ного газа при комнатных температурах. Действительно, при заданном поле разность ($T_e - T$) тем больше, чем больше время τ_c, а оно становится особенно большим лишь при достаточно низких температурах T.

§ 2. Симметричная и антисимметричная части функции распределения

Функция распределения носителей заряда в слабом электрическом поле была исследована в гл. XIII. Легко убедиться, однако, что, пользуясь выражениями (XIII.5.1) и (XIII.6.7), мы получили бы для средней энергии обычное термодинамически равновесное значение. В самом деле, по определению

$$n\langle E\rangle = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int E(\mathbf{p})\,f(\mathbf{p})\,d\mathbf{p}. \qquad (2.1)$$

Подставляя (XIII.5.1) в (2.1), видим, что слагаемое f_1, будучи нечетной функцией квазиимпульса, не дает вклада в интеграл, чем и доказывается высказанное утверждение. Этого и следовало ожидать: равенства (XIII.5.1) и (XIII.6.7) получены из кинетического уравнения лишь для достаточно слабого поля, когда квадратом и более высокими степенями его напряженности можно пренебречь.

При учете нагрева функцию распределения $f(\mathbf{p})$ также можно записать в виде суммы слагаемых, четного и нечетного относительно изменения знака $\mathbf{p}$:

$$f(\mathbf{p}) = \frac{f(\mathbf{p})+f(-\mathbf{p})}{2} + \frac{f(\mathbf{p})-f(-\mathbf{p})}{2}. \qquad (2.2)$$

Первое слагаемое в правой части (2.2) называется *симметричной частью* функции распределения (f_s), второе — *антисимметричной* (f_a):

$$f(\mathbf{p},\ \mathcal{E}) = f_s + f_a, \qquad (2.3)$$

причем

$$f_s(-\mathbf{p}) = f_s(\mathbf{p}), \qquad f_a(-\mathbf{p}) = -f_a(\mathbf{p}).$$

В отсутствие нагрева электронного газа функция f_s превращается в равновесную функцию распределения $f_0(E)$, а f_a — в малую добавку f_1.

Представление функции распределения в виде (2.3) имеет ясный физический смысл. Именно, антисимметричная часть $f_a(\mathbf{p},\ \mathcal{E})$ описывает возникновение потоков заряда, энергии и т. д., а симметричная часть $f_s(\mathbf{p},\ \mathcal{E})$ связана с функцией распределения носителей заряда по энергии $f(E)$. Так, для средней энергии на один электрон мы имеем

$$\langle E\rangle = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3 n}\int E(\mathbf{p})\,f_s(\mathbf{p},\ \mathcal{E})\,d\mathbf{p}. \qquad (2.4)$$

Далее, обозначим через $\mathscr{P}_+(E, \Delta E)$ и $\mathscr{P}_-(E, \Delta E)$ отнесенные к единице времени вероятности того, что электрон с энергией E, соответственно, получит и потеряет в акте рассеяния энергию ΔE. Тогда

$$\langle \dot{E} \rangle = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3 n} \int f_s(\mathbf{p}, \mathcal{E}) \left[\int d(\Delta E) \left(\mathscr{P}_-(E, \Delta E) - \mathscr{P}_+(E, \Delta E)\right) \right] d\mathbf{p}. \tag{2.5}$$

Таким путем, зная функцию распределения, можно вычислить время релаксации τ_e. Соответствующие расчеты можно найти в книгах [1, 2].

Подставляя выражение (2.3) в кинетическое уравнение (XIII.3.12) и разделяя в нем слагаемые, четные и нечетные по $\mathbf{p}$, мы получим систему двух интегро-дифференциальных уравнений для определения двух функций f_s и f_a. Замечая, что производная от четной (нечетной) функции есть нечетная (четная) функция своего аргумента, имеем (в отсутствие магнитного поля, при $\mathbf{F} = -e\mathcal{E}$)

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla f_a) + (\mathbf{F}, \nabla_p f_a) = J_s[f], \tag{2.6}$$

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla f_s) + (\mathbf{F}, \nabla_p f_s) = J_a[f], \tag{2.7}$$

где J_s и J_a — четная и нечетная (относительно изменения $\mathbf{p}$) части интеграла столкновений.

Пусть рассеяние носителей заряда происходит только на несовершенствах решетки (включая фононы). Тогда, поскольку электронный газ не вырожден, интеграл столкновений дается выражением (XIII.3.10), в котором разность $1 - f(\mathbf{p})$ можно заменить единицей. Изменим знак аргумента $\mathbf{p}$ в (XIII.3.10) и одновременно произведем замену переменной интегрирования $\mathbf{p}' = -\mathbf{p}''$. При этом коэффициенты $\mathscr{P}_1$ и $\mathscr{P}_2$, будучи функциями только аргументов (XIII.6.4), останутся неизменными. Следовательно, интеграл $J[f]$ изменит или сохранит свой знак в зависимости от того, содержит ли он функцию f_s или f_a:

$$J_s[f] = J[f_s], \qquad J_a[f] = J[f_a]. \tag{2.8}$$

Такая простая форма связи между J_s, J_a и f_s, f_a обусловлена тем, что в рассматриваемом случае функция распределения входит под знак интеграла столкновений линейно. Если существенно фермиевское вырождение газа носителей заряда или рассеяние последних друг на друге, то соотношения между J_s, J_a и f_s, f_a оказываются более сложными.

Теоретическое исследование нагрева электронного газа в полупроводниках сводится, таким образом, к решению уравнений (2.6) и (2.7) при различных механизмах рассеяния носителей заряда.