

в (ч. II.53.8) интегрирование по углу θ , то получаем в качестве окончательного результата

$$\frac{1}{\tau(E)} = a \left[\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} \right]. \quad (2.106)$$

Параметры a и b имеют, вследствие разных длин экранирования, различный вид для полупроводников и металлов. Если от рассеяния на отдельном дефекте перейти к рассеянию на $N_d = n_d V_d$ независимых дефектах, получаем для полупроводников

$$a = \frac{\pi e^4 n_d}{\sqrt{2m^*} \epsilon_0^2 E^{3/2}}, \quad b = \frac{2m^* \epsilon_0 k_B T}{\pi \hbar^2 e^2 n_d} E \quad (2.107)$$

для металлов

$$a = \frac{\pi e^4 n_d \hbar k_F}{2m^* E_F^2}, \quad b = \frac{2\pi \hbar^2 k_F}{m^* e^2}. \quad (2.108)$$

Видим, что время релаксации не зависит от того, является ли рассеивающий потенциал отталкивающим или притягивающим. Температурную зависимость удельного электросопротивления получаем для металлов из (ч. II.60.12), для полупроводников — из (ч. II.60.13). Так как, согласно (2.108), $\tau(E)$ для металлов от температуры не зависит и из выражения (ч. II.60.12) $[\sigma = (e^2/m^*)n\tau]$ также не возникает никаких других зависящих от температуры факторов, находим, что рассеяние на дефектах приводит к не зависящему от температуры удельному электросопротивлению. Это — упоминавшееся в связи с рис. 65 из ч. II *остаточное сопротивление* в металлах (*правило Матиссена*).

В температурную зависимость удельного сопротивления в полупроводниках вносят вклад многие факторы в (ч. II.60.13). Если собрать их все вместе, то для подвижности следует закон $T^{3/2}$ вместо закона $T^{-3/2}$ при взаимодействии электронов с продольными акустическими фононами. Если эти два механизма рассеяния конкурируют, то оказывается, что при высоких температурах доминирующим является электрон-фононное взаимодействие, тогда как при низких температурах доминирует рассеяние на дефектах (примесное рассеяние). Подвижность ограничена в каждом случае доминирующим механизмом. При исследовании температурной зависимости удельной проводимости в полупроводниках следует иметь в виду, что в большей части диапазона температур главным фактором является температурная зависимость электронной или дырочной концентрации.

Подобно тому как электропроводность ограничена рассеянием на дефектах, теплопроводность при низких температурах также ограничивается рассеянием на дефектах. Пример дан в ч. II на рис. 105. В соответствующую теорию углубляться здесь мы не собираемся. Вместо этого мы хотим обратиться к процессу рассеяния, в котором