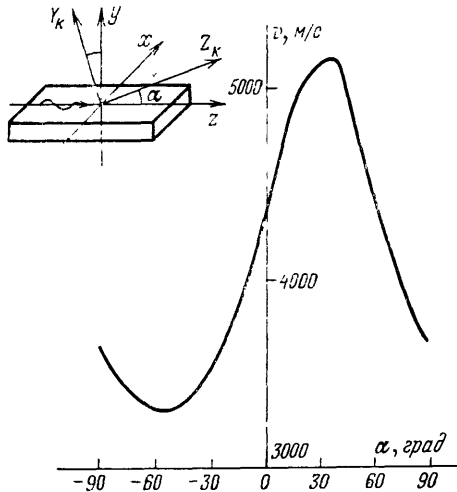


Рис. 5. Зависимость скорости приповерхностной волны от угла Y -среза кварца

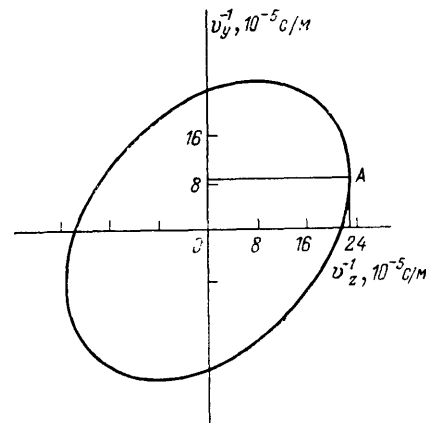


Рис. 6. Приповерхностные волны в Y -срезах кварца

Приповерхностной является объемная волна с волновым вектором, соответствующим точке A поверхности обратных скоростей. Легко показать, что волна с таким волновым вектором автоматически удовлетворяет условию отсутствия механических напряжений на поверхности $y = 0$ звукопровода ($\sigma_{xy} = 0$). На рис. 5 показана зависимость скорости приповерхностной акустической волны от угла поворота Y -среза кварца.

Приповерхностные волны можно возбуждать и принимать при помощи ВШП. Эти волны удачно сочетают достоинства ПАВ и объемных волн. Вместе с тем надо подчеркнуть, что возбуждаемые ВШП Приповерхностные волны, в отличие, скажем, от волны Рэлея, не являются собственной модой системы, а представляют волновой пакет, состоящий из набора объемных волн с близкими волновыми векторами. Этот волновой пакет расплывается вследствие дифракции по мере распространения, и амплитуда волны на поверхности уменьшается по степенному закону^{108, 111}. Чтобы уменьшить потери, связанные с данным процессом, ВШП располагают достаточно близко друг к другу, либо превращают приповерхностную волну в СПВ, нанося между ВШП слой с меньшей скоростью сдвиговых волн или создавая периодическую систему канавок^{83, 87-94, 111}.

Отметим также следующее обстоятельство. В пьезоэлектриках (а их использование на практике неизбежно) приповерхностная волна сопровождается электрическими полями, вследствие чего фактически решение в виде объемной волны может не существовать и приповерхностная волна может превратиться в сдвиговую электроакустическую волну^{90, 110-113}. Однако на практике для не очень сильных пьезоэлектриков (например, для часто используемого кварца) это различие несущественно, так как размеры звукопровода меньше длины формирования ВГБ^{61, 62}.

На основе приповерхностных волн создан ряд высокочастотных (с частотой выше 1 ГГц) устройств: линий задержки^{91, 112, 114} и фильтров¹¹⁵. Эти элементы используются в основном для стабилизации частоты генераторов гигагерцового диапазона^{112, 116}.

В заключение отметим, что в анизотропных звукопроводах могут существовать особые объемные волны, удовлетворяющие граничным условиям и не являющиеся чисто сдвиговыми^{117, 118}. Предпринимаются также попытки^{119, 120} возбуждения продольных приповерхностных волн. Разумеется, плоская объемная продольная волна распространяться вдоль поверхности упругого тела не может, так как не удовлетворяет граничным условиям. Однако как будет вести себя волновой пакет, если его все же запустить вдоль границы (что на опыте легко реализовать), в настоящее время подробно не исследовано¹²¹. При возбуждении точечным монохроматическим источником амплитуда продольных волн на поверхности звукопровода спадает по закону $\sim x^{-1,5}$.

3. Рассеяние поверхностных акустических волн на единичной неоднородности поверхности.

3.1. Отражение волны Рэлея от одиночной канавки. Если на пути распространения ПАВ имеется неоднородность (канавка, выступ, полоска из другого материала, проводящий слой на пьезоэлектрике и т. д.), возникает рассеяние волны, поскольку падающая волна не удовлетворяет граничным условиям в области неоднородности. Обзор ранних работ по рассеянию волн Рэлея на одиночных дефектах поверхности можно найти в книге Викторова¹². В этой работе представлены результаты экспериментов по прохождению волны Рэлея через «сильные» одиночные дефекты, например, выемки с глубиной порядка длины волны. В таких случаях волна испытывает сильное отражение и рассеяние в объем, причем распределение энергии между прошедшей, отраженной и рассеянными в объем волнами зависит от геометрии неоднородности¹² и параметров среды. Такие сильные неоднородности в устройствах на ПАВ не используются, так как процесс рассеяния ПАВ на них является неконтролируемым. На практике широкое применение^{14,15} нашли системы слабых неоднородностей, каждая из которых очень слабо отражает и рассеивает волну. Как уже отмечалось, располагая неоднородности периодически, можно добиться, например, того, чтобы отраженные волны складывались в фазе, а рассеянные — гасились за счет интерференции с различными фазами. Таким образом, используя мелкие канавки, удастся получать требуемое управление распространением волны.

В качестве неоднородностей чаще всего используются канавки (рис. 7), так как, меняя глубину канавок, можно управлять коэффициентом отражения. Канавки технологичны, воспроизводимы с нужной точностью, мало подвержены старению^{123, 124}. Находят применения также системы полосок из другого материала и металлических полосок на поверхности звукопровода¹²⁵.

Рассеяние волны Рэлея на одиночной линейной неоднородности (канавке) теоретически изучалось в ряде работ^{23, 126–144}. Расчет отражения ПАВ от одной канавки как частный случай приводится также в работах, посвященных отражению ПАВ от периодических систем неоднородностей^{143–147}. Результаты этих работ сводятся к следующему.

В области неоднородности падающая волна порождает силы (пропорциональные в первом приближении величине неоднородности), приложенные к поверхности упругого тела. Эти силы становятся источниками отраженных и рассеянных полей, сосредоточенных вблизи неоднородности.

Коэффициент отражения волны Рэлея r от одиночной канавки глубины h пропорционален отношению h/λ : $r = C_1 h/\lambda$, где C_1 зависит от формы канавки

и параметров среды. Для одиночной ступеньки, ширина которой $l \ll \lambda$, коэффициент C_1 не зависит от ее формы, и r можно представить в виде^{133, 147}

$$r = 2\pi \frac{k_t^4 (q^2 - k_t^2)^{1/2}}{(-D_R') q^2} \frac{h}{\lambda} = C_1 \frac{h}{\lambda}. \quad (25)$$

(Встречающиеся в статьях^{134, 145} несравненно более громоздкие выражения можно преобразовать к данной простой форме.)

Для ступеньки «вверх» r — действительная положительная величина; коэффициент C_1 зависит только от коэффициента Пуассона материала. Эта зависимость показана на рис. 8.

Фаза коэффициента отражения существенна при конструировании устройств с отражательными решетками. Под коэффициентом отражения

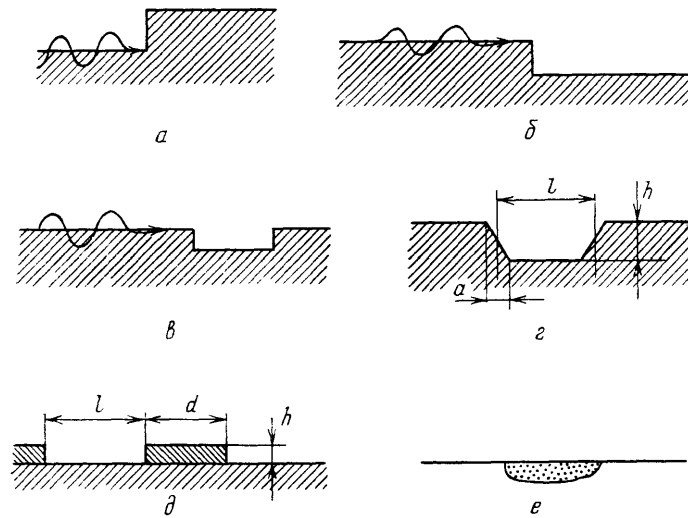


Рис. 7. Некоторые типы отражателей ПАВ

здесь понимается отношение скалярных потенциалов отраженной и падающей волн $r = \varphi_{\text{отр}}/\varphi_{\text{пад}}$ ($x = 0$) или равное ему отношение нормальных к звукопроводу смещений u_y в отраженной и падающей волнах при $x = 0$.

При падении ПАВ на ступеньку «вниз» (рис. 7, б) в формуле (25) меняется знак. При расчете коэффициента отражения от канавки фаза коэффициента отражения зависит от выбора точки, в которой сравнивается фаза отраженной и падающей волн. Так, при совмещении начала координат с левым краем канавки шириной $\lambda/4$ коэффициент отражения волны, падающей слева на канавку, $R = -2r$, где r — коэффициент отражения от ступеньки «вверх». Если же начало координат совпадает с серединой канавки, то $R = 2ir$.

При произвольной форме канавки $y = f(x)$ в формуле (25) необходимо добавить множитель

$$G(q) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{df}{dx} \exp(2iqx) dx \quad 133.$$

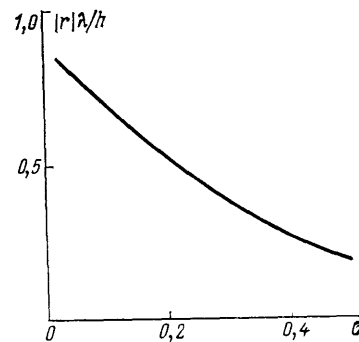


Рис. 8. Зависимость нормированного коэффициента отражения ПАВ от коэффициента Пуассона

Значения $G(q)$ для нескольких профилей канавок приведены в табл. I. Приведенные результаты получены по теории возмущений в первом, борновском, приближении. Применение этого приближения возможно при $h \ll \lambda$ и малых наклонах на неровных участках поверхности¹⁴⁸. Тем не менее, оказывается,

Таблица I. Фактор формы канавки (a — z —профили канавок на рис. 7, a — z

Неоднородность	a	b	c	z
$G(q)$	$+1$	-1	$2i \sin ql$	$2i \sin ql \frac{\sin qa}{qa}$

что в формулу для $G(q)$ входит интеграл от производной функции профиля неровности, который остается конечным и для неровностей с крутыми стенками, например, для прямоугольных канавок. При ширине ступеньки, много меньшей длины волны волна «не замечает» деталей профиля ступеньки¹³⁴. Эксперимент однозначно подтверждает¹²⁴ справедливость данных теоретических результатов и для прямоугольных канавок. Эти вопросы обсуждаются и в работе¹³⁷.

При падении волны Рэлея на одиночную канавку под углом θ к нормали к канавке коэффициент отражения дается формулой^{133, 134}

$$r = C_1 \frac{h}{\lambda} \left(1 - 4 \frac{C_t^2}{v_R^2} \sin^2 \theta \right) G(q \cos \theta). \quad (26)$$

Наиболее замечательной особенностью здесь является обращение в нуль при угле $\theta = \arcsin(v_R/2v_t) \leq 30^\circ$. Этот эффект, впервые обнаруженный в работах^{133, 134}, авторы называют аналогом угла Брюстера для ПАВ. Экспериментально эффект исследован в¹⁴⁴. Позднее «угол Брюстера» был обнаружен также при исследовании диаграмм рассеяния волны Рэлея трехмерными локальными неровностями¹⁴⁹. Простое и наглядное объяснение этого эффекта в настоящее время отсутствует. Считается¹³³, что эффект связан с наличием напряжений двух видов (нормального и тангенциального) в области неоднородности, которые порождают когерентные ПАВ, сдвиг фаз между которыми зависит от направления распространения и может равняться π . При падении волны Рэлея на полосу из другого материала^{140, 141} коэффициент отражения r зависит от параметров материала полосы. В частности, в зависимости от соотношений параметров материалов полосы звукопровода могут быть два, один или ни одного «угла Брюстера» для ПАВ, при которых $r=0$.

3.2. Эффекты второго порядка. Кроме рассмотренных выше эффектов первого порядка (борновское приближение), существуют более тонкие эффекты второго порядка. Например, локальные волновые поля, возникающие около неоднородностей, накапливают около неоднородностей энергию волны и тем самым влияют на процессы рассеяния и прохождения волн.

При попытке рассмотреть эффекты второго порядка ($\sim (h/\lambda)^2$) возникает ряд трудностей. Во-первых, расчеты по теории возмущений для одиночной канавки оказываются крайне сложными. Во-вторых, для канавок с крутыми стенками теория возмущений оказывается неприменимой^{148, 150, 151}. Эмпирически установлено, что с учетом эффектов второго порядка коэффициент отражения для одиночной ступеньки «вверх» можно представить в виде

$$R = C_1 \frac{h}{\lambda} + iC_2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2,$$

где второе слагаемое описывает набег фазы на неровном участке поверхности. (В пьезоэлектриках при нанесении бесконечно тонкого идеально проводящего слоя имеется еще $\Delta v/v$ — отражение, связанное с закорачиванием электрических полей волны и не зависящее от толщины металла). В работах^{152–164} этот набег фазы связывается с накоплением энергии вблизи неровностей. Возможно и чисто геометрическое качественное объяснение эффекта —

для прохождения неровного участка волне требуется большее время. Коэффициент прохождения волны через ступеньку в этом приближении записывается в виде:

$$T = 1 - \frac{C_1^2}{2} \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 + i C_2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2,$$

что соответствует изменению скорости волны на величину

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{2}{\pi} C_2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

На эксперименте ^{96-152, 153} эти сдвиги скорости измеряются на системах из большого числа канавок, и результаты пересчитываются на единичную канавку (ступеньку). Константа C_2 существенно зависит от формы канавок, причем для прямоугольных канавок по теории возмущений логарифмически расходится ¹⁵⁵⁻¹⁶⁷. На эксперименте при очень малых глубинах $\left(\frac{h}{\lambda} < 0,01 \right)$ точность определения C_2 становится $\sim 50\%$ ⁹⁶, что, возможно, указывает на неприменимость этой формулы при $h/\lambda \rightarrow 0$. В самое последнее время было показано ¹⁵⁸, что выражения для R и $\frac{\Delta v}{v}$ в случае прямоугольной ступеньки содержат еще одно слагаемое вида

$$C_3 \left(\ln \frac{h}{\lambda} \right) \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2,$$

которое может быть существенным при очень малых h/λ (но в этом случае сами поправки к скорости малы).

Известные значения коэффициентов C_1 и C_2 для нормального и наклонного падения на одиночную неоднородность собраны в табл. II.

3.3. Рассеяние в объеме. Рассеяние ПАВ Рэлея в объемные волны на одиночной канавке подробно изучено в работах ^{129, 130, 132}. Коэффициент трансформации (по энергии) поверхностной волны в объемные зависит от формы канавки и параметров упругости. Для прямоугольной канавки шириной $\lambda/4$ коэффициент трансформации зависит только от коэффициента Пуассона, и при $\sigma = 0,31$ (величина, обычно используемая для описания $Y, Z\text{-LiNbO}_3$ в изотропном приближении) этот коэффициент ¹⁸² составляет $\sim 10 (h/\lambda)^2$. Отсюда видно, что на одиночной канавке в объем рассеивается на порядок больше энергии, чем отражается. Однако в периодических структурах (см. ниже) ситуация может быть совершенно иной, так как рассеянные отдельными канавками в объем волны интерферируют между собой и могут взаимно гаситься.

