

пьезоэлектрического эффекта, и она становится источником ультразвуковых волн. И обратно, при прохождении волны через преобразователь на обкладках появляется переменное электрическое напряжение в результате прямого пьезоэлектрического эффекта, пропорциональное амплитуде деформации в волне.  $O$  — исследуемая пластинка пьезополупроводника, грани которой также металлизированы. К ним прикладывают постоянное электрическое напряжение, создающее тянущее поле  $\mathcal{E}_0$ . Для уменьшения нагрева кристалла это поле создают обычно в виде коротких импульсов ( $1 \div 10$  микросекунд). Между преобразователями и образцом  $O$  часто вводят еще диэлектрические звуководы — буферы  $B$ , вызывающие контролируемое запаздывание звуковой волны. Это позволяет отделить во времени импульс, создаваемый в приемном преобразователе звуковой волной, от возможной радиопомехи, наводимой напряжением на излучающем преобразователе. В подобных опытах особенно удобно исследовать фотопроводящие пьезоэлектрические кристаллы. Тогда, меняя интенсивность освещения, можно изменять в широких пределах электропроводность кристалла и исследовать влияние электропроводности ( $\tau_M$ ) на поглощение и усиление волн.

Такие опыты показывают, что вследствие взаимодействия с электронами интенсивность волн может изменяться во много тысяч и даже десятков тысяч раз. Так, например, высокоомные фоточувствительные кристаллы  $CdS$ , которые при частотах порядка  $10 \div 100$  МГц практически не поглощают волн, при освещении становятся совершенно непрозрачными для ультразвука. При наложении на кристалл постоянного напряжения, большего чем критическое, сильное поглощение сменяется большим усилением. Наблюдаемые значения  $\gamma$  в широком интервале изменения интенсивности хорошо согласуются с формулой (4.30).

Однако это, конечно, не значит, что, увеличивая длину кристалла, можно усилить волну в любой степени. Когда интенсивность волны становится очень большой, возникают различные нелинейные эффекты (не учтенные в приведенной выше линейной теории), которые ограничивают максимальное усиление. Один из таких эффектов заключается в том, что концентрация электронов в сгустках  $\tilde{n}$  становится сравнимой с первоначальной концентрацией  $n_0$  и в конце концов все электроны переходят в сгустки. После этого поле  $\tilde{\mathcal{E}}$  уже не вызывает токов  $\tilde{j}$ , и при дальнейшем распространении волны она перестает усиливаться.

## § 6. Акусто-электрический эффект

При поглощении упругих волн на электронах проводимости в кристалле возникает электродвижущая сила и между разомкнутыми гранями кристалла появляется разность потенциалов

(рис. 15.6). Если нанести на грани металлические контакты, то при их замыкании в цепи возникнет электрический ток. При перенесении источника волн на противоположную грань кристалла, т. е. при изменении направления волны на противоположное, эдс изменяет знак и, соответственно, направление тока меняется на обратное.

Общая причина этого эффекта состоит в том, что упругая волна несет с собой определенный механический импульс. При поглощении волны ее импульс передается электронам проводимости, что приводит к появлению некоторой средней силы, действующей на электроны, направленной в сторону распространения волны. Следовательно, акусто-электрический эффект можно описать как увлечение электронов звуковой волной.

Найдем величину акусто-электрической эдс. Наиболее просто это можно сделать, если воспользоваться общим соотношением между интенсивностью волны, т. е. плотностью потока энергии  $I$ , и переносимым ею механическим импульсом  $\mathbf{P}$  (рассчитанным, как и  $I$ , на единицу площади и единицу времени):

$$\mathbf{P} = \frac{I}{v_s} \mathbf{q}_1. \quad (6.1)$$

Здесь  $\mathbf{q}_1$  — единичный вектор в направлении волны. Это соотношение получается непосредственно, если рассматривать волну как поток фононов, каждый из которых несет энергию  $\hbar\omega$  и импульс  $\hbar\mathbf{q}$ , и учесть, что  $\omega/q = v_s$ . Однако формула (6.1) в действительности не связана с квантовыми свойствами волн (что видно хотя бы из того, что в окончательном результате  $\hbar$  выпадает). Рассмотрим теперь внутри кристалла бесконечно тонкий слой толщиной  $dx$ , перпендикулярный  $\mathbf{q}_1$ , и с единичной площадью. В этом слое в единицу времени поглощается энергия  $\gamma I dx$ , и он, согласно (6.1), получает импульс  $(\gamma I dx/v_s) \mathbf{q}_1$ . Этот импульс равен силе, действующей на  $n_0 dx$  электронов внутри слоя. Поэтому, если  $\mathbf{F}_1$  есть средняя сила на один электрон, мы имеем

$$\frac{\gamma I dx}{v_s} \mathbf{q}_1 = \mathbf{F}_1 n_0 dx.$$

Вводя сюда напряженность поля сторонних сил

$$\mathcal{E}^* = -\frac{1}{e} \mathbf{F}_1$$

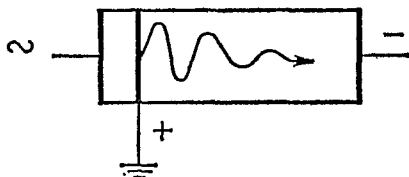


Рис. 15.6. Акусто-электрический эффект. Знак заряда граней показан для полупроводника  $n$ -типа.

