

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 γ 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

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

а для невырожденного полупроводника переходит в функцию Максвелла — Больцмана

$$f = C \exp \left(- \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT} \right). \quad (7.2)$$

Для дальнейшего мы учтем, что тепловая скорость электронов $v_T \sim 10^7$ см/с, в то время как $v_s \sim 10^5$ см/с, а следовательно,

$$\frac{p_x^2}{2mkT} \sim \frac{v_s^2}{v_T^2} \ll 1. \quad (7.3)$$

Поэтому с достаточной точностью можно положить

$$(f_1 - f_2)_0 = -f'(p_{xs}) \left(\frac{\partial u}{\partial p_x} \right)_{p_{xs}} (p_{x2} - p_{x1}) = -f'(p_{xs}) \frac{p_{xs}}{mkT} \hbar q. \quad (7.4)$$

Здесь $p_{xs} = mv_s$, а через f' обозначена производная от f по аргументу u .

Положим теперь, что электроны дрейфуют во внешнем электрическом поле в направлении оси X . Будем считать, что время релаксации импульса τ слабо зависит от энергии электронов. Тогда всем электронам можно приписать одинаковую подвижность $\mu = e\tau/m$ и одинаковую скорость дрейфа. Как будет показано в § XVI. 4, при определенных условиях функция распределения по квазиимпульсам при наличии дрейфа зависит от аргумента

$$\frac{(p_x - p'_x)^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}, \quad (7.5)$$

где $p'_x = mv_d$. В невырожденном полупроводнике мы получим «смещенное» распределение Максвелла — Больцмана

$$f = C \exp \left(- \frac{(p_x - p'_x)^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT} \right). \quad (7.6)$$

Поэтому вместо формулы (7.4) мы будем иметь

$$(f_1 - f_2)_{v_d} = -f'(p_{xs} - p'_x) \frac{p_{xs} - p'_x}{mkT} \hbar q. \quad (7.7)$$

Для отношения коэффициентов поглощения волны при дрейфе $\gamma(v_d)$ и без дрейфа $\gamma(0)$ получается

$$\frac{\gamma(v_d)}{\gamma(0)} = \frac{(f_1 - f_2)_{v_d}}{(f_1 - f_2)_0} = \psi \cdot \left(1 - \frac{p'_x}{p_{xs}} \right) = \psi \cdot \left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right), \quad (7.8)$$

где обозначено

$$\psi = \frac{f'(p_{xs} - p'_x)}{f'(p_{xs})}.$$

Нетрудно видеть, что функция $\psi \simeq 1$. Действительно, учитывая выражения (7.2) и (7.6), мы имеем

$$\psi = \exp \left(- \frac{(p_{xs} - p'_x)^2 - p_{xs}^2}{2mkT} \right) = \exp \left\{ \frac{p_{xs}^2}{mkT} \frac{v_d}{v_s} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_d}{v_s} \right) \right\}.$$

В силу неравенства (7.3) показатель экспоненты гораздо меньше единицы, и поэтому приближенно это выражение можно заменить единицей. Таким образом, мы получаем окончательно

$$\gamma(v_d) = \gamma(0) \left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right). \quad (7.9)$$

Так же, как и для длинных волн, γ зависит от отношения v_d/v_s . При $v_d > v_s$ поглощение потока фононов сменяется генерацией фононов. Однако кривые зависимости $\gamma(v_d)$ уже не имеют вида, показанного на рис. 15.3, а изображаются прямыми линиями (7.9).

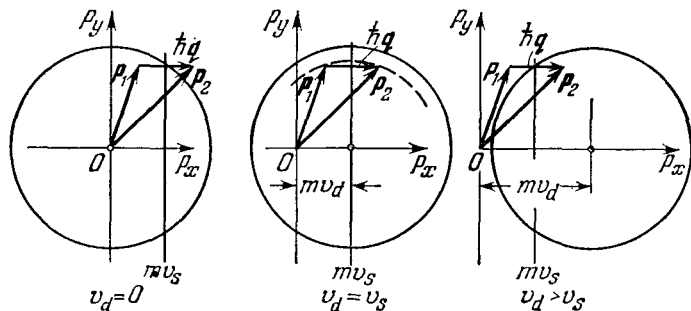


Рис. 15.7. Взаимодействие электронов с фононами при разной скорости дрейфа.