3.4. Отражение волн Гуляева — Блюштейна от единичной неоднородности. Рассеяние волн сдвиговых ПАВ в пьезоэлектриках на единичных неоднородностях изучено в меньшей степени, чем волн Рэлея. В ряде работ ^{17, 47, 62, 159-162} теоретически и экспериментально изучалось рассеяние ВГБ при переходе через край проводящего экрана, т. е. при переходе волны со свободной на металлизированную поверхность звукопровода и наоборот. Возникающие при этом эффекты не являются малыми, так как структура волны меняется существенно. Коэффициент прохождения волны со свободной на металлизированную поверхность хорошо описывается следующей формулой ^{62, 17, 47}:

$$T = \frac{u_M}{u_0} = \frac{2(\varepsilon + \varepsilon_0)}{\varepsilon + 2\varepsilon_0}, \quad (27)$$

где u_M и u_0 — амплитуды смещений ВГБ на металлизированной (прошедшая волна) и свободной поверхностях пьезоэлектрика, ε и ε_0 — диэлектрические проницаемости пьезоэлектрика и примыкающей среды.

Таблица II. Отражение волны Рэлея от одиночной неоднородности и замедление скорости волны в периодической системе неоднородностей (s — коэффициент металлизации — замедления). Данные взяты из статей^{124–158}. В случае расхождений в численных значениях приводятся все результаты

Материал	Срез и угол отражения	Вид неоднородности	Коэффициент отражения $R = C_0 + C_1(h/\lambda) + iC_2(h/\lambda)^2$			Замедление скорости $-\Delta v/v = S(B_0 + B_1(h/\lambda)) + B_2(h/\lambda)^2$		
			C_0	C_1	C_2	B_0	B_1	B_2
Ниобат лития	Y, Z, 180°	Канавка $\lambda/4$	0,018	0,67	25; 42	0,024	0,2	13,4; 8,0
		Закороченные Al полоски						
	Y, Z → X, 90°	Разомкнутые Al полоски	0,011	0,51	4,5 ± 0,4	0,024	4	5,5; система канавок 1,3
		Au-полоски $\lambda/4$ Ступенька вверх						
Кварц	Y, X, 180° Y, X → Z, 90°	SiO _x -полоска	0,018 0,027	0,6 ± 0,1		0,024	0,12 0,4–0,56	
		Al-полоска $\lambda/2$						
	ST, 180°	Канавка $\lambda/4$		0,50–0,02 0,54; 0,65 0,5–0,1	34; 32; 24–34 25–32; 29	0,0078		9–12; 10,3
		Al-полоски $\lambda/4$						
	STX → ⊥ x, 90°	Заглубленные Al-полоски		0,2 1,5		0,004	0,4	
		Au-полоски						
	Y, X → z, 90°	Al-полоски		9,7		0,009		
		Au-полоски $\lambda/2$						
	(001), (110), 90° (100), (011), 180°	Канавка $\lambda/2$	0,011	1,67 ± 0,05 1,1 ± 0,2 6,1 ± 0,8 0,46				
		Al-полоски						
BGO	45° x → z, 180°	Канавка $\lambda/2$		0,23				
Li ₂ B ₄ O ₇		Ступенька						
PZT-4	180°	Al-закороченные полоски	0,006	2				
		Au-закороченные полоски	0,006	4				
		Al-полоска $\lambda/4$	0,04	–0,5				
		Au-полоска $\lambda/4$	0,04	0,5				

Отражение волны при этом мало, и коэффициент отражения пропорционален квадрату константы электромеханической связи $\sim \eta^2$. Коэффициент отражения ВГБ от края проводящего экрана (по амплитуде) составляет в LiIO₃ $r \sim 6 \cdot 10^{-3}$ ^{17, 62}. При трансформации ВГБ, бегущей по металлизированной поверхности иодата лития, в антисимметричную шелевую моду амплитуда волны уменьшается в два раза^{47, 163}.

Отражение ВГБ от одиночной канавки изучено в работе¹⁶⁴. Коэффициент отражения дается формулой

$$R = -2i \frac{\eta}{1+2\eta} \frac{h}{a} \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \sin \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (28)$$

где λ — длина волны, h , l , a — размеры канавки трапецидального профиля (см. рис. 7, з). Таким образом, $r \sim \eta h/\lambda$ и в пьезоэлектриках с малой

константой электромеханической связи ВГБ отражаются существенно слабее, чем волны Рэлея при той же геометрии. Однако в сильных пьезоэлектриках (типа LiIO_3) отражение может быть значительным: $r \approx 1,65 \, h/\lambda$ для LiIO_3 , это много больше, чем для волны Рэлея в $Y, Z = \text{LiNbO}_3$ при том же отношении h/λ для прямоугольной ступеньки.

4. Сдвиговые поверхностные волны (СПВ) на рифленой поверхности ($\lambda \gg l$).

Рассеяние ПАВ на периодически расположенных системах неоднородностей в основном определяется интерференцией волн, рассеянных на отдельных

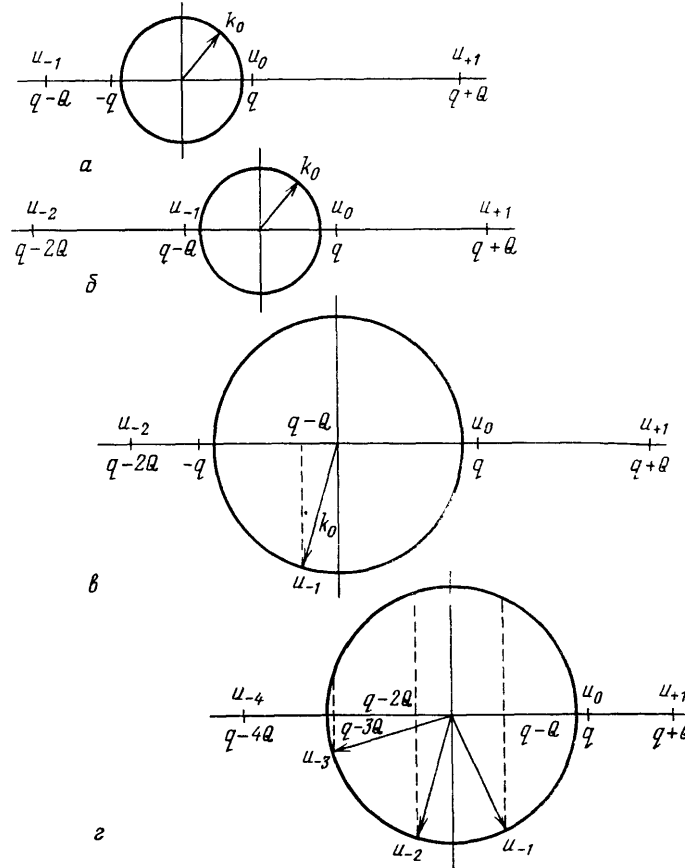


Рис. 9. Диаграмма рассеяния ПАВ при различных соотношениях между волновым вектором волны $\mathbf{k}$ и волновым числом решетки Q

элементах системы, и, значит, существенно зависит от соотношения между периодом структуры и длиной волны. Условия фазового синхронизма для волновых векторов $q + hQ = k_p$ (q — волновое число ПАВ, $Q = 2\pi/l$ — волновое число периодической структуры, k_p — волновое число рассеянной волны, $n = \pm 1, \dots$) удобно представить на диаграмме (рис. 9). При распространении ПАВ по периодически возмущенной поверхности на ней возникают напряжения с волновыми числами $q + nQ$. Если одна из гармоник поверхностных напряжений имеет волновое число, равное или близкое к волновому числу одной из собственных волн системы, происходит интенсивное возбуждение соответствующей волны. На рис. 9а показана ситуация, когда $\lambda > 2l$ ($q < Q/2$). В этом случае волновые числа $q \pm Q$, $q \pm 2Q$ и т. д. слишком велики по модулю, и напряжения с такими волновыми числами не могут возбуждать волны в системе. Таким образом, при $\lambda > 2l$ при распространении ПАВ по периодически возмущенной поверхности звукопровода рассеянных волн не возникает. Гармоники с волновыми числами $q + nQ$

являются приповерхностными колебаниями, амплитуда которых много меньше амплитуды ПАВ, если возмущение поверхности мало. Наличие этих приповерхностных колебаний приводит для волн Рэлея лишь к малому замедлению волны. Это явление само по себе интереса не представляет, и поэтому распространение волн Рэлея в структуре с периодом $l < \lambda/2$ специально не изучалось.

Существенно иначе наличие системы неоднородностей сказывается на распространении сдвиговых волн. Как уже указывалось (см. раздел 2), периодическая неровность поверхности звукопровода приводит к локализации объемной сдвиговой волны и превращению ее в сдвиговую поверхностную волну (СПВ)^{83–84}. При этом волновое поле представляется в виде поверхностной волны

$$u = u_0 \exp(\kappa y + i q x),$$

сопровожаемой набором гармоник $u_n \ll u_0$ малой амплитуды с волновыми числами $q + nQ$. Для прямоугольной гребенки константа спадания колебаний вглубь звукопровода κ и скорость волны $c = \omega/q$ даются формулами^{83, 84}

$$\kappa = \frac{d}{l} k \operatorname{tg} kh, \quad (29)$$

$$c = \frac{v_t}{\{1 + [(d/l) \operatorname{tg} kh]^2\}^{1/2}}, \quad (30)$$

где l , d , h — размеры гребенки (рис. 7, δ). В случае плавной (синусоидальной) неровности поверхности величина κ оказывается пропорциональной h^2 ^{85, 86}:

$$\kappa = \frac{h_0^2 q^2 Q}{2} \quad (31)$$

($y = -h_0 \sin Qx$ — функция, описывающая неровность). В качестве примера рассмотрим канавки на кварце ST-срезы с глубиной $2h_0 = 0,4$ мкм и периодом $l = 10$ мкм. При этом $\operatorname{Re} \kappa l = 370 (h_0/\lambda)^2$, т. е. глубина проникновения κ^{-1} составляет $70l$ при $\lambda = 40$ мкм⁹⁰.

В настоящее время СПВ широко используются в высокочастотных линиях задержки и фильтрах^{89, 91, 92}, где эти волны, сохраняя преимущества приповерхностных волн, позволяют существенно уменьшить вносимое затухание. В слабых пьезоэлектриках типа кварца использование системы неровностей позволяет значительно уменьшить глубину локализации ВГБ, что облегчает возбуждение волн и, в конечном итоге, также приводит к уменьшению потерь в устройствах. Выше (см. раздел 2) уже цитировались работы, посвященные детальным исследованиям свойств СПВ. Дисперсионные кривые СПВ в изотропном теле при частотах $0 < \omega < \omega_0$ (ω_0 — брэгговская частота) на ЭВМ рассчитаны в работе¹⁶⁵. При синусоидальной форме неровности расчет годится при $h/l \leq 0,6$. Ширина брэгговской полосы не пропускает $\sim (h/\lambda)^2$. В работе неточно утверждается, что дисперсионные кривые симметричны относительно брэгговской частоты ω_0 (см. ниже).

В ряде работ^{166–168} изучались СПВ в сильных пьезоэлектриках (LiNbO_3 , LiTaO_3), в которых локализация волны у поверхности происходит при нанесении на поверхность периодической системы проводящих полос и связана с закорачиванием электрических полей ($\Delta V/V$ -эффект). В работе¹⁶⁸ такие системы использовались для создания резонатора на СПВ. Их достоинством является простая технология, не требующая ионного травления подложки, а недостатком — невозможность управлять характеристиками волны.

5. Брэгговское отражение ПАВ.

5.1. Брэгговское отражение волн Рэлея. Итак, при $\lambda \gg l$ рассеяние ПАВ на решетках не происходит. Решетка слишком частая, и волна чувствует неоднородность только в среднем, т. е. поверхность остается

ся для волны как бы однородной. Перейдем теперь к более высоким частотам, когда длина волны λ и период неровностей соизмеримы.

При повышении частоты «1-я» гармоника поверхностных напряжений, возникающих при распространении ПАВ по периодически неровной поверхности, совпадает по величине с волновым числом ПАВ, бегущей в противоположном направлении $q - Q \approx -q$, $2q \approx Q$ (см. рис. 9, б). При этом интенсивно генерируется отраженная волна. Эффект можно описать и как сложение в фазе волн, отраженных отдельными канавками. Действительно, из $2q = Q$ следует, что $\lambda = 2l$. Поэтому падающая волна, проходя расстояние $\lambda/2$ между канавками, меняет фазу на π , и отраженная от канавки волна, проходя в обратном направлении расстояние $\lambda/2$, оказывается в фазе ($\Delta\varphi = 2\pi$) с волной, отраженной от предыдущей канавки. Этот эффект называется брэгговским отражением и является общим эффектом для волн любой физической природы, распространяющихся в периодических структурах¹⁶⁹, включая и рентгеновские лучи, дифракция которых в кристаллах изучалась Брэггом.

При большом числе отражателей N эффект брэгговского отражения нельзя рассматривать в рамках борновского приближения. Действительно, так как отраженные волны складываются в фазе, общий коэффициент отражения решетки $R = r \cdot N$ при большом N может стать больше единицы, что, очевидно, лишено смысла. Поэтому при $N \cdot r \gg 1$ необходимо учитывать уменьшение амплитуды падающей волны по мере ее распространения вглубь решетки и учитывать многократные переотражения волн. Коэффициент отражения ПАВ от такого распределенного отражателя может быть очень близок к единице. Очевидно, что глубина, на которую волна проникает в решетку, по порядку величины составляет $|r|^{-1}$. В 1970 г. Эш³¹⁶ предложил использовать распределенные отражатели для создания резонаторов на ПАВ и экспериментально продемонстрировал работоспособность резонатора. Разработка резонаторов на ПАВ, обладающих рядом преимуществ по сравнению с объемными резонаторами, происходила чрезвычайно быстро, и к 1976 г. уже были созданы резонаторы⁵ с добротностью $\sim 4 \cdot 10^4$. Успехи экспериментальных работ связаны с наличием готовой технологии фотолитографии и ионного травления, которая обеспечивает изготовление структур с требуемыми параметрами¹⁴. Вскоре были созданы резонаторы на ПАВ, добротность которых достигла $\sim 10^5$ — предельных величин, ограничиваемых добротностью материала⁹⁶.

Параллельно, и даже с некоторым отставанием, развивались теоретические исследования брэгговского отражения ПАВ от систем канавок, полосок и т. д. на поверхности звукопровода. Вначале отражение волны Рэлея от периодической системы канавок описывалось в рамках модели рассогласованной линии¹²⁵, и было показано, что коэффициент отражения на центральной частоте равен $|R| = \tanh(N \cdot |r|)$, а эффективная глубина проникновения волны в решетку $L = \lambda/4 |r|$. Обзор работ по отражательным структурам, выполненных до 1976 г. можно найти в статьях^{124, 125}. У таких простых моделей, правильно описывающих основные характеристики распределенного брэгговского отражателя, есть несколько недостатков. Во-первых, модель принципиально одномерна и непригодна для описания отражения при наклонном падении, для учета рассеяния в объем и т. д. Во-вторых, коэффициент r вводится феноменологически, не учитываются эффекты второго порядка.

Шагом вперед были работы^{145, 170}, в которых для описания брэгговского отражения использовался «метод связанных мод», ранее развитый при решении задач интегральной оптики¹⁷¹ и создании теории лазеров с распределенной обратной связью^{172, 173}. Суть метода в том, что из бесконечного числа гармоник волновых полей в периодической структуре с волновыми числами $q + nQ$ в условиях брэгговского отражения остаются только две гармоники (с $n = 0, -1$), амплитуда которых велика, а остальные гармоники с величинами $\sim h/\lambda$ отбрасываются. Для гармоник с $n = 0, -1$ выводятся

«уравнения связанных мод», описывающие изменения амплитуд падающей ($n = 0$) и отраженной ($n = -1$) волн вдоль решетки за счет взаимных перетражений. В работах^{145,170}, однако, уравнения связанных мод не выводились, а постулировались, коэффициент же связи, определяемый коэффициентом отражения ПАВ от одной канавки, рассчитывался отдельно¹⁴⁵ или находился из энергетических соображений путем численного расчета на ЭВМ¹⁷⁰.