(силу на единицу положительного заряда), мы получаем окончательно

$$\mathcal{E}^* = -\frac{\gamma I}{en_0 v_s} q_1 = -\frac{\mu \gamma I}{\sigma_0 v_s} q_1. \quad (6.2)$$

В этих рассуждениях мы считали, что прилипания электронов на ловушки нет. Если прилипание есть, то, как уже говорилось в § 4, вместо  $\mu$  следует подставить  $f\mu$ , где  $f$  — фактор прилипания ( $\leq 1$ ). Поэтому в (6.2) войдет дополнительный множитель  $f$ .

Полная эдс в пластинке длиной  $d$  равна

$$\begin{aligned} V_0 &= \int_0^d \mathcal{E}^* dx = -\frac{f\mu\gamma}{\sigma_0 v_s} \int_0^d I(0) e^{-(\gamma + \gamma_{\text{реп}})x} dx = \\ &= -\frac{f\mu}{\sigma_0 v_s} \frac{\gamma}{\gamma + \gamma_{\text{реп}}} [I(0) - I(d)]. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Такая же разность потенциалов будет между концами пластинки, если внешняя цепь разомкнута.

Найдем еще ток короткого замыкания. Будем считать, что волна поглощается слабо. Тогда можно положить

$$I(0) - I(d) \simeq I(0) - I(0) [1 - (\gamma + \gamma_{\text{реп}})d] = (\gamma + \gamma_{\text{реп}}) Id$$

и

$$V_0 = -f \frac{\mu \gamma I}{\sigma_0 v_s} d.$$

Так как сопротивление пластинки есть  $R = d/\sigma_0 S$ , где  $S$  — сечение пластинки, то для плотности тока короткого замыкания

$$j_{ae} = -f \frac{\mu \gamma I}{v_s}. \quad (6.4)$$

Знак минус в формулах (6.2) и (6.4) вошел потому, что мы вели рассуждения для электронов. Он обозначает, что отрицательные электроны, увлекаясь волной, создают ток, текущий противоположно направлению распространения волны. Если бы мы имели полупроводник  $p$ -типа, то положительные дырки также увлекались бы в направлении волны. Однако в этом случае направление тока совпадало бы с направлением увлечения и в формулы вошел бы знак плюс.

Так обстоит дело, если скорость дрейфа электронов  $v_d = 0$ , или  $v_d < v_s$ . При  $v_d > v_s$  вместо поглощения волны происходит ее усиление и  $\gamma$  изменяет знак. При этом направление  $j_{ae}$  изменяется на обратное.

Мы получили выражения для акусто-электрических тока и напряжения из общих феноменологических рассуждений. Эти же соотношения можно получить и другим путем, анализируя токи и поля, возникающие в кристалле под действием звуковой волны.

Оценим еще величину эдс акусто-электрического эффекта. Положим в формуле (6.3)  $I(d) \ll I(0)$ ,  $\gamma_{\text{реш}} \ll \gamma$ ,  $f = 1$ . Примем, далее,  $\mu \sim 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$  (что типично, например, для сульфида кадмия при комнатных температурах) и  $\sigma \sim 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Тогда, учитывая, что  $v_s \sim 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ , мы находим, что при  $I(0) \sim 1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  эдс  $V_0$  имеет порядок 10 В.

Отметим в заключение, что эффект увлечения электронов возникает не только при воздействии звуковых волн, но и при поглощении волн других типов, если только эти волны переносят энергию и импульс и взаимодействуют с электронами проводимости. В частности, это имеет место при поглощении электромагнитных волн радио- и светового диапазонов (радиоэлектрический эффект). Однако в этом случае в формулу (6.1) вместо  $v_s$  входит скорость света  $c$ , которая примерно в  $10^5$  раз больше, и поэтому возникающая эдс, при прочих равных условиях, оказывается намного меньше.

## § 7. Случай $ql \gg 1$

Выше мы считали, что выполняется неравенство  $ql \ll 1$  («низкие» частоты), и, соответственно, пользовались гидродинамическим описанием явлений. Сейчас мы обратимся к противоположному случаю и, соответственно, будем рассматривать взаимодействие одного электрона и одного фонона. Тогда поглощение и усиление звука можно описать следующим образом. Как мы видели в § 1, для возможности поглощения или испускания фонона импульс электрона  $p_x$  до взаимодействия должен удовлетворять условию (1.4) или, соответственно, (1.4а). При этом вероятности прямого элементарного акта (поглощения фонона) и ему обратного (испускания фонона) одинаковы. Однако частота таких элементарных актов (в единице объема и в единицу времени) будет различна. Действительно, частота переходов ( $p_{x1} \rightarrow p_{x2}$ ) с поглощением фонона будет пропорциональна, во-первых, вероятности  $f_1$  заполнения исходных квантовых состояний электронов с импульсом  $p_{x1}$  и, во-вторых, вероятности  $(1 - f_2)$  того, что конечные квантовые состояния не заняты электронами. Аналогично, частота обратных переходов ( $p_{x2} \rightarrow p_{x1}$ ) с испусканием фонона будет пропорциональна  $f_2 (1 - f_1)$ . Коэффициент поглощения волны  $\gamma$  пропорционален суммарной частоте поглощения фононов, т. е.

$$\gamma \sim f_1 (1 - f_2) - f_2 (1 - f_1) = f_1 - f_2.$$

Если скорость дрейфа  $v_d = 0$ , то  $f_1$  и  $f_2$  выражаются функцией Ферми. В случае изотропного параболического закона дисперсии она зависит от аргумента

$$u = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}, \quad (7.1)$$