

Распределение квантовых состояний в валентной (дырочной) зоне получается с помощью аналогичных рассуждений. Рассматривая по-прежнему случай изотропного параболического закона дисперсии, мы имеем

$$E = E_v - \frac{1}{2m_p} p'^2. \quad (2.4)$$

Поэтому для плотности состояний вблизи края валентной зоны вместо (2.3) получается

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_p)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}. \quad (2.5)$$

Более общие выражения для плотности состояний приводятся в § 7.

§ 3. Распределение Ферми — Дирака

Электроны, как частицы, обладающие полуцелым спином, подчиняются, как известно, статистике Ферми — Дирака. Вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией E , выражается функцией Ферми — Дирака

$$f(E, T) = \left(1 + \exp \frac{E - F}{kT}\right)^{-1}. \quad (3.1)$$

Здесь F — электродхимический потенциал, или уровень Ферми, который, в общем случае, тоже зависит от температуры.

Уровень Ферми тесно связан с термодинамическими характеристиками системы. Так, например, его можно определить как приращение свободной энергии системы при добавлении к ней одного электрона при условии постоянства объема и температуры (см. § 11). Однако мы не будем пока входить подробнее в обсуждение термодинамического смысла F , а будем рассматривать ее как некоторую характерную энергию, зависящую от типа полупроводника, его состава и состояния (температуры, давления и др.), значение которой подлежит дальнейшему определению. Из выражения (3.1) видно, что уровень Ферми можно также определить как энергию такого квантового состояния, вероятность заполнения которого при данных условиях равна $1/2$.

Вид функции Ферми — Дирака схематически показан на рис. 5.2. При $T = 0$ она имеет вид разрывной функции. Для $E < F$ она равна 1, а, значит, все квантовые состояния с такими энергиями заполнены электронами. Для $E > F$ функция $f = 0$ и соответствующие

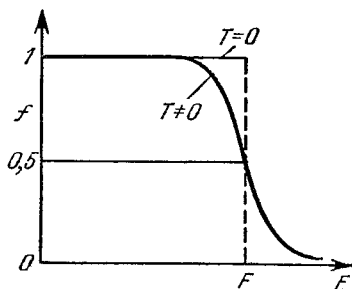


Рис. 5.2. Функция Ферми — Дирака.

щие квантовые состояния совершенно не заполнены. При $T \neq 0$ функция Ферми изображается непрерывной кривой и в узкой области энергий, порядка нескольких kT , в окрестности точки $E = F$ быстро изменяется от 1 до 0. Размытие функции Ферми тем больше, чем выше температура.

Вероятность того, что данное квантовое состояние с энергией E не занято электроном, f_p , есть

$$f_p = (1 - f) = \left(1 + \exp \frac{F - E}{kT}\right)^{-1}. \quad (3.1a)$$

Вычисление различных статистических величин значительно упрощается, если F лежит в запрещенной зоне энергий и удален от края зоны E_c хотя бы на $(2 \div 3)kT$. Тогда в распределении (3.1) можно считать

$$\exp \frac{E - F}{kT} \gg 1$$

и оно переходит в распределение Максвелла — Больцмана классической статистики

$$f = C \exp \left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (3.16)$$

где C — постоянная. В этом случае мы говорим, что электронный газ не вырожден. Аналогично, в полупроводнике p -типа для отсутствия вырождения дырочного газа необходимо, чтобы уровень Ферми F тоже лежал внутри запрещенной зоны и был расположен выше энергии E_v хотя бы на $(2 \div 3)kT$. Противоположный случай, когда уровень Ферми расположен внутри зоны проводимости или внутри валентной зоны, есть случай вырожденного электронного или, соответственно, дырочного газа. В этом случае существенно необходимо пользоваться распределением Ферми — Дирака (3.1) или (3.1a).

В дальнейшем при вычислении концентраций подвижных и связанных носителей заряда мы разделим задачу на две части. А именно, сначала мы выразим эти концентрации через уровень Ферми, а затем рассмотрим, как определить положение самого уровня Ферми.

§ 4. Концентрации электронов и дырок в зонах

Согласно сказанному выше концентрация электронов в зоне проводимости равна

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f(E, T) dE. \quad (4.1)$$

Отметим, что в качестве верхнего предела в написанном интеграле мы должны были бы взять энергию верхнего края зоны проводи-