

совокупностью состояний с одинаковой энергией E_v , число которых в каждой единице объема есть N_v .

Полагая в выражении (4.3) m_n равным массе изолированного электрона m_0 и $T = 300$ К, мы получаем $N_v = 2,510 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Для какой-либо другой температуры и иной эффективной массы мы имеем

$$N_{c(v)} = 2,510 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_{n(p)}}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ см}^{-3}, \quad (5.3)$$

где $m_{n(p)}$ — эффективная масса электронов или, соответственно, дырок. В невырожденных полупроводниках концентрация основных носителей мала по сравнению с N_c и N_v . В вырожденных полупроводниках имеет место обратное. Поэтому, сопоставляя измеренные значения концентрации электронов и дырок со значениями N_c и N_v , определяемыми соотношением (5.3), можно сразу установить, является ли данный полупроводник вырожденным или нет.

Так как эффективная масса входит в выражения для n и p только в виде множителя $m^{3/2}$, в то время как уровень Ферми F входит в показатель степени, то отношение n/p зависит главным образом от положения F относительно краев зон. Выражения (5.1) и (5.2) показывают, что концентрация подвижных носителей заряда будет больше в той зоне, к которой ближе расположен уровень Ферми. Носители заряда в этой ближайшей зоне будут основными, поэтому в полупроводниках n -типа уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны, а в полупроводниках p -типа — в нижней половине. Исключение могут составить узкозонные полупроводники, в которых m_n и m_p могут сильно отличаться.

Однако произведение концентраций электронов и дырок для невырожденного полупроводника не зависит от положения уровня Ферми. Согласно (5.1) и (5.2) оно равно

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp \left(- \frac{E_g}{kT} \right). \quad (5.4)$$

Здесь n_i есть концентрация электронов в условиях, когда $n = p$, т. е. в собственном полупроводнике. Соотношение (5.4) широко используется для определения (термической) ширины запрещенной зоны E_g по экспериментальным данным о зависимости собственной концентрации n_i от температуры.

§ 6. Случай сильного вырождения

Другой крайний случай мы имеем при сильном вырождении электронного газа, когда

$$\exp \frac{E_c - F}{kT} \ll 1.$$

В этом случае уровень Ферми лежит внутри зоны проводимости,

а концентрация электронов в зоне $n \gg N_c$. Взаимное расположение кривых $N_c(E)$, $f(E, T)$ и dn/dE для вырожденного полупроводника n -типа схематически показано на рис.

5.4. В этом случае в интеграле Ферми (4.5) $\exp(x - \zeta^*) \ll 1$. Далее, в качестве верхнего предела интеграла можно положить $x_m = (F - E_c)/kT$. Это совершенно точно при $T = 0$, однако справедливо с хорошим приближением и при $T \neq 0$ вследствие быстрого убывания функции Ферми—Дирака при $E > F$. Тогда опять интеграл Ферми вычисляется непосредственно и мы имеем

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_m} x^{1/2} dx = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c x_m^{3/2} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{F - E_c}{kT} \right)^{3/2}. \quad (6.1)$$

При температуре абсолютного нуля все состояния в зоне, энергия которых $E > F$, свободны, а все состояния с $E < F$ заняты электронами. Поэтому химический потенциал электронов $\zeta = F - E_c$ есть максимальная энергия электронов при $T = 0$. Эту величину, играющую важную роль в теории металлов, часто называют *энергией Ферми*. Подставляя в (6.1) для N_c его выражение (4.3), находим

$$\zeta = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n^{2/3}}{2m_n}. \quad (6.2)$$

В случае вырожденного полупроводника p -типа, аналогично, в интеграле Ферми $\Phi_{1/2}(\eta^*)$ можно положить $\exp(y - \eta^*) \ll 1$, а в качестве верхнего предела интеграла можно выбрать $y_m = (E_v - F)/kT$. Тогда вместо (6.2) мы получим

$$\eta = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 p^{2/3}}{2m_p}. \quad (6.3)$$

§ 7. Эффективная масса плотности состояний

Во всех предыдущих параграфах мы считали закон дисперсии изотропным и параболическим. Весьма часто, однако, приходится иметь дело и с более сложными случаями. Так, например, для зоны проводимости в германии и кремнии изоэнергетические поверхности суть эллипсоиды вращения (см. § III.9). Центры этих эллипсоидов не совпадают с центром зоны Бриллюэна, и поэтому в ней имеется несколько эквивалентных минимумов энергии. Изоэнерге-

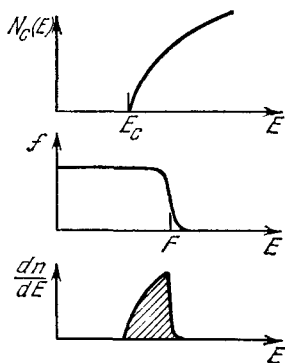


Рис. 5.4. Схематический ход функций $N_c(E)$, $f(E, T)$ и dn/dE в сильно вырожденном полупроводнике n -типа.