Полное аналитическое решение задачи о брэгговском отражении волны от системы периодических неровностей было дано в работах^{134,174} (рассматривалось нормальное падение волны) и^{147,175–177} (наклонное падение волны на решетку). В этих работах характеристики распределенного отражателя выражены «из первых принципов» через параметры звукопровода и геометрию структуры. Несколько позднее¹⁷⁸ те же результаты были получены для решеток с большой амплитудой (до $h/\lambda \approx 0,5$), но наклон стенок канавок при этом считался конечным. Отражение волн Рэлея от системы прямоугольных канавок исследовалось численными методами^{179–181}. Было показано, что аналитическое решение, получаемое в рамках первого приближения теории возмущений, остается верным и для прямоугольных канавок.

Приведем основные соотношения, описывающие распределенный брэгговский отражатель. Такая структура обычно содержит $500 \div 2000$ мелких ($5 \cdot 10^{-3} < \frac{h}{\lambda} < 2 \cdot 10^{-2}$) канавок⁹⁶, расположенных с периодом $\lambda/2$ и с шириной канавки примерно равной $\lambda/4$. Коэффициент прохождения волны

через отражатель на центральной частоте полосы не пропускания дается выражением

$$20 \lg T = 8,68 N |r| - 6,02 \text{ (дБ)}, \quad (32)$$

пригодным при $N|r| > 1$, где r — коэффициент отражения от одной канавки. Коэффициент отражения R без учета потерь на объемное излучение на центральной частоте равен $|R| = \tanh(N|r|)$. В резонаторах на ПАВ важную роль играют эффекты второго порядка, наиболее существенными из которых являются рассеяние волн в объем и уменьшение скорости волны в области отражательных структур. Существенно, что рассеяние в объем является

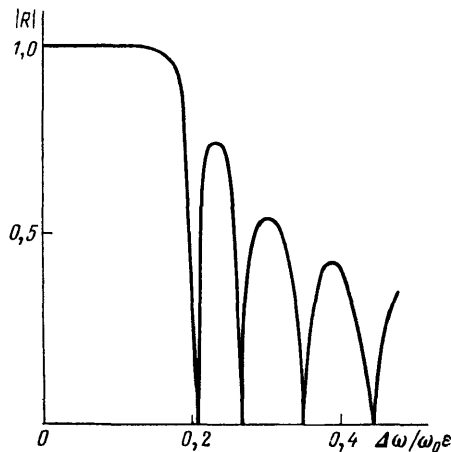


Рис. 10. АЧХ брэгговской решетки при нормальном падении волны ($N = 200$)

«концевым» эффектом, так как у края периодической структуры не происходит полного интерференционного гашения рассеянных в объем волн. Указанные потери энергии рассчитывались в работах^{145,170,182}, где было показано, что с ростом числа канавок величина рассеянной энергии быстро перестает зависеть от N (при $N \gtrsim 20$)¹⁸² и коэффициент потерь равен $C_v (\hbar/\lambda)^2$, где C_v определяется параметрами материала и составляет $C_v = 9 \pm 1$ для изотропного тела с коэффициентом Пуассона $\sigma = 0,31$. Рассеяние ПАВ в объем можно рассматривать также как процесс трансформации волны при переходе с гладкого на периодически неровный участок поверхности с небольшим изменением структуры волновых полей¹⁴⁶. Рассеяние энергии ПАВ в объем может ограничить добротность резонаторов на ПАВ. Для уменьшения потерь предлагалось^{183,184} уменьшать глубину канавок к краям структуры. Ширина полосы не пропускания, измеренная как разность частот между первыми нулями (рис. 10), определяется выражением⁹⁶

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2}{\pi} |r| \left[1 + \left(\frac{\pi}{N|r|} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (33)$$

где f_0 — центральная частота полосы не пропускания $f_0 = v_G/2l$, а скорость ПАВ v_G в области решетки несколько меньше, чем на свободной поверхности:

$$v_G = v_R \left[1 - K_v \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 \right], \quad K_v = \frac{2}{\pi} C_2. \quad (34)$$

Квадратичное по h/λ уменьшение скорости волны на неровной поверхности иногда называют «эффектом накопления энергии»¹⁵². Как и в случае одиночной канавки, физически эффект связан с несколькими механизмами (уменьшение эффективной жесткости из-за неровности поверхности, увеличение пути, проходимого волной, многократные переотражения волны и накопление энергии в приповерхностных колебаниях у неоднородностей поверхности), которые качественно объясняют явление. В случае плавных неровностей эффект был рассчитан двумя различными методами^{151,155}, и теоретические значения удовлетворительно совпадают с экспериментальными, которые, как уже указывалось, при $h/\lambda < 0,005$ известны с небольшой¹⁵⁵ (~50%) точностью. Для прямоугольных канавок методы^{151,155} дают логарифмически расходящиеся выражения для K_v . Недавно Бирюков показал¹⁵⁸, что в этом случае в формуле (1.36) появляется еще одно слагаемое вида

$$\left(\ln \frac{h}{\lambda} \right) \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

Квадратичные эффекты при наклонном падении волны на решетку исследованы в работах^{154,185}.

5.2. Модуляция глубины канавок. Итак, брэгговская отражательная решетка, содержащая большое число N мелких ($r \sim h/\lambda \ll 1$) канавок, позволяет отражать волну с коэффициентом, близким к единице (если $Nr \gg 1$), в некоторой полосе частот, вблизи брэгговской частоты, определяемой условием $\lambda = 2l$. При разработке резонаторов важно выполнить два условия. Во-первых, на рабочей частоте коэффициент отражения R должен быть как можно ближе к единице. Для достаточно больших N , когда $Nr \gg 1$, надо учитывать рассеяние волн в объем при переходе с гладкого на периодически неровный участок поверхности. Это рассеяние связано с небольшим изменением пространственной структуры волны на решетке. Для уменьшения этой «нестыковки» волновых полей предлагалось^{183,184} глубину канавок в отражательной решетке плавно уменьшать до нуля на краях решеток, обращенных к резонаторной полости.

Второе важное требование состоит в том, что вне рабочей частоты коэффициент отражения $R(\Delta\omega)$ должен быть как можно меньше, иначе в резонаторе могут быть побочные резонансы. У однородной решетки частотная зависимость $R(\Delta\omega)$ имеет боковые лепестки, уровень которых всего на несколько децибел ниже, чем $R(0)$, что неприемлемо в ряде приложений. Как оказалось^{186,187}, существенно улучшить вид кривой $R(\Delta\omega)$ можно тем же путем модуляции глубины канавок. Если коэффициент отражения от каждого элемента решетки плавно изменяется вдоль структуры $r'(x)$, то на брэгговской частоте общий коэффициент отражения, с учетом многократных переотражений, равен

$$|R| = \text{th} \left(\int_0^L r(x) dx \right).$$

Боковые лепестки в $R(\Delta\omega)$ сильно уменьшаются при плавном уменьшении глубины канавок до нуля к краям структуры. Дело в том, что при малом отражении, вне брэгговской полосы, многократное отражение волн не очень

существенно. При этом амплитуда отраженной волны определяется суммой амплитуд отраженных (от каждой канавки) и задержанных на определенное время волн. Этот процесс является, по существу, трансверсальной фильтрацией. При этом оказывается, что вид функции $R(\Delta\omega)$ определяется фурье-образом $r(x)$, и чтобы уменьшить френелевские пульсации, надо использовать плавные, сглаженные к краям функции $r(x)$. Технология позволяет изменять глубину канавок вдоль структуры по заданному закону¹⁴. Для управления характеристиками брэгговского отражателя ПАВ используются также точечные отражательные решетки^{188,189}, в которых, меняя плотность металлических точек, можно менять локальный коэффициент отражения.

5.3. Наклонное падение ПАВ на решетки. Отражательные решетки используются также в фильтрах, где с их помощью формируются характеристики устройства. Исторически сложилось так, что наибольшее применение находят решетки при создании фильтров формирования

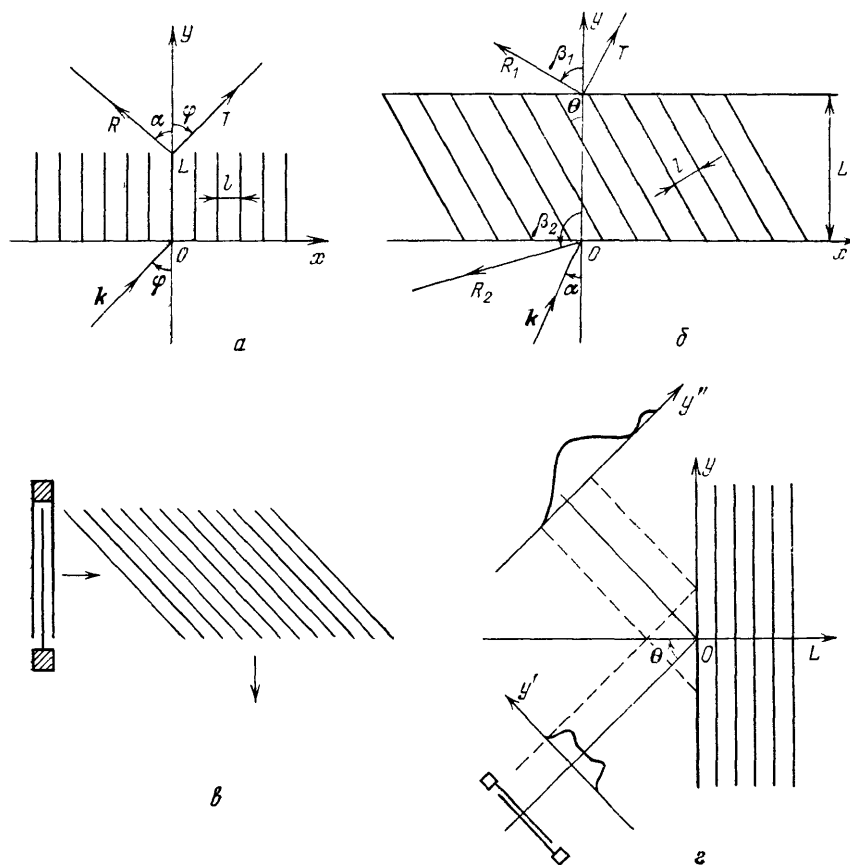


Рис. 11. Отражательные решетки

и обработки линейно частотно модулированных (ЛЧМ) сигналов^{190,191}. В этой области получены отличные результаты (например, коэффициент сжатия сигнала больше 10^4 , см. обзоры¹⁹¹⁻¹⁹³), однако мы не будем на этих вопросах останавливаться, так как они выходят за рамки темы — используемые в этих устройствах структуры являются непериодическими.

Периодические отражательные решетки находят применение в узкополосных фильтрах на ПАВ. Детальные расчеты характеристик фильтров

такого типа можно найти в работе Калинина¹⁹⁴. Важными преимуществами фильтров с отражательными решетками являются возможность независимого возбуждения ПАВ оптимальным ВШП и формирования характеристики решеткой, а также низкий уровень ложных сигналов. На основе отражательных решеток разработаны кольцевые фильтры^{195,196,197} с потерями, составляющими несколько децибел.

В фильтрах с отражательными решетками геометрия структуры часто существенно сложнее, чем рассматривавшиеся выше случаи нормального или наклонного падения плоской волны на решетку, состоящую из неограниченно длинных канавок. Несколько таких геометрий схематически показаны на рис. 11, 12. При этом существенно, что решетки ограничены по размерам, а пучки ПАВ — по апертуре волнового фронта. В некоторых простейших случаях, например, при падении волны сбоку на бесконечную решетку, состоящую из канавок конечной длины (см. рис. 11, а, б), решение можно найти по методу связанных волн, рассматривая взаимодействие падающей и отраженной волн в решетке^{198–200}. Характер отражения оказывается различным в зависимости от того, где выходит отраженная волна из решетки. Если отраженная волна распространяется назад ($\alpha + 2\theta > \pi/2$), то падающая волна сильно затухает вглубь решетки, а коэффициент отражения тем больше, чем больше ширина решетки. Если же отраженная волна как бы проходит сквозь решетку и распространяется вперед, отражение волны от решетки является аналогом акустооптического взаимодействия в брэгговском режиме²⁰¹. В этом случае коэффициент отражения осциллирует в зависимости от ширины решетки. При большой ширине решетки падающая и отраженная волны как бы канализируются вдоль канавок, многократно взаимно переотражаясь.

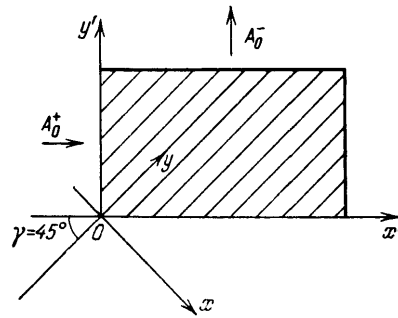


Рис. 12. Отражение ПАВ Рэлея при наклонном падении волны на решетку

5.4. Решетки конечных размеров. В рассмотренных выше случаях предполагается, что амплитуда волн не меняется вдоль решетки. Такое предположение несправедливо, если отраженная (или падающая) волна распространяется вдоль структуры (см. рис. 11, в). На практике это наиболее часто реализуемая ситуация при 90-градусном изменении направления распространения волны. Уравнения, описывающие взаимные переотражения волн в такой ситуации, были получены разными методами в работах^{194,197,202}. Уравнения, связывающие амплитуды взаимодействующих волн, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^+}{\partial x'} - \tilde{r}u^- &= 0, \\ \frac{\partial u^-}{\partial y'} + \tilde{r}u^+ &= 0, \end{aligned} \quad (35)$$

где $\tilde{r} = \varepsilon F/D'$, $r = \tilde{r} \cdot \lambda$ — коэффициент отражения от одной канавки. Система (35) должна быть дополнена граничными условиями на краях структуры, описывающими наличие (или отсутствие) волн, падающих извне на структуру в направлении осей x' y' . Методом Римана можно получить решение этой системы уравнений в аналитическом виде для нескольких простых конфигураций решетки^{202,194}. В частности, для решетки, занимающей прямоугольную область $x'Oy'$ (рис. 12, б) на центральной частоте ($\Delta\omega = 0$), падаю-

шая и отраженная волны в решетке распределены следующим образом:

$$\begin{aligned} u^+ &= J_0(\tilde{r}(x'y')^{1/2}), \\ u^- &= \left(\frac{y'}{x'}\right)^{1/2} J_1(\tilde{r}(x'y')^{1/2}), \end{aligned} \quad (36)$$

где J_n — функция Бесселя первого рода n -го порядка; амплитуда падающей волны при $x' = 0$ равна единице.

При произвольной форме области, занимаемой решеткой, уравнения (35) целесообразно решать численно. Простой численный алгоритм получается, если задавать краевые условия на прямоугольнике, включающем область, занятую решеткой, и ввести коэффициент отражения $r(x', y')$, зависящий от координат¹⁹⁷. Как видно из уравнений (36), и это верно и для решеток другой формы²⁰³, отражение волны становится значительным при $r^2 XY > 1$, где X и Y — размеры решетки (в длинах волн). При выводе уравнений (35) дифракция волн не учитывалась. Такой учет, в принципе, может быть произведен^{204,194}, однако на практике апертура пучка ПАВ составляет $\gtrsim 100 \lambda$, и дифракционные эффекты невелики.

При брэгговском отражении пучка конечной апертуры от решетки может существенно изменяться профиль пучка (см. рис. 11, г) и происходить смещение пучка²⁰⁵.

5.5. Брэгговское отражение СПВ. Существенно иначе происходит брэгговское отражение СПВ и сдвиговых ПАВ в пьезоэлектриках^{206,227,93}. Само существование сдвиговых ПАВ обусловлено рельефом поверхности. Поэтому отражение волн при $\lambda = 2l$ и рассеяние в объем (при $\lambda < 2l$) в этом случае не являются малыми эффектами и существенно влияют на структуру волн. Оказалось^{85,93,90}, что по мере приближения частоты волны к брэгговской глубина проникновения волны κ_0^{-1} в звукопровод уменьшается и становится минимальной на левом крае полосы не пропускания. В полосе не пропускания волновое число падающей на структуру волны

$$q = \frac{Q}{2} + \delta,$$

где δ — чисто мнимая величина. Ширина брэгговской полосы не пропускания

$$2 \frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \varepsilon^2 \sim \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2,$$

а максимальный коэффициент затухания волны вдоль решетки

$$\text{Im } \delta \sim \frac{\varepsilon^2}{2} \frac{Q}{2}.$$

Результаты расчетов для структуры на ST-кварце с периодом $l = 10$ мкм и глубиной канавок $h = 0,4$ мкм показаны на рис. 13. Внутри брэгговской полосы не пропускания $\text{Re } \delta = 0$, а величины κ_0 и κ_{-1} комплексно сопряженные. При увеличении частоты и приближении ее к правому краю полосы не пропускания глубина локализации волн сильно нарастает. При более высоких частотах получающиеся решения устроены так, что $|\text{Im } \kappa_{0,-1}| \gtrsim |\text{Re } \kappa_{0,-1}|$, и их следует рассматривать как объемные неоднородные волны. На рис. 14 схематически показана типичная экспериментальная кривая⁹⁵ зависимости потерь при прохождении волны через решетку от частоты. Кривая резко асимметрична в отличие от случая волн Рэлея (см. рис. 10), так как на частотах выше брэгговской СПВ практически не существуют.

