Глава XV

АКУСТО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 1. Предварительные замечания

Взаимодействие колебаний решетки с электронами проводимости проявляется не только в процессах рассеяния квазиимпульса электронов на тепловых колебаниях решетки (гл. XIV), но и в том случае, когда в кристалле распространяются введенные извне упругие волны. В результате этого взаимодействия, с одной стороны, изменяется поведение упругих волн в полупроводниках и, с другой стороны, под действием волн возникают новые электронные процессы.

Ниже мы рассмотрим три наиболее важных акусто-электронных явления: 1) изменение скорости звуковых волн, 2) поглощение звуковых волн и 3) акусто-электрический эффект. Последний заключается в том, что, вследствие увлечения электронов проводимости упругой волной, в полупроводнике возникает электродвижущая сила.

Однако сначала мы должны остановиться на важном общем вопросе о способе описания акусто-электронных явлений. Положим, что звуковая волна, которую мы сейчас будем рассматривать как поток фононов с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\mathbf{q}$, распространяется вдоль оси X. Рассмотрим, далее, взаимодействие одного электрона с фононом, сопровождающееся поглощением фонона. Как было показано в § XIV.4, при этом должны выполняться законы сохранения квазиимпульса и энергии. При изотропном параболическом законе дисперсии это дает

$$p_{x2} = p_{x1} + \hbar q, \tag{1.1}$$

$$\frac{p_{x2}^2}{2m} = \frac{p_{x1}^2}{2m} + \hbar\omega. \tag{1.2}$$

Здесь p_{x1} и p_{x2} — проекции импульса электрона на направление волны до и после взаимодействия. Подставляя в формулу (1.2) p_{x2} из формулы (1.1) и учитывая, что ω/q есть фазовая скорость волны, обозначаемая в этой главе через v_s, получаем

$$\frac{\hbar q}{m}\left[p_{x1} - \left(mv_s - \frac{1}{2}\hbar q\right)\right] = 0. \tag{1.3}$$

Отсюда следует, что взаимодействовать с решеткой могут только те электроны, импульс которых удовлетворяет условию

$$p_{x1} = mv_s - \frac{1}{2}\hbar q. \tag{1.4}$$

Его поясняет рис. 15.1, где изображено сечение «плоскости взаимодействия» $p_{x1} = \text{const}$ плоскостью рисунка и показано расположение векторов $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$. Аналогично, при испускании одного фонона концы векторов $\mathbf{p}$ должны лежать на плоскости взаимодействия $p_{x2} = \text{const}$, где

$$p_{x2} = mv_s + \frac{1}{2}\hbar q. \tag{1.4a}$$

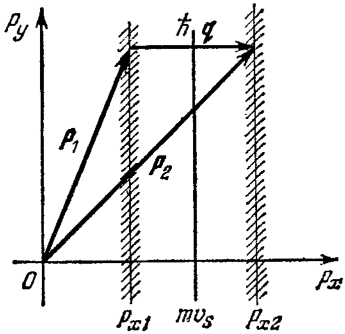

Рис. 15.1. Элементарный акт взаимодействия электрона и фонона.

В этом описании мы не учитывали того, что, помимо взаимодействия со звуковой волной, электроны могут еще рассеиваться на тепловых колебаниях решетки, на ионизованных примесях и вследствие других процессов (гл. XIV). Иными словами, мы рассматривали электронный газ в кристалле как бесстолкновительную плазму. Однако, как мы сейчас увидим, это можно сделать лишь в том случае, когда частота звуковой волны достаточно велика. Для низких же частот звука такое описание невозможно вследствие квантово-механического соотношения неопределенности. Действительно, если τ есть время свободного пробега электрона, то его энергия определена лишь с точностью

$$\Delta E \sim \hbar/\tau. \tag{1.5}$$

Поэтому вместо формулы (1.3) мы должны писать

$$\frac{\hbar q}{m}\left\{p_x - \left(mv_s - \frac{1}{2}\hbar q\right)\right\} \sim \frac{\hbar}{\tau}. \tag{1.6}$$

Соответственно этому возникает и неопределенность импульса (1.4) взаимодействующих электронов

$$\Delta p_x \sim \frac{\hbar}{\tau}\frac{m}{\hbar q} = \frac{m}{q\tau}, \tag{1.7}$$

а плоскости взаимодействия на рис. 15.1 размываются в полосы шириной $\sim \Delta p_x$. Очевидно, что если

$$\Delta p_x \gtrsim p_x, \tag{1.8}$$

то о взаимодействии индивидуальных электронов говорить уже нельзя и приближение бесстолкновительной плазмы становится неприменимым. В этом случае процессы имеют коллективный характер и со звуковой волной взаимодействуют сгустки объемного заряда. При этом звуковую волну можно рассматривать как упругую волну в сплошной среде и для описания акусто-электронных явлений пользоваться уравнениями электродинамики и механики сплошных сред (гидродинамическое описание).

Так как в наших рассуждениях составляющие импульса p_y и p_z произвольны, то максимальное значение p_x имеет порядок p. Учитывая, далее, что $p\tau/m = v_T\tau = l$, где l — длина свободного пробега электронов, находим из соотношений (1.7) и (1.8) условие возможности гидродинамического описания:

$$ql \leqslant 1. \tag{1.9}$$

В случае обратного неравенства, напротив, гидродинамическое описание становится непригодным и мы должны рассматривать взаимодействие отдельных электронов и фононов.

При комнатных температурах обычно $l \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см и поэтому $ql = 1$ при $q \sim 10^5 \div 10^6$ см$^{-1}$. Так как скорость звука $v_s \sim$ $\sim 10^5$ см/с, то это соответствует частоте $\omega = qv_s \sim 10^{10} \div 10^{11}$ с$^{-1}$, или числу колебаний в секунду $\omega/2\pi \sim 10^9 \div 10^{10}$ Гц. Таким образом, гидродинамическое описание оказывается справедливым вплоть до очень высоких частот, порядка гигагерц.

§ 2. Взаимодействие упругих волн с электронами проводимости

1. В акусто-электронных явлениях обычно приходится учитывать два основных типа взаимодействия электронов со звуковой волной: обусловленное потенциалом деформации (§ XIV, 3) и вызываемое электрическим полем пьезоэлектрического эффекта. Оба эти типа взаимодействия были уже рассмотрены в гл. XIV. Однако сейчас нас будет интересовать гораздо более простой случай, когда в кристалле имеется лишь одна волна, которую для определенности мы будем считать продольной. Далее, мы положим, что волна распространяется вдоль какой-либо оси симметрии кристалла, и, соответственно, будем считать, что все векторные величины направлены вдоль этой оси и зависят только от одной координаты x (и от времени t). Тогда для изменения энергии электрона ΔE при деформации u вместо формулы (XIV.3.5′) мы будем иметь простое соотношение

$$\Delta E = E_1 u, \tag{2.1}$$

в которое входит лишь одна компонента потенциала деформации E_1. Соответственно сила, действующая на электрон, равна

$$F = -\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = -E_1 \frac{\partial u}{\partial x} = -E_1 \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2}, \tag{2.2}$$