

При высоких температурах существует достаточно фононов с энергией W^0 (средняя разность энергий между смежными состояниями) для того, чтобы могли иметь место процессы перескоков между близлежащими состояниями. В выражении для скорости перехода R делается равным R^0 (среднее расстояние между ближайшими соседями). Следует рассмотреть две возможности для зависящего от температуры фактора в скорости перехода: если переходы происходят вблизи энергии Ферми, т. е. от состояния $E_i < E_F$ в состояние $E_j > E_F$, (3.13) ведет к фактору $\exp[-(E_j - E_i)/k_B T] = \exp(-W^0/k_B T)$; если переход происходит между двумя E_i, E_j , которые оба лежат выше E_F , получаем фактор $\exp[-(E_j - E_i + W^0)/k_B T]$. Мы вернемся к этому различию в следующем параграфе. Сейчас лишь констатируем, что при высокой температуре эта оценка ведет к *активированной проводимости*.

При низкой температуре нет фононов с энергией W^0 . Электрон должен туннелировать, чтобы достичь более отдаленных состояний ($R > R^0$, но $W < W^0$). Наиболее вероятная длина прыжка R и разность энергий W могут быть легко оценены. Для этого рассмотрим состояние (R_i, E_i) вблизи энергии Ферми и спросим, какой радиус R должна иметь сфера вокруг R_i для того, чтобы найти внутри нее одно состояние с $E_j = E_i + W$. Если предположить, что плотность состояний g является постоянной по интервалу рассматриваемых энергий, то число состояний с энергиями между E_i и $E_i + W$ в сфере радиуса R равно $(4\pi/3)R^3 g W$. Находим одно состояние для $W = 3/4\pi R^3 g$. Можно использовать эту зависимость $W(R)$ для определения экстремума показателя $-2R_W/\lambda - W_W/k_B T$ в вероятности перехода. Он имеет место при $R = (9\lambda/8\pi k_B T g)^{1/3}$, $W = 3/4\pi R^3 g$. Подставляя эти величины в вероятность перехода, получим для w_{ij} и, следовательно, для проводимости σ следующую температурную зависимость:

$$\sigma \sim \exp(-[T_0/T]^{1/4}), \quad T_0 = \frac{5/2}{9\pi\lambda^3 k_B g}. \quad (3.18)$$

Это — закон Мотта $T^{1/4}$.

Предположение, что все прыжки происходят на заданную длину R (перескоки фиксированной длины), оправдывается только для перескоков между ближайшими соседями. Для $R > R^0$ перескоки на различные длины будут следовать один за другим (перескоки переменной длины). В нашей вышеупомянутой модели примесной зоны ограниченной ширины перескоки переменной длины будут поэтому переходить в перескоки фиксированной длины с увеличением температуры.

Различие между перескоками фиксированной и переменной длины не может быть просто перенесено на случай, где плотность состояний такая же, как на рис. 43. Средняя разность энергий между ближайшими соседями W^0 соответствует наибольшей разности энергий в данном спектре, т. е. для примесной зоны она будет ее ши-