Изменение структуры волновых полей приводит к тому, что фаза отраженной волны меняется в пределах полосы частот не пропускания и на центральной частоте составляет $\pi/4$ ⁹³, а не 0 или π , как в случае волн Рэлея. Этот факт надо учитывать при создании резонаторов на СПВ. Резонаторы СПВ обсуждались в работах^{88,94,93} и были экспериментально реализованы⁹⁵. Их

преимущества вытекают и из свойств приповерхностных волн и СПВ — высокочастотность и термостабильность. Проблемой являются потери за счет рассеяния в объем в резонаторной полости, где на гладком участке звукопровода СПВ не существуют. Предлагалось⁸⁸ в полости также создавать систему

канавок с другим (меньшим) периодом, которая поддерживала бы ПАВ примерно той же структуры, но в режиме пропускания волны. Из сказанного выше следует, однако, что такое согласование невыполнимо, так как в брэгговской полосе частот величины $\kappa_{0,-1}$ — комплексные. Поэтому более реальный путь — сокращение до минимума $3\lambda/8$ расстояния между крайними решетками⁸⁹.

Для волн Рэлея центральная частота брэгговского отражения $f_0 = v_R/2l$ и частота, при которой начинается рассеяние в объем, f_p заметно

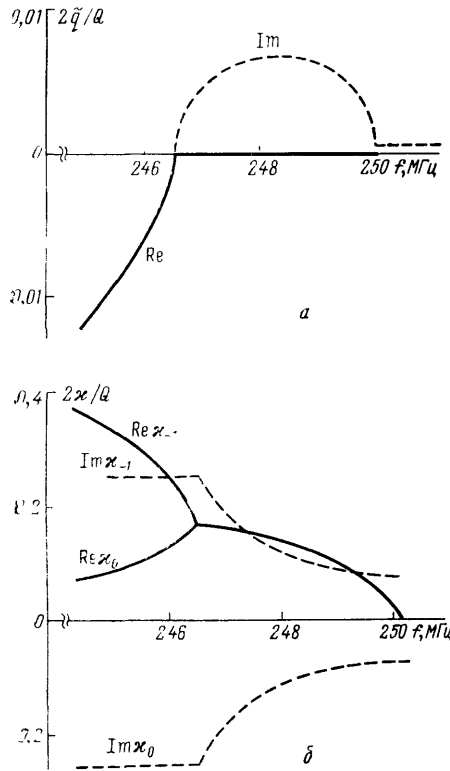


Рис. 13. СПВ в ST-кварце. а — Поправка к волновому вектору. б — Обратная глубина проникновения

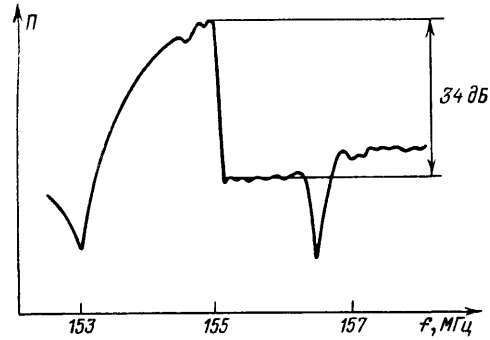


Рис. 14. Потери СПВ при прохождении через отражательную структуру

отличаются, так как скорость волны Рэлея меньше скорости объемной сдвиговой волны. Для СПВ на периодически неровной поверхности при бесконечно малой неровности эти частоты совпадают, что приводит к описанным

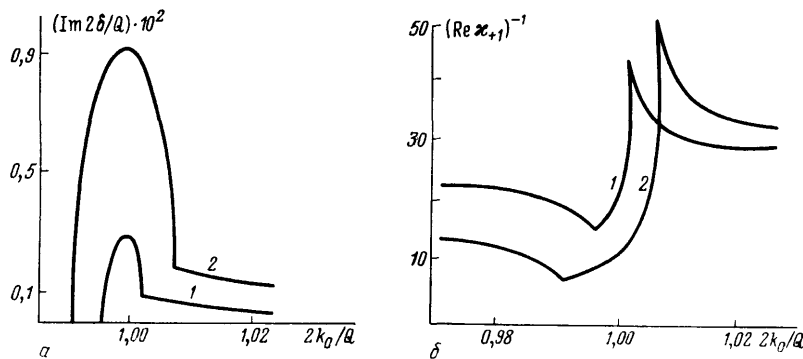


Рис. 15. ВГБ в периодических структурах. а — Затухание волн. б — Изменение структуры волны. 1 — $h/l = 0,1$; 2 — $h/l = 0,2$, сдС

выше особенностям — изменению структуры волны, несимметрии полосы непропускания и т. д. Для СПВ в пьезоэлектриках ситуация является промежуточной. Рассеяние в объем начинается при частоте, лишь немного боль-

шей брэгговской, $f_p - f_0 \sim \eta^2 f_0$, η — коэффициент электромеханической связи. Поскольку ширина брэгговской полосы не пропускания определяется величиной возмущения поверхности, h/λ , то может оказаться, что частота f_0 , попадает в область частот брэгговского не пропускания. Расчеты показывают²⁰⁷, что при $\varepsilon \ll \eta$ такого перекрытия не происходит и структура ВГБ не меняется. В этом случае²⁰⁸ отражение ВГБ происходит так же, как любой «хорошей» волны, например, волны Рэлея. Коэффициент экспоненциального спада волны вглубь решетки $\text{Im } \delta$ мал, так как пропорционален $\eta h/\lambda$. Коэффициент спада в расчете на один период структуры равен коэффициенту отражения ВГБ от одного элемента структуры. При $\varepsilon > \eta$ брэгговская полоса не пропускания сливается с областью затухания за счет рассеяния в объем (рис. 15, а), а глубина локализации колебаний ВГБ сильно изменяется (рис. 15, б)^{206, 207, 235}.

6. Взаимное преобразование объемных и поверхностных волн на периодических структурах ($\lambda \approx l$). При повышении частоты выше брэгговской, начиная с некоторой критической частоты $f_p = 2f_0 v_t / (v_l + v_t) > f_0$ (v_t — скорость сдвиговой объемной волны), начинается рассеяние ПАВ в объемные волны на неровностях поверхности (см. диаграмму на рис. 9, в). Сначала появляется рассеянная назад сдвиговая объемная волна, а при дальнейшем увеличении частоты — продольная. При $\lambda = l$ рассеянные волны распространяются по нормали к поверхности. При дальнейшем уменьшении длины волны (диаграмма рис. 9, г) появляется несколько рассеянных волн.

6.1. Затухание ПАВ за счет рассеяния в объем. Затухание волны Рэлея за счет рассеяния в объем изучалось теоретически и экспериментально в ряде работ^{209–219}. Пионерской работой здесь является статья Бреховских²⁰⁹. В этой работе коэффициент затухания волны находится методом последовательных приближений. В «нулевом» приближении считается, что волна Рэлея имеет на неровной поверхности ту же структуру и скорость, что и на гладком участке, и распространяется без затухания. Такая волна не удовлетворяет граничным условиям на свободной границе $z = \zeta(x)$, и можно найти возникающие на плоскости $z = 0$ силы, а затем амплитуды объемных волн, порождаемых этими силами. Коэффициент затухания находится как отношение потока энергии, уносимой объемными волнами, к потоку энергии в ПАВ Рэлея. В случае одномерной синусоидальной неровности вида $z = \zeta_0 \cos Qx$, при $q = Q$ таким путем получается выражение^{219, 34}

$$\Gamma \equiv \text{Im } \delta = \left(\frac{\zeta_0 Q}{2} \right)^2 k_t \frac{k_t s + k_l p}{Q^2 \Delta'_R}; \quad (37)$$

здесь

$$s = (q^2 - k_t^2)^{1/2}, \quad p = (q^2 - k_l^2)^{1/2}, \quad \Delta'_R = -\frac{D'_q}{k_t^3},$$

D'_q — производная рэлеевского определителя $D(q, \omega) = (q^2 + s^2)^2 - 4q^2 p s$ по q , $\zeta_0 Q = \varepsilon$ — малый параметр неровности. Таким образом, коэффициент затухания можно представить в виде

$$\Gamma = C(\sigma) \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2,$$

где $C(\sigma)$ — фактор, зависящий только от коэффициента Пуассона и формы канавок. Для синусоидальных канавок и $\sigma = 0,3$ $\Gamma = 0,06 \varepsilon^2 q$. Затухание за счет рассеяния в объем существенно слабее спада волны вглубь решетки при брэгговском отражении ($\Gamma \sim h/\lambda \sim \varepsilon$), так как в этом случае нет

эффекта накопления амплитуды рассеянных волн и складываются не амплитуды волн, а энергии. Расчеты Бреховских повторялись в работе ²¹¹ и на эксперименте были проверены в работе ²¹⁰. Рассеяние ПАВ в объем при наклонном падении волны Рэлея на решетку исследовано в работах ^{182, 217–218}. При переменном расстоянии между канавками можно осуществить фокусировку и сканирование рассеянных объемных волн ²¹⁸. По методу Бреховских в работе ³⁴ рассчитано затухание ПАВ при распространении по периодически ($\lambda = l$) неровной поверхности кубических и гексагональных кристаллов. Показано, что практически у всех кристаллов данной симметрии продольные и поперечные волны уносят примерно равные потоки энергии.

При длине волны λ , равной периоду структуры l , выполняется условие $q - 2Q = -q$ (см. диаграмму на рис. 9, в), т. е. кроме рассеяния объемных волн выполняется условие синхронизма для брэгговского отражения при двукратном рассеянии или рассеянии ПАВ на второй гармонике Фурье функции $\zeta(x)$, описывающей неровность поверхности. Такая гармоника появляется, например, в случае, когда ширина прямоугольных канавок не равна промежутку между ними. Так как брэгговское отражение дает более сильный эффект, именно переотражение ПАВ, а не их рассеяние в объем, будет определять коэффициент затухания волны вдоль структуры.

6.2. Эффекты второго порядка. В работах ^{220, 219} было впервые обращено внимание на то, что и для синусоидальной неровности при $\lambda = l$ возможно значительное переотражение волны за счет эффектов второго порядка, которое дает вклад в затухание волны вдоль структуры, превосходящий затухание за счет рассеяния в объем. При синусоидальной неровности вида $\zeta(x) = \zeta_0 \cos Qx$ отражение ПАВ с амплитудой $\sim \zeta_0 Q = \epsilon$ отсутствует, так как волны, отраженные бугорком и ямкой каждого периода неровности, взаимно гасят друг друга. Существует, однако, несколько механизмов когерентного отражения волны каждым периодом с амплитудой $\sim \epsilon^2$; это повторное рассеяние объемных волн, неполное гашение волн, отраженных бугорком и канавкой, влияние гармоник с волновыми числами nQ , возникающих вблизи неровной поверхности ²¹⁹. Оценим амплитуду отраженных волн в случае достаточно длинной структуры. Так как отраженные волны сами затухают за счет рассеяния в объем, то число волн, доходящих до данной точки, $\sim \epsilon^{-2}$. Складывая амплитуды этих волн, получим $u_{\text{отр}} \sim \epsilon^2 u_0 \epsilon^{-2} = u_0$, т. е. амплитуда отраженной волны при $\lambda = l$ сравнима с амплитудой падающей волны. Рассеяние отраженной волны в объем приводит к сильному (в несколько раз) увеличению коэффициента затухания ПАВ на резонансной ($\lambda = l$) частоте ²¹⁹. В случае несинусоидальной неровности с профилем канавок в виде симметричной трапеции (не содержащей гармоник с волновым числом $2Q$) отражение сильно зависит от формы канавок и увеличивается с увеличением крутизны наклона неровностей. Экспериментально было показано, что отражение в структурах с $\lambda = l$ велико ^{153, 221} и даже может быть использовано для создания резонаторов. Отметим, что описание эффектов второго порядка ^{154, 191} на основе модели «накопления энергии» около неоднородностей для решеток с $\lambda = l$ не является вполне строгим, так как в этой модели не учитывается рассеяние волн в объем.

6.3. Теория структурного преобразователя. Интерес к структурам с $l \sim \lambda$ связан в большой степени с возможностью обратного эффекта — преобразования объемной волны, падающей на решетку, в ПАВ. Впервые такой преобразователь был предложен в работе ²²², затем в модельном эксперименте на частоте 10 МГц исследовался в работе ²²³. Вскоре было показано, что таким образом можно возбуждать ПАВ на частотах 1 ГГц ²²⁴ в пьезоэлектриках. На рис. 16 показан «поверхностно-структурный» ²²³ преобразователь Эша. Условие синхронизма (см. диаграмму рис. 17, а) имеет вид $k \sin \alpha \pm Q = \pm q$, или $q - Q = \mp k \sin \alpha$, откуда,

для резонансной частоты имеем

$$f = \frac{v_R}{l} \left(1 \pm \frac{v_R}{c} \sin \alpha \right).$$

Знак «+» здесь соответствует возбуждению ПАВ, бегущей против оси OX , «—» — вперед по оси OX . При нормальном падении ($\alpha = 0$) объемной волны

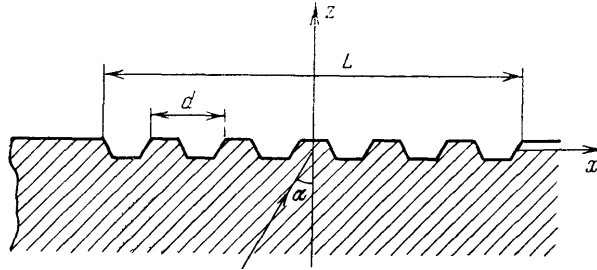


Рис. 16. Структурный преобразователь «объемные акустические волны ↔ ПАВ»

на структуру возбуждаются две волны ПАВ, бегущие в противоположных направлениях. По порядку величины амплитуду возбуждаемых волн можно оценить следующим образом²²⁵. Пусть падающая на решетку объемная волна имеет амплитуду A_0 . Тогда возбуждаемая на каждой неоднородности поверхностная волна будет иметь порядок ϵA_0 . При выполнении

условия синхронизма возбуждаемые волны складываются в фазе. Однако эти волны затухают с коэффициентом затухания $\sim \epsilon^2 q$. Поэтому число волн, доходящих до некоторой точки длинной решетки, составляет $N_{\text{eff}} \sim \epsilon^{-2}$, а их суммарная амплитуда

$$u \sim \epsilon A_0 \epsilon^{-2} = \frac{A_0}{\epsilon} \gg A_0.$$

Оценка годится, если длина решетки больше длины затухания, т. е. $N > \epsilon^{-2}$. В противном случае, что имеет место при $\epsilon \rightarrow 0$, $u \sim \epsilon A_0 N \rightarrow 0$.

