Из формул (1.19)—(1.24) ясен способ вычисления постоянной Холла и магнетосопротивления: надо, пользуясь методами статистической физики, вычислить плотность тока в рассматриваемых условиях опыта. В достаточно слабом электрическом поле результат будет иметь вид (1.15) или (1.15′), но с явно вычисленными коэффициентами пропорциональности между векторами $\mathfrak{E}$, $(\mathfrak{B}, \mathfrak{E})\,\mathfrak{B}$, $[\mathfrak{E} \times \mathfrak{B}]$ и $\mathscr{K}$, с одной стороны, и вектором $\mathbf{j}$ — с другой. Эти коэффициенты следует отождествить с феноменологически введенными величинами a_1, a_2, a_3 или $\sigma + \delta\mathscr{B}^2$, η, β, γ.

Подобно (1.16), при наличии как градиента температуры, так и магнитного поля выражения для плотности тока и плотности потока энергии электронов (1.7) и (1.8) следует писать в виде, характерном для анизотропной среды:

$$j_\alpha = \frac{1}{e}\,\sigma_{\alpha\beta}(\mathfrak{B})\,\frac{\partial F}{\partial x_\beta} - \sigma_{\alpha\beta}(\mathfrak{B})\,\alpha_{\beta\gamma}\,\frac{\partial T}{\partial x_\gamma}, \tag{1.25}$$

$$I_\alpha = -\,\varkappa_{\alpha\beta}(\mathfrak{B})\,\frac{\partial T}{\partial x_\beta} + \Pi_{\alpha\beta}(\mathfrak{B})\,j_\beta - \frac{F}{e}\,j_\alpha. \tag{1.26}$$

При этом аналог соотношения (I.1.18) следует писать в виде

$$\Pi_{\alpha\beta} = T\alpha_{\alpha\beta};$$

тензор $\alpha_{\alpha\beta}$, вообще говоря, не симметричен.

Таким путем вводятся все феноменологические коэффициенты, описывающие явления переноса заряда и энергии при достаточно слабых электрических полях и малых градиентах температуры. Способ явного их вычисления ясен из предыдущего.

§ 2. Кинетические коэффициенты и функция распределения

В теории явлений переноса нас интересует, как правило, поведение газа носителей заряда в условиях, когда электрохимический потенциал его сравнительно медленно изменяется в пространстве: изменение F на расстоянии порядка постоянной решетки очень мало. Согласно результатам § IV.4 носители заряда при этом можно рассматривать как частицы с законом дисперсии $E_l(\mathbf{p})$ и скоростью $\mathbf{v}_l = \nabla_\mathbf{p} E_l$. Если, сверх того, электрохимический потенциал медленно меняется и на расстояниях порядка характерной длины волны носителя заряда, то систему свободных электронов (дырок) можно рассматривать просто как газ классически движущихся частиц, «упрятав» все квантовые эффекты в закон дисперсии $E_l(\mathbf{p})$. Главную роль при этом играет представление о функции распределения носителей заряда по квазиимпульсам и координатам $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$. В применении к пространственно однородной системе в условиях равновесия мы уже пользовались этим представлением в гл. V. По определению средняя концентрация электронов проводимости в элементе объема $\mathbf{p}$-пространства $dp_x dp_y dp_z \equiv d\mathbf{p}$, содержащем точку $\mathbf{p}$, дается выражением

$$\frac{2}{(2\pi\hbar)^3} f(\mathbf{p}, \mathbf{r})\, d\mathbf{p}. \tag{2.1}$$

В силу (2.1) выражения для плотности тока и плотности потока энергии электронов можно записать в виде (опускаем индекс l):

$$\mathbf{j} = -\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int \mathbf{v}(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, \mathbf{r})\, d\mathbf{p}, \tag{2.2}$$

$$\mathbf{I} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \mathbf{v}(\mathbf{p}) [E(\mathbf{p}) - e\varphi] f(\mathbf{p}, \mathbf{r})\, d\mathbf{p}. \tag{2.3}$$

Интегралы здесь берутся, строго говоря, по зоне Бриллюэна. Однако, в силу быстрого убывания функции распределения с увеличением энергии электрона, часто бывает возможно распространить их на все бесконечное $\mathbf{p}$-пространство.

В условиях термодинамического равновесия правые части (2.2) и (2.3) обращаются в нуль. Формально это видно из того, что в указанных условиях $f(\mathbf{p}) = f_0(E(\mathbf{p}))$. Функция f_0 имеет вид (V.3.1) и зависит только от энергии. Поскольку энергия есть четная функция квазиимпульса, а скорость $\mathbf{v}(\mathbf{p})$ — нечетная, интегралы от произведений $f_0\mathbf{v}$ обращаются в нуль.

Факт нарушения термодинамического равновесия проявляется в изменении вида функции распределения. При этом она оказывается зависящей, вообще говоря, не только от энергии, но и от направления вектора $\mathbf{p}$.

Таким образом, вычисление плотности тока и плотности потока энергии сводится к нахождению неравновесной функции распределения $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ с последующим вычислением интегралов в правых частях (2.2) и (2.3). В зависимости от того, каким именно путем нарушено термодинамическое равновесие в системе носителей заряда, функция распределения их может иметь различный вид. По этой причине естественно искать не универсальное выражение для самой функции $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$, а универсальное уравнение, из которого она определяется и которое отражает как условия опыта, так и свойства материала. В рамках классической кинетической теории газов такая задача была поставлена и решена Л. Больцманом; в дальнейшем его метод был обобщен А. Зоммерфельдом на предмет учета возможного вырождения электронного газа. Уравнение, полученное Больцманом, называется кинетическим. Метод расчета кинетических коэффициентов, основанный на его использовании, принадлежит к числу наиболее популярных и эффективных средств теории явлений переноса (условия применимости его обсуждаются в § XIV.2).