

мала по сравнению с размером зоны Бриллюэна ($\propto 1/\text{постоянная решетки}$). Согласно принципу неопределенности протяженность волнового пакета в реальном пространстве должна тогда охватывать несколько постоянных решеток. Использование блоховских функций является, следовательно, необходимым, поскольку только в этом случае быстро меняющийся потенциал ионов решетки выпадает из явного описания. Более того, всем другим, зависящим от пространственных координат величинам (внешние поля, неоднородности решетки и пр.), разрешено в таком случае только медленно меняться на длине волнового пакета.

Уравнение Больцмана основано также на предположении, что электрон ускоряется между двумя «столкновениями», как свободная частица с массой m^* . При этом он поглощает энергию из внешнего поля и отдает ее решетке при столкновении. Эта модель теряет силу, когда энергия, поглощенная из внешнего поля, становится сравнимой с шириной энергетической зоны. В случае узких зон это необходимо принимать во внимание. Поскольку столкновения считаются мгновенными процессами, прерывающими свободный полет, время взаимодействия должно быть мало по сравнению со временем между двумя взаимодействиями. Это означает слабую электрон-фононную связь.

В рамках приближения времени релаксации время релаксации τ приводит к *средней длине свободного пробега* $l = \tau v_{th}$ (v_{th} — тепловая скорость, равная $\sqrt{8k_B T / \pi m^*}$). Определяя подвижность электрона как $\mu_n = e\tau/m^*$, находим

$$\mu_n \approx 7l(\text{\AA}) \sqrt{\frac{m}{m^*}} \sqrt{\frac{300 \text{ K}}{T}} \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}. \quad (1.61)$$

При экспериментально наблюдаемых значениях подвижности порядка $1 \div 10 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ средняя длина свободного пробега становится сравнимой с постоянной решетки. Уравнение Больцмана, следовательно, более не пригодно для описания характера явлений переноса.

Из этих доводов становится ясно, что в случае узких зон, неоднородностей решетки, сильной электрон-фононной связи требуются другие методы для рассмотрения явлений переноса.

В этом параграфе мы излагаем более общую формулировку теории проводимости. Случай сильного электрон-фононного взаимодействия рассматривается в следующем параграфе. Вопрос о неоднородностях решетки будет обсуждаться в последующих главах.

Будем искать наиболее общее выражение для удельной проводимости твердого тела. Исходим из статистического оператора ρ , введенного в ч. I, § 6 и использованного для вычисления ожидаемых значений $\langle f \rangle$ соответствующих операторов. Заимствуем из