По сравнению с встречно-штыревым преобразователем, возбуждение ПАВ поверхностно-структурным преобразователем при частотах > 300 МГц обладает определенными преимуществами: решетки проще изготовить, чем

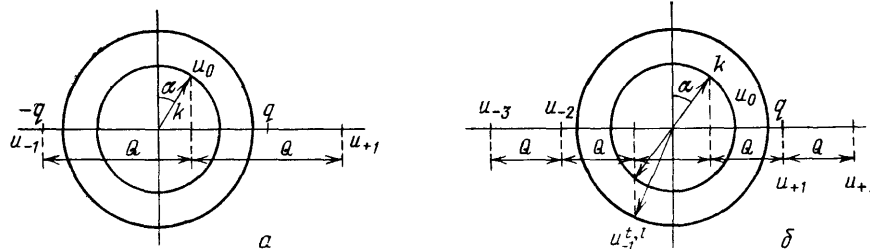


Рис. 17. Соотношение волновых векторов при преобразовании объемной волны в поверхностную — бегущую назад (а), вперед (б)

ВШП^{14,15}, объемные преобразователи на основе пленок ZnO ¹³ также весьма эффективны и могут работать в гигагерцовом диапазоне, преобразователь нечувствителен к локальным дефектам структуры в отличие от ВШП, можно менять глубину канавок и т. д. В работах^{223, 224} была продемонстрирована эффективная работа структурного преобразователя при нормальном падении. Потери на преобразование составили 5—10 децибел. Вместе с тем, если затухание объемного звука невелико, амплитудно-частотная характеристика преобразователя при работе в непрерывном режиме искажается^{226, 227} за счет многократных отражений объемной волны. Кроме того, при нормальном падении, как уже указывалось, возможно брэгговское переотражение возбуждаемых волн на второй гармонике функции рельефа или за счет эффектов второго порядка. Эти эффекты уменьшают эффективность преобразования^{228, 229}. Подробная теория работы структурного преобразова-

теля с учетом эффектов второго порядка при нормальном падении объемной волны как в режиме возбуждения ПАВ, так и в режиме приема (преобразования в объемную волну), построена в работе ²²⁹. Существует оптимальное число канавок решетки $N_{opt} \sim \epsilon^{-2}$, сравнимое с длиной затухания ПАВ за счет рассеяния в объем, при котором эффективность преобразования продольной объемной волны в ПАВ составляет $\eta_l \approx 0,2$, а для сдвиговых волн $\eta_t \approx 0,4$. Полоса частот преобразователя $\Delta\omega/\omega \sim \epsilon^2$.

Избавиться от переотражений волн можно при наклонном падении объемной волны ^{228, 230, 231}. В такой геометрии условие синхронизма выполняется сначала на частоте, меньшей v_R/l , и возбуждается ПАВ, бегущая «назад» ($\mathbf{k}_R \mathbf{k} < 0$), затем при частоте, большей v_R/l , и возбуждается ПАВ, бегущая «вперед» вдоль OX (см. рис. 17). Эти режимы отличаются в том плане, что при возбуждении волны, бегущей вперед, всегда имеются дополнительные рассеянные волны (см. диаграмму рис. 17, б), что уменьшает эффективность возбуждения. По этой же причине не используются синхронизмы на более высоких частотах. Подробное теоретическое исследование возбуждения ПАВ при наклонном падении ^{216, 230–232} показывает, что при возбуждении ПАВ, бегущей назад, эффективность наиболее высока и потери при преобразовании сдвиговой волны могут составлять 2–3 дБ. Экспериментально возбуждение ПАВ при наклонном падении объемной волны на периодическую систему мелких канавок на поверхности звукопровода впервые исследовано в работе ²²⁷. Потери при преобразовании продольной волны в ПАВ на частоте 320 МГц составили 8 дБ, что хорошо согласуется с теоретическим значением ^{230, 232} (рис. 18).

6.4. Гасящая интерференция рассеянных объемных волн при распространении СПВ в решетке с $\lambda = l$. Рассмотренные эффекты при $\lambda = l$ (l — период малого синусоидального возмущения) для сдвиговых ПАВ (Лява и ВГБ) имеют особенности ^{220, 233, 80}. Именно, возникающая за счет эффектов второго порядка отраженная волна так же рассеивается в объем, как и падающая ПАВ. При этом оказывается, что рассеянные волны могут быть в противофазе и взаимно гасить друг друга ²²⁰. Коэффициент экспоненциального затухания волны вдоль решетки при этом обращается в нуль (рис. 19). Для волн Рэлея такой эффект не существует, так как рассеиваются в объем два типа волн (продольные и поперечные) и их одновременное интерференционное гашение оказывается невозможным ²¹⁹. Подобный эффект известен в интегральной оптике ²³⁴. Детальные расчеты ⁸⁰ показали, что при $\text{Im } \delta = 0$ падающая ПАВ в решетке

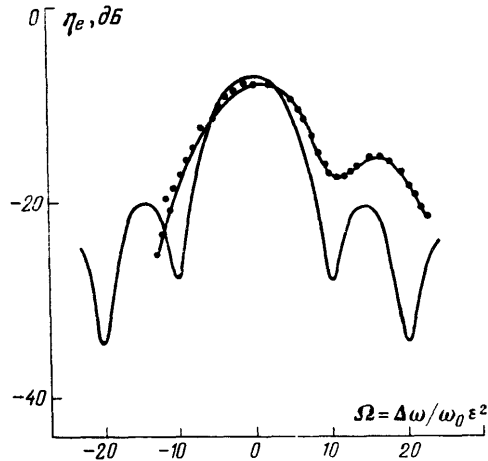


Рис. 18. Эффективность возбуждения ПАВ при падении продольной объемной волны под углом 45° в зависимости от нормированной частотной расстройки. Кривая — теория, точки — эксперимент

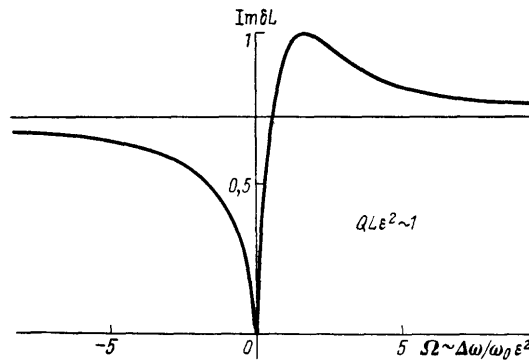


Рис. 19. Нормированный коэффициент затухания волны Лява. «Гасящая» интерференция рассеянных волн

конечной длины затухает, но не по экспоненциальному закону, а линейно. Линейно же нарастает отраженная волна, при этом рассеянные в объем волны гасятся не полностью, и их амплитуда постоянна вдоль решетки. Структурный преобразователь в таком режиме преобразует в объем до 50 % энергии падающей волны^{233, 80}. Наличие второй гармоники в несинусоидальной функции, описывающей возмущение поверхности, приводит к сильному брэгговскому переотражению волны, в результате чего резко уменьшается число $N_{\text{эф}}$ складывающихся в фазе волн, возбуждаемых отдельными возмущениями, и эффективность преобразования объемной волны в ПАВ сильно уменьшается²³⁵. Такая решетка хорошо отражает волну, и падающая на нее ПАВ отражается на расстоянии $\sim \lambda/\varepsilon$, не успев существенно рассеяться в объем. Затухание сдвиговых ПАВ (Лява и ВГБ) и их возбуждение при наклонном падении объемной волны на решетку подробно исследовались в работах Лапина^{236–238}. Влияние вторичных эффектов при этом несущественно, и их можно не учитывать (см. также^{239–241}).

6.5. Резонансное взаимодействие волн Рэлея и мод Лэмба. При экспериментальном исследовании затухания волны Рэлея за счет рассеяния в объем на системе канавок на поверхности $Y, Z = \text{LiNbO}_3$ с периодом $l \approx \lambda$ был обнаружен^(154, 242, 226, 243, 244) и независимо^{226, 243, 244}

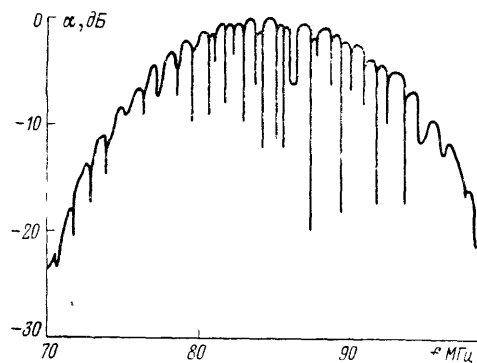


Рис. 20. Взаимодействие волны Рэлея с модами Лэмба. Коэффициент затухания волны при прохождении через решетку, $\lambda = l = 40$ мкм, $h = 0,5$ мкм, $N = 150$

эффект взаимодействия волн Рэлея с модами Лэмба в плоскопараллельной пластине с полированной нижней гранью (рис. 20). Эффект проявляется в виде узких и глубоких полос непропускания сигнала на амплитудно-частотной характеристике линии задержки. Авторы работ^{242, 245} предложили качественную модель, объясняющую эффект взаимодействием ПАВ Рэлея с модами пластины, для описания которых они используют параболическое приближение. В результате авторы получают монотонное изменение параметров пиков непропускания, что не соответствует эксперименту. Вместе с тем, модель^{242, 245}

правильно качественно объясняет различный характер взаимодействия при частотах $f < f_0 = v_R/l$, когда возбуждаемые моды Лэмба распространяются назад и падающая на решетку ПАВ экспоненциально затухает вдоль структуры, и при $f > f_0$, когда волна Рэлея и возбуждаемая мода Лэмба распространяются в одном направлении, периодически обмениваясь энергией по мере распространения вдоль решетки. В изотропном приближении такое взаимодействие ПАВ Рэлея с модами Лэмба за счет неровностей поверхности впервые описано в работе²⁴³ (см. также²⁴⁶), где использован метод связанных мод и качественно объяснены все наблюдаемые закономерности, рассчитана форма пиков непропускания. Для точного расчета резонансных частот в работе²⁴⁴ на ЭВМ рассчитаны дисперсионные кривые мод Лэмба с большими номерами ($N \sim 40$) в пластине ниобата лития. Получено хорошее согласие с экспериментальными значениями. Отметим попутно, что расчет подтвердил наличие в LiNbO_3 мод Лэмба (с малыми номерами) с отрицательной групповой скоростью^{247, 248}. Эксперименты, проведенные Мелнгайлисом с сотрудниками²⁴⁵ и Григорьевским^{232, 243}, показали возможность «обращения» пиков, т. е. создания устройств, пропускающих сигнал в узких полосах частот. Показана также возможность создания узкополосных пропускающих²⁴⁹ и режекторных фильтров²³². Эффект наблюдался также в плоско-параллельной пластине ST-кварца²³². По существу, в данном эффекте возбуждается

объемный резонанс пластины на высокой гармонике, причем решетка позволяет эффективно накачивать энергию в резонатор. Тем самым, на высоких частотах можно использовать толстые (≥ 1 мм) пластины, что проще технологически. Трудностью при получении резонансов на требуемой частоте является недостаточная точность, с которой известны константы материала, а также их изменение от образца к образцу.

6.6. Прохождение объемной волны сквозь щель с неровными границами. Как уже отмечалось, амплитуда возбуждаемых ПАВ при преобразовании объемной волны в поверхностную в случае достаточно длинной решетки может в $\epsilon^{-1} \gg 1$ раз превосходить амплитуду падающей объемной волны. В пьезоэлектриках в этой ситуации у поверхности могут возникать электрические поля большой напряженности. В работе^{250, 251} предложен ряд эффектов, основанных на таком возбуждении электрических полей. В частности, если рядом с поверхностью пьезоэлектрика расположить еще один кристалл, идентичный первому и имеющий такую же систему неровностей с канавками, ориентированными параллельно канавкам на первом образце, то электрические поля будут вызывать ПАВ на втором крае щели, и возникающие ПАВ будут рассеиваться в объем во втором образце. Таким образом, падающая объемная волна как бы пройдет сквозь вакуум. Расчет²⁵² показал, что для сдвиговых волн прохождение может быть полным. Условием полного прохождения является достаточно сильный, $\eta > \epsilon$, пьезоэффект, чтобы возбуждаемые ПАВ быстрее переходили на другой берег щели, чем рассеивались в объем на неровностях первого кристалла. На рис. 21 показана реализация этого эффекта при возбуждении волн Рэлея²⁵³. Потери на прохождение составляют 4,5 дБ и связаны, по-видимому, с возбуждением волн двух типов (продольных и поперечных) при рассеянии волн Рэлея, из которых регистрируется только одна, продольная. В отличие от эффекта просачивания объемной волны через зазор¹⁰³, связанного с так называемыми сопутствующими колебаниями, рассмотренное прохождение волны резонансно зависит от частоты, и при этом не требуется скользящее падение объемной волны под малым углом к поверхности, как в случае, описанном в работах^{103, 254}.

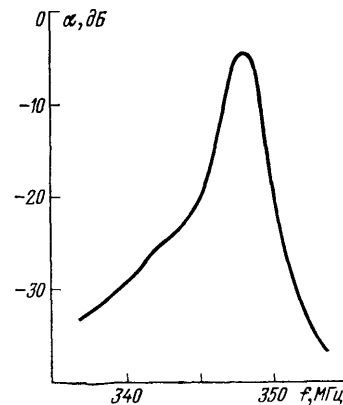


Рис. 21. Амплитудно-частотная зависимость коэффициента прохода

6.7. Усиление объемных акустических волн при отражении от границы с полупроводником. Электрическое поле, возникающее у поверхности в рассматриваемой ситуации, можно использовать для акустоэлектронного усиления объемных волн при отражении^{225, 255}. Для этого рядом с неровной поверхностью пьезоэлектрика необходимо расположить полупроводник и создать в нем дрейф электронов со скоростью, большей скорости ПАВ, как в обычном акустоэлектронном усилителе. (Другие механизмы такого усиления рассматривались в работах^{256, 257}). Эффект, как показывают расчеты²²⁵, должен быть сильным и резонансным. Интересна также возможность нерезонансного взаимодействия при падении объемной волны на структуру с периодом l , в несколько раз меньшим длины волны λ ²⁵⁵. В этом случае отражение объемной волны происходит без рассеяния, а возникающие поверхностные колебания с периодом структуры имеют малую амплитуду ($\sim \epsilon$) и сказываются лишь на слабом изменении фазы коэффициента отражения. Однако, за счет взаимодействия электрических полей, проникающих в полупроводник с дрейфующими

электронами, возможно слабое усиление $|R| - 1 \sim \epsilon \eta$ отраженной волны — «оротронный» эффект. Интересно, что скорость дрейфа, требуемая для усиления, в этом случае в λ/l раз меньше скорости ПАВ, что облегчает тепловой режим усиления.

При дальнейшем увеличении частоты при $f > v_R/l$ появляется несколько рассеянных объемных волн (порядков дифракции на рис. 9, з). При дифракции света на дифракционных структурах, в том числе и на звуке в акустооптике^{10, 201}, такая ситуация является типичной. Но свет распространяется в вакууме (воздухе) и доступен для регистрации или воздействия в любой точке пространства на значительном расстоянии от решетки. В отличие от этого, акустические объемные волны малодоступны для воздействия, причем размеры звукопроводов ограничены и обычно соизмеримы с размерами решеток. По этой причине решетки, дающие большое число рассеянных волн, в акустоэлектронных устройствах используются мало²⁵⁸.

7. Возбуждение поверхностных акустических волн лазерным излучением. В двух последних частях обзора мы кратко остановимся на возбуждении ПАВ лазерным излучением, где часто используются периодические засветки поверхности, и на распространении магнитостатических волн (МСВ) в периодических структурах.

Хорошо известно²⁵⁹, что при поглощении лазерного излучения в веществе возникают акустические волны. При небольших мощностях лазерного излучения основную роль играет нестационарное тепловое расширение, при увеличении мощности излучения становятся существенными испарение вещества и другие механизмы^{260, 261}.

Поскольку обычно лазерное излучение поглощается вблизи поверхности образца, возможна лазерная генерация ПАВ. Впервые такая генерация наблюдалась в 1968 г. Уайтом и Ли²⁶². В последние несколько лет это явление стало весьма активно исследоваться (см. обзор²⁶³ и работы^{260–284}). Возрождение интереса к лазерной генерации ПАВ объясняется двумя причинами. Во-первых, используя лазерную генерацию ПАВ и лазерный зонд для регистрации ПАВ, возможно создание бесконтактных и весьма точных^{260, 261, 264} методов контроля звукопроводов, необходимых при массовом производстве устройств на ПАВ. Во-вторых, лазерное возбуждение ПАВ представляется перспективным для целей фотоакустической спектроскопии²⁶⁵ и микроскопии²⁶⁶.