На рис. 15.7 наглядно показано, как возникает генерация фононов. Здесь изображено сечение одной из изоэнергетических поверхностей

$$(p_x - p'_x)^2 + p_y^2 + p_z^2 = \text{const}$$

и векторы импульсов взаимодействующих электрона \mathbf{p} и фонона $\hbar\mathbf{q}$. Согласно формуле (7.6), если конец вектора \mathbf{p} лежит внутри изоэнергетической поверхности, то вероятность такого состояния больше, чем на этой поверхности, и наоборот. При $v_d = 0$ вероятность найти электрон в «состоянии поглощения» фонона, т. е. с импульсом \mathbf{p}_1 , больше, чем вероятность «состояний испускания» фонона (импульс \mathbf{p}_2), и поэтому преобладают процессы поглощения. При $v_d = v_s$ концы векторов \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 лежат на одной и той же изоэнергетической поверхности (пунктир), а следовательно, частоты актов поглощения и испускания фононов одинаковы. Если же $v_d > v_s$, то концы векторов \mathbf{p}_2 располагаются на изоэнергетической поверх-

ности меньшего радиуса, чем концы векторов \mathbf{p}_1 . В этом случае число электронов в «состоянии испускания» больше, чем в «состоянии поглощения», и суммарный результат есть генерация фононов. Можно сказать, что при сверхзвуковом дрейфе электронов возникает *инверсия заселенности квантовых состояний* (по сравнению со случаем $v_d = 0$), аналогичная инверсии заселенности энергетических уровней в оптических квантовых генераторах (лазерах, см. § XVIII.6).

Рассматриваемые явления имеют глубокую аналогию и с другим важным явлением — *излучением Вавилова — Черенкова*, которое заключается в генерации света под действием быстрых электронов (β -частиц), когда их скорость становится больше фазовой скорости света в среде c/n . Усиление гиперзвука есть, по сути дела, излучение Вавилова — Черенкова, однако не квантов света, а квантов звука — фононов.

§ 8. Усиление тепловых флуктуаций

Вернемся теперь опять к длинным волнам ($ql \ll 1$) и к коллективному взаимодействию. В этом случае поглощение и усиление упругих волн сверхзвуковым дрейфом электронов имеет важную особенность. Если создать скорость дрейфа $v_d > v_s$ в направлении волны и затем изменить направление поля на обратное, то усиление волны в первом случае будет больше, чем ее поглощение при изменении направления дрейфа. Это связано с тем, что кривые $\gamma(v_d)$ симметричны относительно точки $\eta = 1 - v_d/v_s = 0$, но не точки $v_d = 0$. Так, например, если $v_d/v_s = 1,5$ (усиление), то в случае рис. 15.3 $|\gamma| = |\gamma|_{\max}$. Изменяя же направление дрейфа (поглощение), мы найдем, что $v_d/v_s = -1,5$ соответствует только $\gamma \simeq \simeq 1/3 \gamma_{\max}$. Или, иначе, дрейфующая плазма обладает свойством *невозвратности* по отношению к упругим волнам. Поэтому, если волна, полностью отражаясь от граней пластинки, проходит один прямой и один обратный путь (замкнутый цикл), она получает выигрыш мощности.

Подчеркнем, что этот результат справедлив только для коллективного взаимодействия ($ql \ll 1$). Для очень коротких волн ($ql \gg 1$) зависимость γ от η выражается формулой (7.9) и имеет другой характер. В этом случае при замкнутом цикле энергия волны не увеличивается, а, напротив, уменьшается.

Так как при $v_d > v_s$ усиливаются также и тепловые флуктуации решетки, то в режиме усиления наблюдаются акустические шумы. Если импульс ускоряющего поля короче времени прохождения звука через пластинку d/v_s , то флуктуации усиливаются лишь при однократном прохождении в направлении дрейфа (однопролетные шумы). Если же импульс поля длинный, то тепловые флуктуации, многократно отражаясь от граней пластинки, проходят