Привлекательными чертами лазерного возбуждения ПАВ являются бесконтактность, возможность исследования практически любых звукопроводов (непьезоэлектриков, металлов и т. д.) малых размеров, возможность изменения в очень широких пределах мощности излучения и частоты модуляции, уникальная возможность создания движущегося источника звука, быстрого изменения направления ПАВ и т. д.^{264, 267–288}.

На эксперименте используется несколько способов фокусирования лазерного излучения. В работах^{260–262, 264–265, 269–270} использовалась генерация ПАВ модулированным по амплитуде лазерным излучением, сфокусированным в точку^{262, 269, 271} или узкую полосу^{260, 261, 264, 265, 269, 270, 271}. Такой способ позволяет генерировать ПАВ в широкой полосе частот. Известна работа²⁷², авторы которой, фокусируя излучение лазера в кольцо на поверхности твердого тела, возбуждали сходящиеся и расходящиеся рэлеевские импульсы. При использовании периодической засветки поверхности звукопровода через маску^{262, 268} или путем создания дифракционной структуры²⁶⁷ в виде светлых и темных полос, генерируются ПАВ с длиной волны, равной периоду структуры. Другие авторы создавали периодические источники тепла на поверхности звукопровода, располагая на ней периодическую структуру из полос поглотителя оптического излучения на расстоянии длины волны Рэлея²⁷³. Для подачи образца, помещенного в фокусе лазерного пучка, используют шаговый двигатель²⁶⁶. В работе²⁷⁴ был предложен,

а в работе ²⁷⁵ реализован экспериментально способ генерации ПАВ пятном света, бегущим по звукопроводу со скоростью ПАВ. При таком синхронном возбуждении амплитуда ПАВ линейно нарастает вдоль звукопровода, и наблюдались весьма значительные ($\sim 10^{-5}$ см) смещения при малом (< 3 К) нагревании звукопровода.

В большинстве экспериментов частота генерируемых ПАВ определяется возможностями модуляции лазерного излучения и лежит в пределах от 3 МГц ²⁶¹ до 130 МГц ²⁶⁵. Рекордная частота 830 МГц была получена в работе ²⁶⁷. Мощность используемого непрерывного модулированного лазерного излучения составляет обычно 10–50 мВт ²⁶⁸ (в работе ²⁶⁴ — $I = 2,5$ Вт), и величина сигнала ПАВ при регистрации с помощью ВШП в сильном пьезоэлектрике LiNbO_3 — порядка 1 мкВ. Эффективность генерации ПАВ в LiNbO_3 зачерненной поверхностью излучением, сфокусированным в узкую полосу, составляет до $V_{\text{SAW}}/I \approx 10^{-3}$ (мкВ/(Вт/см²)). Среди работ по лазерному возбуждению ПАВ отметим также работу ²⁶⁷, в которой возбуждение волн Рэлея явилось «побочным эффектом» при световом считывании периодического распределения заряда, образовавшегося при неоднородном освещении фотопроводящего полупроводника.

Теоретически возбуждение ПАВ лазерным излучением рассматривалось в ряде работ ^{273, 274, 277–284}, где исследованы все упомянутые геометрии задачи. Кроме задачи о лазерном возбуждении волн Рэлея в изотропном твердом теле, предприняты попытки учесть отток тепла в граничащую со звукопроводом теплопроводящую невязкую среду ²⁷⁹ и рассчитать особенности возбуждения в пьезоэлектрике, не пренебрегая анизотропией упругих и диэлектрических констант ²⁸¹. При монохроматическом возбуждении процесс определяется соотношением трех длин: длины поверхностной волны λ , длины «тепловой волны» $l_T = (\kappa/\rho c \omega)^{1/2}$ (κ , ρ , c — теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость звукопровода) и глубины проникновения света в звукопровод γ^{-1} . Обычно $l_T \ll \lambda$, и в расчетах пренебрегают теплопроводностью ²⁷⁷. В теоретических работах часто делается ряд других приближений, которые явно не оговариваются, вследствие чего результаты работ ^{277–282} трудно сравнивать. Последовательная теория возбуждения ПАВ при периодической засветке модулированным лазерным излучением построена в работах ^{283–284}. При этом расчет проводится в рамках теории термоупругости ²⁰, т. е. учитывается не только генерация звука колебаниями температуры, но и обратный эффект — колебания температуры, вызываемые звуковой волной и приводящие к термоупругому поглощению звука. Соотношение между величинами λ , l_T и γ^{-1} считается произвольным. Расчет показал, в частности, что наиболее эффективно ПАВ возбуждаются при поверхностном поглощении излучения; максимальная эффективность преобразования энергии излучения в энергию ПАВ имеет место при длине области засветки, равной длине затухания ПАВ, и является величиной $\sim \Delta T/T_0$, где ΔT — амплитуда переменной температуры.

Приведем здесь порядковые оценки ²⁸⁴ амплитуды возбуждаемых волн. При средней плотности энергии I_0 , падающей на 1 см² за 1 с за период $2\pi/\omega$, в материале звукопровода поглощается энергия $I_0 \cdot 2\pi/\omega$, которая идет на нагревание слоя толщиной l_T :

$$I_0 \frac{2\pi}{\omega} \approx l_T \rho c \Delta T.$$

Вследствие теплового расширения поверхность смещается на величину $u \approx \alpha \Delta T l_T$, откуда имеем: $u \approx \alpha I_0 / \rho c \omega$ ²⁸⁸. Так как возбуждаемые волны складываются в фазе ($\lambda = l$), результирующая амплитуда

$$u = F(\sigma) \frac{\alpha I_0}{\rho c \omega} L q,$$

где $F(\sigma)$ — фактор порядка единицы, зависящий только от коэффициента Пуассона σ ²⁸⁴. Приведенная формула годится, если $L < L_3$ — длина затухания

ПАВ, что обычно имеет место. Поскольку амплитуда u зависит от произведения $I_0 L$, эффективность возбуждения практически не зависит от одномерной фокусировки излучения и имеет тот же порядок, что и при фокусировке излучения в одну узкую $L \sim \lambda$ полосу.

Несомненно, что на основе лазерного возбуждения ПАВ будут созданы точные и эффективные методы измерения скорости и затухания ПАВ, на что указывают первые весьма успешные работы²⁶⁴ в этом направлении.

8. Магнитостатические волны в периодических структурах. В современных системах обработки информации требуется обрабатывать все более широкополосные сигналы со все более высокой центральной частотой. Создание приборов на ПАВ с полосой $\Delta f > 500$ МГц и центральной частотой

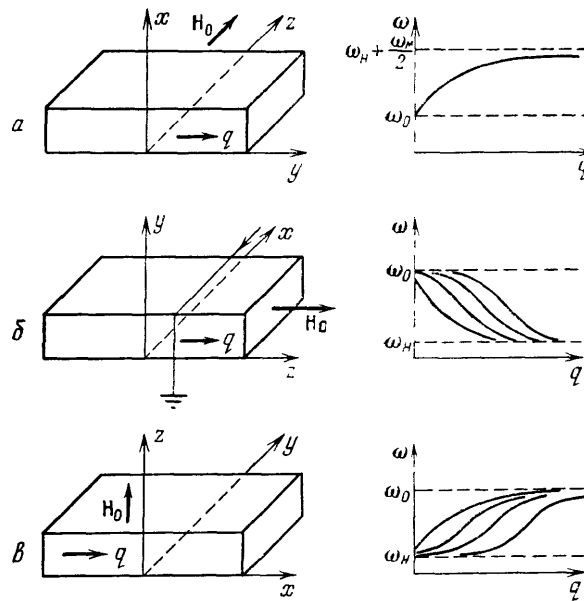


Рис. 22. Типы МСВ ПМСВ (а). Обратные объемные МСВ (б) и прямые объемные (в) магнитостатические волны

выше 1 ГГц сопряжено с труднопреодолимыми технологическими трудностями и физическими ограничениями (например, сильным возрастанием потерь в материале). По этим причинам последние 10 лет внимание ученых привлекают магнитостатические волны (МСВ)^{285–287} впервые обнаруженные и теоретически исследованные в 1961–1965 гг.^{288, 289}. МСВ — это спиновые волны, скорость которых много меньше скорости света. Обычно длина волны достаточно велика, так что можно пренебречь обменным взаимодействием²⁸⁷. Быстрое развитие исследований по МСВ началось после создания технологии получения высококачественных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), обладающих малыми потерями. На рис. 22 схематически показаны три основные геометрии, используемые для возбуждения МСВ, и дисперсионные зависимости трех типов волн, способных распространяться в этих случаях. При толщине пленки ~ 10 мкм скорость волн лежит в пределах $3 \cdot 10^5$ – $3 \cdot 10^7$ см/с, а длина волны от 1 мкм до 1 мм²⁹⁰. МСВ легко и с малыми потерями возбуждаются одним закороченным проводником (см. рис. 22), причем полоса возбуждения получается весьма широкой (длина волны должна быть больше удвоенной ширины проводника).

Таким образом, по ряду своих свойств (легкости возбуждения, доступности для воздействий по пути распространения) МСВ является как бы

высокочастотным аналогом ПАВ²⁹¹. При большей скорости и меньшем затухании в диапазоне 1–20 ГГц размеры элементов устройств на МСВ и вносимые потери оказываются вполне приемлемыми. Преимуществом устройств на МСВ является возможность перестроить их параметры, изменяя внешнее магнитное поле. К недостаткам МСВ следует отнести сильную дисперсию, высокий уровень сигнала прямого прохождения (наводки) и других ложных сигналов, нестабильность параметров. Однако разрабатываются методы, позволяющие управлять дисперсией МСВ²⁹², уменьшить паразитные отражения волн²⁹¹ и улучшить стабильность устройств. Как и в устройствах на ПАВ, существенную роль играют отражательные структуры МСВ, которые выполняются в виде мелких канавок или металлических полосок²⁹³. Причем при создании узкополосных устройств роль отражательных структур особенно велика, так как из-за сильной связи МСВ с возбуждающей антенной (преобразователем) возможности формирования АЧХ в преобразователях ограничены.

Периодические структуры используются для создания резонаторов²⁹⁴ на МСВ и фильтров сжатия ЛЧМ сигналов²⁹¹. Хотя центральные частоты этих устройств велики (3–5 ГГц), другие их параметры (добротность резонаторов, коэффициент сжатия и квадратичность фазово-частотные (ФЧ) характеристики ЛЧМ фильтров, термостабильность) пока сильно уступают параметрам аналогичных устройств на ПАВ.

В настоящее время подробно исследовано отражение МСВ всех трех типов от различных периодических возмущений. Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в периодических структурах рассмотрено в работах^{295–307}. В работе²⁹⁶ получено дисперсионное уравнение для ПМСВ, распространяющихся в пластине с двумя периодически неровными гранями; в²⁹⁷ рассмотрен случай, когда пленка и подложка — ферриты с различными намагниченностями насыщения, а неровности имеются на одной из границ. В этих работах рассмотрены лишь неограниченные периодические структуры. Отражение ПМСВ от конечной системы канавок и от одной канавки численными методами изучено в работе^{298, 303}. Однако частотные зависимости отражателей оставались невыясненными. Неточно, без учета невязности распространения ПМСВ, был определен также коэффициент отражения волны. Эти недостатки устранены в работе³⁰⁷. Брэгговское отражение ПМСВ имеет те же характерные черты, что и для рэлеевских волн — наличие полосы частот непропускания волны, экспоненциальное затухание волны в глубь решетки. Вместе с тем, ввиду сильной дисперсии волны, коэффициент отражения волны от одной канавки, полоса частот непропускания и другие характеристики отражателя сильно зависят от волнового числа. По мере уменьшения длины ПМСВ область непропускания экспоненциально уменьшается, так как ослабляется взаимодействие прямой и обратной волн, бегущих по разным сторонам пленки ЖИГ; вместе с тем, коэффициент затухания сильно возрастает вследствие экспоненциального уменьшения групповой скорости волны по мере роста qd (d — толщина пленки).

В работах^{305, 313} рассматривалось отражение (ПОМСВ) проводящими полосками. При этом в³⁰⁵ полоска считалась идеально проводящей и для уменьшения отражения располагалась на некотором расстоянии от поверхности феррита. В работе³¹³ проводимость металла считалась конечной, а толщина полоски — малой по сравнению с толщиной скин-слоя. Оказалось, что в этом случае периодическая структура модулирует не скорость, а поглощение волн. Отражение оказывается малым, и даже у полубесконечной решетки $|R| \sim 0,1$.

Отражения прямых объемных магнитостатических волн (ПОМСВ) от периодических систем неоднородностей при нормальном и наклонном падении волны на решетку исследовано в работах^{306, 308}. Коэффициент отражения в расчете на один период структуры при нормальном падении

$$|r| = \frac{\pi}{8} \frac{h}{d},$$

где h — глубина синусоидальных неровностей на поверхностях пленки, d — толщина пленки. В отличие от ПАВ Рэлея, при наклонном падении ПОМСВ на решетку ни при каком угле падения коэффициент отражения в нуль не обращается. ПОМСВ — единственный тип магнитостатических волн, способных распространяться в любом направлении в плоскости пленки феррита. По этой причине именно ПОМСВ используются для создания устройств сжатия сигнала с отражательными структурами типа «елочка»²⁹⁵. Для управления отражательной способностью элементов решеток предполагается использовать отражатели, получаемые ионной имплантацией³⁰⁹.

Отражение обратных объемных МСВ (ООМСВ), относительно редко используемых на практике, от систем неоднородностей изучено в работе³¹⁰. Так как прямые и обратные МСВ являются многомодовыми волнами, при их распространении в периодических структурах возможно не только отражение волн, но и связывание мод с различными номерами³⁰⁴, что является обычно паразитным эффектом. Кроме того, в решетках³¹¹ и в достаточно-тонких пленках с гладкими границами³¹² возможно взаимодействие МСВ с обменными спиновыми волнами и магнитоакустическими волнами.

9. Заключение. В представленном обзоре мы пытались рассмотреть физику распространения ПАВ в периодических структурах. Отражатели ПАВ на основе периодических систем неоднородностей — второй по важности (после ВШП) элемент ПАВ-устройств. Без встречно-штыревых преобразователей не было бы устройств на ПАВ, а без отражательных структур невозможно создать наиболее совершенные, уникальные классы этих устройств — резонаторы и дисперсионные линии задержки. В настоящее время центр исследований в данной области переместился на изучение тонких эффектов второго порядка, развитие мощных универсальных численных методов расчета³¹⁴, исследование нерэлеевских типов ПАВ, изучение волноводов поверхностных волн. Мало исследовано рассеяние ПАВ на решетках в анизотропных кристаллах. Практически не изучено рассеяние ПАВ на сильных неоднородностях, пока не созданы широкополосные локальные «зеркала» для отражения ПАВ (хотя бы полупрозрачные). Заслуживает интерес область очень высоких частот ($> 10^{10}$ Гц), где можно ожидать интересных явлений при распространении ПАВ в сверхрешетках, тонких слоях, при низких температурах.

Исследования поверхностных акустических волн прошли весь круг от идей и лабораторных опытов до массового выпуска приборов (общая стоимость ПАВ устройств более 100 млн. дол.³¹⁵, а цена одного фильтра менее 1 дол.). Сейчас потребности техники стимулируют поиск новых типов волн, новых методов их возбуждения и новых способов управления их распространением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ¹ Rayleigh/Proc. Lond. Math. Soc. 1885. V. 17. P. 4.
- ² Уайт Р.М.//ТИИЭР. 1970. Т. 58. С. 68.
- ³ Кайно Г., Шоу Дж.//УФН. 1974. Т. ИЗ. С. 157.
- ⁴ Гуляев Ю.В., Пустовой В.И.//ЖЭТФ., 1964. Т. 47. С. 2251.
- ⁵ Поверхностные акустические волны — устройства и применения/Пер. под ред. Ю.В. Гуляева//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 324.
- ⁶ Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic Waves in Layered Media. — New York: McGraw-Hill, 1957.
- ⁷ Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. — М.: Наука, 1966.
- ⁸ Auld B.A. Acoustic Fields and Waves in Solids. — New York: Wiley, 1973. — V. 1, pt. 2. P. 414—423.
- ⁹ Каринский С.С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. — М.: Сов. радио, 1975.
- ¹⁰ Яковкин И.Б., Петров Д.В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. — Новосибирск: Наука, 1979.

- ¹¹ Гуляев Ю. В. Вопросы теории акустоэлектронных явлений в полупроводниках: Автореферат диссертации... докт. физ.-мат. наук.— М., 1970.
- ¹² Викторov И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. — М.: Наука, 1981.
- ¹³ Морозов А.И., Проклов В.В., Станковский Б.А. Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств. — М.: Радио и связь, 1981.
- ¹⁴ Поверхностные акустические волны/Под ред. А. Олинера. Пер. с англ. — М.: Мир, 1981.
- ¹⁵ Фильтры на поверхностных акустических волнах/Под ред. Г. Мэттьюза. — Пер. с англ. Ред. В.Б. Акпамбетов. — М.: Радио и связь, 1981.
- ¹⁶ Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов/Пер. с франц. Ред. В.В. Леманов. — М.: Наука, 1981.
- ¹⁷ Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. — Новосибирск: Наука, 1982.
- ¹⁸ Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику.— М.: Наука, 1984.
- ¹⁹ Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. — М.: Наука, 1965.
- ²⁰ Новацкий В. Теория упругости. — М.: Мир, 1975.
- ²¹ Бирюков С.В.//Материалы XII Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и квантовой акустике. — Саратов: ВИНТИ, 1983. — Ч. I. С. 151.
- ²² Бирюков С.В.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 296.
- ²³ Tuan H.S., Li R.C.M.//JASA. 1974. V. 55. P. 1212.
- ²⁴ Андреев В.П., Усов В.С.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 2086.
- ²⁵ Фэрнелл Дж., Свойства упругих поверхностных волн//Физическая акустика/Под ред. У. Мэзона, Р. Терстона. — М.: Мир, 1973. — Т. 6. — С. 139.
- ²⁶ Lothe J., Barnett D.M.//J.App. Phys. 1976. V. 47. P. 428.
- ²⁷ Lothe J., Barnett D.M.//Ibidem. P. 1799.
- ²⁸ Гладышева Г.И., Дагман Э.Е., Пашин Н.С., Яковкин И.Б. Исследование структуры акустических поверхностных волн в пьезоэлектрических кристаллах. — Новосибирск, 1978. — (Препринт ИПФ СО АН СССР 9-78).
- ²⁹ Гилинский И.А., Щеглов И.М.//Кристаллография. 1981. Т. 26. С. 255.
- ³⁰ Альшиц В.И., Любимов В.Н., Науменко Н.Ф. и др.//Кристаллография. 1985. Т. 30. С. 213.
- ³¹ Velasco V.R., Garcia-Moliner F.//J. Phys. Ser. C. 1980. V. 13. P. 2237.
- ³² Talor D.B.//Proc. Roy. Soc., London. Ser. A. 1981. V. 376. P. 265.
- ³³ Royer, Dieulesaint E.//JASA. 1984. V. 76. P. 1438.
- ³⁴ Григорьевский В.И., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 685.
- ³⁵ Слободник А., мл.//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 10.
- ³⁶ Slobodnik A.J., Jr., Conway E.D., Dolmonico R.T. Microwave Acoustics Handbook. V. 1A: Surface Wave Velocities (unpublished).
- ³⁷ Блистанов В.В., Бондаренко В.С., Переломова Н.В. и др. Акустические кристаллы. — М.: Наука, 1982.
- ³⁸ Гуляев Ю.В.//Письма ЖЭТФ, 1969. Т. 4. С. 63.
- ³⁹ Fleustein J.L.//Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 412.
- ⁴⁰ Альшиц В.И., Любимов В.Н.//Кристаллография. 1985. Т. 30. С. 437.
- ⁴¹ Труэлл Д., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. — М.: Мир, 1972.
- ⁴² Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
- ⁴³ Морозов А.И., Земляницын М.А.//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 396.
- ⁴⁴ Maerfeld C., Gires F., Tournois P.//App. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 269.
- ⁴⁵ Lundvik S., Quate C.F.//App. Phys. J. 1972. V. 43. P. 3619.
- ⁴⁶ Морозов А.И., Земляницын М.А. Упругие поверхностные волны.— Новосибирск: Наука, 1974. — С. 77—83.
- ⁴⁷ Балакирев М.К., Горчаков А.В.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 149.
- ⁴⁸ Tseng C.C.//Appl. Phys. Lett. 1970. V. 16. P. 253.
- ⁴⁹ Koerber G., Vogel R.//IEEE Trans. Son. and Ultrason. 1972. V. SU-19. P.3.
- ⁵⁰ Soluch W.//Ibidem. 1977. V. SU-24. P. 43.
- ⁵¹ Брагинский Л. С., Гилинский И.А.//ФТТ. 1979. Т. 23. С. 3524.
- ⁵² Yamaguchi M., Hashimoto K.Y., Kogo H.//Electron. Lett. 1981. V/17. P. 602.
- ⁵³ Lee D.L.//Proc. of the 1980 Ultrasonics Symposium. — 1980.— P. 245.
- ⁵⁴ Плесский В.П., Тен Ю.А.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 553.
- ⁵⁵ Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 56. P. 49.
- ⁵⁶ Бурлак Г.Н., Коцаренко Н.Я., Кошечая С.В.//ФТТ. 1976. Т. 18. С. 1222.

- ⁵⁷ Гуляев Ю.В.//ФТТ. 1967. Т. 9. С. 1816.
- ⁵⁸ Пустовойт В.И.//ФТТ. 1963. Т. 5. С. 2490.
- ⁵⁹ Балакирев М.К. и др.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 447.
- ⁶⁰ Горчаков А.В. Особенности распространения акустоэлектрических волн в слоистых системах: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 1981.
- ⁶¹ Гилинский И.А., Попов В.В.//ЖЭТФ. 1976. Т. 46. С. 2233.
- ⁶² Попов В.В. Исследование возбуждения акустоэлектрических волн в пьезоэлектриках и их взаимодействие с электронами: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 1977.
- ⁶³ Пятаков П.А.//Акуст. ж. 1978. Т. 27. С. 394.
- ⁶⁴ Maerfeld G., Tournois P.//Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. P. 117.
- ⁶⁵ Кесенних Г.Г., Любимов В.П., Санников Д. Г.//Кристаллография. 1972. Т. 17. С. 591.
- ⁶⁶ Kuzmany H., Singh S.P., Kabelka H.L.//IEEE Trans. SU 1979. V. SU-26. P. 127.
- ⁶⁷ Бурлак Г.И., Коцаренко Н.Я., Кошечая С.В.//ФТТ. 1976. TV 18. С. 3299.
- ⁶⁸ Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1976. Т. 23. С. 716.
- ⁶⁹ Балакирев М.К., Горчаков А.В.//ФТМ. 1977. Т. 19. С. 613.
- ⁷⁰ Балакирев М.К., Богданов С.В., Горчаков А.В. Чакушин А.Э.//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 2508.
- ⁷¹ Шандаров В.М., Шандаров С.М.//²¹ С. 153.
- ⁷² Bond W.L., Collins I.H., Gerald H.M., Reeder T.M., Shaw H.I.//App. Phys. Lett. 1969. V. 14. P. 122.
- ⁷³ Ползикова Н.И., Гуляев Ю.В.//ФТЦ, 1980. Т. 14. С. 882.
- ⁷⁴ Gulyaev Yu. V.//Proc. of the ISSWAS. — Novosibirsk, 1986. — V.I. P. 357.
- ⁷⁵ Rakekh J.P.//Electr. Lett. 1969. V. 5. P. 322.
- ⁷⁶ Гуляев Ю.В., Кузавко Ю.А., Олейник И.Н., Шавров В.Г.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 674.
- ⁷⁷ Викторов И.А.//ДАН СССР, 1975. Т. 221. С. 1069.
- ⁷⁸ Matthews H., Vaart H.//Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. P. 171.
- ⁷⁹ Tournois P., Lardat C.//Reports of the 6th Intern. Congress on Acoustics.—Tokyo, 1968.—V. 6.P. 37.
- ⁸⁰ Гуляев Ю.В., Курач Т. Н., Плесский В. П.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 540.
- ⁸¹ Gou P.F.//JASA. 1970. V. 47. P. 777.
- ⁸² Викторов И.А. // Материалы X Всесоюзной конференции по квантовой акустике и акустоэлектронике. — Ташкент: Фан, 1978. — С. 101.
- ⁸³ Auld B.A., Gagnepain J.J., Tan M.//Electron. Lett. 1976. V. 2. P. 650.
- ⁸⁴ Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Письма ЖЭТФ, 1977. Т. 3. С. 22.
- ⁸⁵ Гуляев Ю.В., Плесский В.П. Сдвиговые поверхностные акустические волны на периодически неоднородной поверхности тела. — Москва, 1978. — (Препринт ИРЭ АН СССР № 1 (243)).
- ⁸⁶ Яковенко В.М.//Укр. физ. ж. 1982. № 9. С. 1424.
- ⁸⁷ Auld B.A., Renard A., Henaff J.//Electron Lett. 1982. V. 18. P. 183.
- ⁸⁸ Renard A., Henaff J., Auld B.A.//Proc. of the 1981 Ultrasonics Symposium. — 1981.—P. 123.
- ⁸⁹ Wilcox Y.Z., Yen K.H.//J.App. Phys. 1982. V. 53. P. 2862.
- ⁹⁰ Гуляев Ю.В., Плесский В.П., Тен Ю.А.//Радиотехн. и электрон. 1985. Т. 30. С. 557.
- ⁹¹ Lau K.F., Yen K.H., Kagiwada R.S., Kong A.M.//Proc. of the 1980. Ultrasonics Symposium. — 1980.—P. 240.
- ⁹² Duquesnoy J.Y., Gautier H.//³³ —P. 57.
- ⁹³ Гуляев Ю.В., Плесский В.П., Тен Ю.А.//Радиотехн. и электрон. 1984. Т. 29 С. 1301
- ⁹⁴ Анисимкин В.И., Гуляев Ю.В., Магомедов М.А.//Письма ЖТФ, 1983. Т.9. С. 555.
- ⁹⁵ Анисимкин В.И., Магомедов М.А., Федосов В.И.//Ibidem. 1985. Т. 11. С. 56.
- ⁹⁶ Tanski W.J.//IEEE Trans. SU. 1979. V. SU-26. P. 93.
- ⁹⁷ Плесский В.П., Тен Ю.А.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 10. С. 296.
- ⁹⁸ Zaidi M.A.//Proc. of the 1975 Ultrasonics Symposium.— 1975. — P. 514.
- ⁹⁹ Datta S., Hunsinger B.J.//Phys. Rev. Ser. B. 1977. V. 16. P. 4224.
- ¹⁰⁰ Арапов А.В., Гончаров В.С., Фридман Ю.М., Яковкин И.Б.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 145.

- 101 Балакирев М.К., Гилинский И.А.//ФТТ. 1969. Т. 11. С. 1027.
- 102 Балакирев М.К., Гилинский И.А.//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 3144.
- 103 Балакирев М.К., Горчаков А.В.//ФТТ, 1977. Т. 19. С. 571.
- 104 Вужва А.Д.//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 2157.
- 105 Уэйджерс Р.//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 155.
- 106 Lewis M.F.//Proc. of the 1977 Ultrasonics Symposium.— 1977. — P. 744.
- 107 Browning T.I., Lewis M.F.//Electron Lett. 1977. V. 13. P. 128.
- 108 Кондратьев С.Н.//Зарубежн. радиоэлектрон. 1981. № 12, С. 53.
- 109 Кошкина Е.Н., Маматова Т.А.//Радиоэлектрон, за рубежом, 1981. № 25, с. 13.
- 110 Danicki E.//⁵³— P. 235.
- 111 Заславский А.М., Посадский Н., Семенов Э. А., Сучков С. Г.//
21—С. 114.
- 112 Lee D.L.//⁵³P. 245.
- 113 Lee D.L.//IEEE Trans. SU. 1980. V. SU-27. P. 22.
- 114 Yen K.H., Lau K.F., Kagiwada R.S.//Proc. of the 1979 Ultrasonics Symposium. — 1979. — P. 776.
- 115 Yen K.F., Lau K.F., Kagiwada R.S.//Proc. of the 1978 Ultrasonics Symposium. — 1978. — P. 680.
- 116 Roussen K.V., Yen K.H., Lau K.F., Kong A.M.//Proc. of the 1982 Ultrasonics Symposium. — 1982. — P. 279.
- 117 Альшиц В.И., Лоте Е.//Кристаллография, 1979. Т. 24. С. 1122.
- 118 Науменко Н.Ф., Бондаренко В.С., Переломова Н.В.//²¹— С. 121.
- 119 Басацкая Л.В., Вopilкин А.Х., Ермолов И.Н. и др.//Акуст. ж. 1978. Т. 24. С. 15.
- 120 Anisimkin V.I., Kotelyansky I.M., Magomedov M.A., Mavlenkov P.N.//⁷⁵—V. II. P. 16.
- 121 Тен Ю.А. Распространение, отражение и возбуждение приповерхностных акустических волн вблизи неоднородных границ твердого тела: Автореферат диссертации, канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1985.
- 122 Вазиль К.Ф.//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 77.
- 123 Williamson R.C., Smith H.I.//IEEE Trans. MTT 1973. V. MTT-21. P. 195.
- 124 Уильямсон Р.Ц.//ТИИЭР. 1976. Т. 64, № 5. С. 159.
- 125 Белл Д. Т., Ли Р.//Ibidem. С. 171.
- 126 Sabine P.V.N.//Electron. Lett. 1972. V. 9. P. 136.
- 127 Curtis R.G., Redwood M.//J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 4627.
- 128 Yoneyama T., Nishida S.//Ibidem. 1974. V. 55. P. 738.
- 129 Tuan H.S.//Ibidem. 1975. V. 46. P. 36.
- 130 Tuan H.S., Parekh J.P.//⁹⁸—P. 438.
- 131 Simons D.A.//JASA. 1976. V. 59. P. 12.
- 132 Parekh J., Tuan H.S.//J. App. Phys. 1977. V. 48. P. 994.
- 133 Бирюков С.В., Горышник Л.Л.//Акуст. ж. 1977. Т. 23. С. 461.
- 134 Otto O.W.//J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 5105.
- 135 Бирюков С.В. Теория взаимодействия поверхностных волн в пьезоэлектриках с неоднородностями границы применительно к радиоэлектронным устройствам обработки сигналов: Автореферат диссертации канд.... физ.-мат. наук. — Москва, 1978.
- 136 Wu S.D., Tuan H.S.//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 73.
- 137 Simons D.A.//JASA. 1979. V. 63. P. 1292.
- 138 Datta S., Hunsinger B.J.//J. App. Phys. 1979. V. 50. P. 5661.
- 139 Бирюков С.В.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 494.
- 140 Калинин В.А., Штыков В.В.//Ibidem. 1982. Т. 28. С. 228.
- 141 Жгун С.А., Калинин В.А., Орлов С.А., Штыков В.В.//Радиотехн. и электрон. 1983. Т. 28. С. 1434.
- 142 Бирюков С.В.//Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 222.
- 143 Бирюков С.В.//ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 1818.
- 144 Королев С.В., Красильников В.А., Крылов В.В.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 138.
- 145 Haus H.A.//IEEE Trans. SU. 1977. V. SU-24. P. 259.
- 146 Seshadri S.R.//JASA. 1979. V. 65. P. 687.
- 147 Гуляев Ю.В., Григорьевский В.П., Плесский В.П.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1338.
- 148 Крылов В.В. Распространение и рассеяние волн Рэлея в средах с неоднородными границами: Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1980.
- 149 Полевой В.Г.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 91.
- 150 Крылов В.В.//Ibidem. 1981. Т. 27. С. 261.

- 151 Haus H.A., Wright P.//⁵³. — P. 277.
- 152 Li R.C.M., Melngailis J.//Proc. of the 1973 Ultrasonics Symposium.— 1973.— P. 503.
- 153 Li R.C.M., Melngailis J.//IEEE Trans. SU. 1975. V. SU-22. P. 189.
- 154 Melngailis J., Williamson R.C.//¹¹⁵ — P. 623.
- 155 Лапин А.Д.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 104.
- 156 Авдеев А.Н., Плесский В.П.//Ibidem. 1982. Т. 28. С. 289.
- 157 Shimizu H., Takeuchi M.//¹. — P. 667.
- 158 Бирюков С.В.//Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 374.
- 159 Van der Pauw L.J.//JASA. 1973. V. 53. P. 1107.
- 160 Губанов В.А.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 391.
- 161 Губанов В.А., Кириллов А.И.//Ibidem. 1983. Т. 29. С. 334.
- 162 Губанов В.А., Кириллов А.И.//Тр. МЭИ. 1978.
- 163 Плесский В.П.//⁸². — С. 104.
- 164 Курач Т.Н., Плесский В.П., Шибанова Н.Н. Отражение волны Гуляева — Блюштейна от единичного возмущения на поверхности пьезоэлектрика.— Москва, 1983.—(Препринт ИРЭ АН СССР № 5 (360)).
- 165 Glass N.E., Maradudin A.A.//Electron. Lett. 1981. V. 17. P. 773.
- 166 Kojima H., Kinoshita Y., Hikita M., Tabuchi T.//Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 445.
- 167 Chang D., Shui Y., Jiang W.//¹¹⁶. — P. 53.
- 168 Xue Qiang, Shui Yonggan, Zhang De//⁷⁴. — V. 1. P. 239.
- 169 Элаши Ш.//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 22.
- 170 Tuan H.S., Parekh J.P.//IEEE Trans. SU. 1977. V. SU-24.— P. 384.
- 171 Yariv A.//IEEE Trans. Quantum Electron. 1973. V. QE-9. P. 919.
- 172 Kogelnic H., Shank S.V.//J. App. Phys. 1972. V. 43. P. 2327.
- 173 Казаринов Р.Ф., Соколова З.Н., Сурис Р.А.//ЖТФ, 1976. Т. 46. С. 229.
- 174 Лапин А.Д.//Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 766.
- 175 Danicki E.//Arch. Mech. 1984. V. 36. P. 623.
- 176 Григорьевский В.И., Плесский В.П.//Письма ЖТФ. 1979. Т.5. С. 1398.
- 177 Лапин А.Д.//Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 766.
- 178 Glass N.E., Loudon R., Maradudin A.A.//Phys. Rev. Ser. B. 1981., V. 24. P. 6843.
- 179 Simons D.A.//JASA. 1978. V. 63. P. 1292.
- 180 Datta S., Hunsinger B.//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 3370.
- 181 Datta S., Hunsinger B.J.//¹¹⁵. — P. 602.
- 182 Бирюков С.В.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 494.
- 183 Cross P.S.//¹⁰⁶. — P. 894.
- 184 Li R.C.M., Alusow J.A.//Electron Lett. 1977. V. 13. P. 580.
- 185 Islam M.N., Haus H.A., Melngailis J.//¹¹⁶. — P. 92.
- 186 Алякна Ю.Ю., Гуляев Ю.В., Козлов А.И., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 585.
- 187 Алякна Ю.Ю., Козлов А.И., Плесский В.П.//Ibidem. С. 841.
- 188 Soluch L.P.//¹⁰⁶. — P. 579.
- 189 Huang F., Paige E.G.S.//¹¹⁶. — P. 73.
- 190 Williamson R.C., Smith H.I.//IEEE Trans. MTT. 1973. V. MTT-21. P. 195.
- 191 Melngailis J., Williamson R.C., Holtham J., Li R.C.M.//Wave Electron. 1976. V. 2. P. 177.
- 192 Долбня Е.В., Соболев Н.В., Кочемасов В.Н.//Зарубежн. радиоэлектрон. 1982. № 4. С. 3.
- 193 Соболев Н.В., Долбня Е.В., Кочемасов В.Н.//Ibidem. 1983. № 4. С. 47.
- 194 Калинин В.А. Исследование отражения поверхностных акустических волн от периодических структур с целью создания полосовых фильтров: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1983.
- 195 Sandy F., Parker T.E.//Proc. of the 1976 Ultrasonics Symposium. — 1976. — P.391.
- 196 Furuya N., Migama H., Nakayama Y., Kino J.//⁵³. — P. 169.
- 197 Алякна Ю.Ю., Гуляев Ю.В., Козлов А.И., Плесский В.П. Препринт ИРЭ СССР № 29 (401). — Москва, 1984.
- 198 Алякна Ю.Ю., Плесский В.П.//Вопросы теории и практического использования и применения ПАВ. — М.: МЭИ, 1982.
- 199 Алякна Ю.Ю., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 700.

- 200 Алякна Ю.Ю., Григорьевский В.И., Плесский В.П.//ЖТФ 1983. Т. 53. С. 170.
- 201 Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н.//УФН. 1978. Т. 124 С. 61.
- 202 Wright P.H., Haus H.A.//⁵³. — P. 282.
- 203 Калинин В.А., Штыков В.В.//Вопросы теории и практического использования поверхностных акустических волн. — М: МЭИ, 1982. — С.101. — (Межвед. сб. № 2).
- 204 Oprilski A., Urbanczyk M., Wajda W.//Ultrasonics. 1983. P. 215.
- 205 Алякна Ю.Ю. и др.//Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 613.
- 206 Курач Т.Н., Плесский В.П., Терешков В.П. Отражение волны Гуляева — Блюштейна от периодических неоднородностей на поверхности пьезоэлектрика. — Москва, 1983. — (Препринт ИРЭ АН СССР № 6 (362)).
- 207 Гуляев Ю.В., Курач Т.Н., Плесский В.П., Терешков В.П.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 47.
- 208 Tshitsemi M., Kimagai N.//IEEE Trans. MTT. 1980. V. MTT-26. P. 627.
- 209 Бреховских Л.М.//Акуст. ж. 1959. Т. 5. С. 282.
- 210 Rischbieter F.//Acustica. 1965—66. V. 16. P. 75.
- 211 Sabine P.V.H.//Electron. Lett. 1970. V. 6. P. 149.
- 212 Auld B.A., Farnow S.A.//J. App. Phys. 1974. V. 45. P. 4315.
- 213 Ronnekleiv A., Shaw H.J., Souquet J.//App. Phys. Lett. 1976. V. 28. P. 361.
- 214 Ronnekleiv A.//J. App. Phys. 1976. V. 47. P. 4422.
- 215 Лапин А.Д.//Акуст. ж. 1969. Т. 15. С. 387.
- 216 Лапин А.Д.//Ibidem. 1983. Т. 29. С. 212.
- 217 Islam M.N., Haus H.A., Melngailis J.//¹¹⁶. — V. 1. P. 92.
- 218 Islam M.N., Haus H.A., Melngailis J.//IEEE Trans. SU. 1984. V. SU-31. P. 123.
- 219 Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 3479.
- 220 Гуляев Ю.В., Курач Т.Н., Плесский В.П.//Письма ЖТФ. 1979. Т.5. С. 275.
- 221 Yen K.H., Lau K.F., Kagiwada R.S.//¹¹⁵. — P. 442.
- 222 Humphreys R.F., Ash E.A.//Electron. Lett. 1969. V. 5. P. 175.
- 223 Ахромеева И.Д., Крылов В.В.//Акуст. ж. 1977. Т. 23. С. 510.
- 224 Yamanishi M., Ameda M., Kawamura T., Mikoshiba N., Tsubouchi K.//Electron Lett. 1976. V. 12. P. 317.
- 225 Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Радиотехн. и электрон. 1977. Т. 22. С. 2604.
- 226 Гуляев Ю.В., Григорьевский В.И., Котелянский И.М. и др.//Материалы XI Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и квантовой акустике. — Душанбе, 1981. — Ч. I. С. 67.
- 227 Григорьевский В.И., Гуляев Ю.В., Котелянский И.М. и др.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 711.
- 228 Гуляев Ю.В., Курач Т.Н., Плесский В.П.//Ibidem. 1982. Т. 28. С. 172.
- 229 Авдеев А.Н., Плесский В.П.//Ibidem. С. 577.
- 230 Лапин А.Д.//Ibidem. С. 359.
- 231 Лапин А.Д.//Ibidem. С. 523.
- 232 Григорьевский В.И. Распространение волн Рэлея вдоль поверхности твердого тела с периодическим рельефом: Автореферат диссертации канд. ... физ.-мат. наук. — Москва, 1986.
- 233 Гуляев Ю.В., Плесский В.П., Курач Т.Н.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 563.
- 234 Зленко А.А., Киселев В.А., Прохоров А.М., Спихальский А.А., Сычугов В.А.//КЭ. 1974. Т. 1. С. 1519.
- 235 Гуляев Ю.В., Курач Т.Н., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 172.
- 236 Лапин А.Д.//Ibidem. 1980. Т. 26. С. 741.
- 237 Лапин А.Д.//Ibidem. 1982. Т. 28. С. 805.
- 238 Лапин А.Д.//Ibidem. 1981. Т. 27. С. 767.
- 239 Seshadri S.R.//IEEE Trans. SU. 1978. V. 25. P. 378.
- 240 Seshadri S.R.//J. App. Phys. 1984. V. 55. P. 2676.
- 241 Seshadri S.R.//Ibidem. P. 3961.
- 242 Melngailis J., Haus H.A., Lattes A.//App. Phys. Lett. 1979. V. 35. P. 324.
- 248 Григорьевский В.И., Миргородская Е.Н., Котелянский И.М., Орлов В.П., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 192.

- Григорьевский В.И., Козлов А.И., Плесский В.П., Терешков В.П.//Ibidem. 1985. Т. 31. С. 42.
- Haus H.A., Lattes A., Melngailis J.//IEEE Trans. SU. 1980. V. SU-27 P. 258.
- Лапин А.Д.//Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 87.
- Боровков О.В., Кучеров И.Я.//Укр. физ. ж. 1972. Т. 17. С. 1980.
- Бурлий П.В., Кучеров И.Я.//Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 644.
- Dong-rei Chen, Melngailis J., Haus H.A.//¹¹⁶. — V.I. P. 67.
- Плесский В.П. Сдвиговые поверхностные акустические волны на периодически возмущенных поверхностях твердых тел: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1978.
- Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Радиотехн. и электрон. 1980. Т. 25. С. 1569.
- Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//ФТТ. 1978. Т. 20. С. 133.
- Гуляев Ю.В., Григорьевский В.И., Котелянский И.М., Пашкевич Г.А., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1987. Т. 33. С. 360.
- Балакирев М.К., Богданов С.В., Горчаков А.В.//ФТТ. 1978. Т. 20. С. 587.
- Гуляев Ю.В., Плесский В.П.//Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 1028.
- Лямшев Л.М., Шевяков Н.С.//Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 918.
- Гаршка Э.П., Юцис А.И., Серейка А.П.//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 3467.
- Helmick C.N., White D.L., Lakin K.M.//⁸⁸. — P. 280.
- Лямшев Л.М.//УФН. 1981. Т. 135. С. 637.
- Ledbetter H.M., Moulder J.C.//JASA. 1979. V. 65. P. 840.
- Aindow A.M., Dewhurst R.J., Hutchins P.A., Palmer S.B.//Ibidem. 1981. V. 69. P. 449.
- Lee R.E., White R.M.//App. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 12.
- Карабутов А.А.//УФН. 1985. Т. 147. С. 605.
- Burov J.I., Branzalov K.P., Ivanov D.V.//App. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 141.
- Brueck S.R.J., Deutsch T.F., Oates D.E.//Ibidem. 1983. V. 43. P. 157.
- Veith G.//Ibidem. 1982. V. 41. P. 1045.
- Cachier G.//Ibidem. 1970. V. 17. P. 419.
- Ash E.A., Dieulesaint E., Rakouth H.//Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 470.
- Aindow A.M., Dewhurst R.J., Palmer S.B.//Opt. Commun. 1982. V.42. P. 116.
- Голеннищев-Кутузов А.В., Мигачев С.А., Яфаев Н.Р.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 671.
- Veith G., Kowatsch M.//App. Phys. Lett. 1982. V. 40. P. 30.
- Jen C.K., Cielo P., Bussiere J., Nadean F., Farnell G.W.//Ibidem. 1985. V. 46. P. 241.
- Lee R.E., Jackson D.W.//⁹⁸. — IEEE. Cat. 75. CHO 994—4SU.
- Дыхне А.М., Рысев Б.П.//Поверхность. 1983. № 6. С. 17.
- Велихов Е.П., Даньшиков Е.В., Дымшаков В.А., Дыхне А.М., Лебедев Ф.В., Письменный В.Д., Рысев Б.П., Рязанов А.В.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 483.
- Деев В.П., Пятаков П.А.//Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 76.
- Крылов В.В., Павлов В.П.//Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 836.
- Royer D., Dieulesaint E.//J. de Phys. 1983. Colloq. C6. T. 44. Nr. 10. P. C6-79.
- Huard S.J., Chardon D.//Ibidem. P. C6-91.
- Rose L.R.F.//JASA. 1984. V. 75. P. 723.
- Royer D., Dieulesaint E.//J. App. Phys. 1984. V. 56. P. 2507.
- Лямшев Л.М., Челноков Б.И.//Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1361.
- Козлов А.И., Плесский В.П.//ФТТ. 1986. Т. 28. С. 9.
- Гарова Е.А., Козлов А.И., Плесский В.П.//Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 310.
- Ахиезер А.И., Барьехтар Б.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. — М.: Наука, 1967.
- Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
- Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е.//Радиотехн. и электрон. 1978. 23. С. 897.
- Damon R.W., Eshbach J.R.//J. Phys. and Chem. Sol. 1961. V. 19. P. 308.
- Damon R.W., van der Vaart H.//J. App. Phys. 1965. V. 36. P. 3453.
- Адам Дж., Коллинз Дж.//ТИИЭР. 1976. Т. 64. С. 277.

- 291 Owens J.M., Carter R.L., Swith C.V.//⁵³. — P. 506.
- 292 Morgenthaler F.R.//Ibidem.—P. 532.
- 293 Castera J.-P.//J. App. Phys. 1984. V. 55. P. 2506.
- 294 Castera J.-P., Volluet G., Hartman P.//⁵³. — P. 514.
- 295 Owens J.M., Smith C.V., Lee S.N., Collins J.H.//IEEE Trans. Mag. 1978. V. Mag-14. P. 820.
- 296 Tsutsumi M., Sakaguchi J., Kumagai N.//App. Phys. Lett. 1977. V. 31. P. 779.
- 297 Chang N.S., Matsuo V.//Ibidem. 1979. V. 35. P. 352.
- 298 Parekh J.P., Tuan H.S.//IEEE Trans. Mag. 1977. V. Mag.-13. P. 1246.
- 299 Sykes C.G., Adam J.D., Collim J.H.//App. Phys. Lett. 1976. V. 29. P. 388.
- 300 Seshadri S.R.//IEEE Trans. MMT. 1979. V. MTT-27. P. 199.
- 301 Коллинз Дж., Адам Дж., Бардай Дж.//ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 7. С. 117.
- 302 Camley R.E., Glass N.E., Maradudin A.A.//J. App. Phys. 1982. V. 53. P. 3170.
- 303 Parekh J.P., Tuan A.S.//App. Phys. Lett. 1977. V. 31. P. 709.
- 304 Никитов С.А. Магнитостатические волны в структурах с периодическими возмущениями: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1982.
- 305 Tuan A.S. Parekh J.P.//¹¹⁶. — P. 537.
- 306 Parekh J.P., Tuan H.S.//Proc. IEEE. 1978. Pt 1. P.447. — Microwave Symp. 1978. Digest papers. — USA.
- 307 Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П.//ФТТ. 1981. Т. 23. С.1231.
- 308 Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П.//ФТТ. 1980. Т. 22. С. 2831.
- 309 Volluet G., Hartemaun P.//⁸⁸. — P. 394.
- 310 Ming-chi Tsai, Seshadri S.R.//Proc. IEEE. 1980. V. 68. P. 277.
- 311 Carter R.L., Smith C.V., Owens J.M.//IEEE Trans. Mag. 1980. V. Mag.-16. P. 1159.
- 312 Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Зильберман П.Е., Игнатьев И.А., Коновалов А.Г., Луговской А.В., Медников А.М., Нам Б.Ц, Николаев Е.И.//Письма ЖЭТФ, 1979. Т. 30. С. 600.
- 313 Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П.//ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 799.
- 314 Masanori K., Koji H., Michio S.//Japan. J. App. Phys. 1985. V. 24. P. 112.
- 315 Paige E.G.S.//⁷⁴. — V.1. P. 359.
- 316 Ash E. A.//IEEE Symposium on Microwave Theory and Techniques— Newport Beach, CA, May 1970.