

электрон — дырка. Последняя имеет порядок немногих электрон-вольт (например, для германия $w_i \simeq 2,5$ эВ). Поэтому для жесткого рентгеновского и γ -излучений значения ν могут быть очень велики. То же имеет место и для быстрых электронов и других корпускулярных излучений. Это обстоятельство в настоящее время используют в полупроводниковых счетчиках элементарных частиц.

§ 5. Квазиуровни Ферми

В термодинамически неравновесном состоянии (например, при освещении полупроводника) уже не существует единого уровня Ферми для всей системы и поэтому выражения для концентраций электронов и дырок, полученные нами в гл. V, уже несправедливы. При этом, в частности, не выполняется и соотношение $np = n_i^2$.

Однако, следуя Шокли, можно обобщить соотношения статистики на неравновесные состояния, если вместо уровня Ферми формально ввести новые величины — *квазиуровни Ферми*. Положим, что вероятность заполнения электроном состояния с энергией E в зоне проводимости можно представить в виде, по форме совпадающем с распределением Ферми — Дирака (V.3.1):

$$f_n = \left(1 + \exp \frac{E - F_n}{kT}\right)^{-1}. \quad (5.1)$$

Тогда, по определению, величина F_n есть квазиуровень Ферми для электронов.

Аналогично, для вероятности нахождения вакансии (дырки) на уровне энергии E в валентной зоне положим

$$f_p = \left(1 + \exp \frac{F_p - E}{kT}\right)^{-1}, \quad (5.2)$$

где, по определению, F_p есть квазиуровень Ферми для дырок. Тогда очевидно, что для n и p мы получим те же соотношения, что и в гл. V, в которые, однако, вместо уровня Ферми F будут входить квазиуровни F_n и, соответственно, F_p . В частности, в невырожденных полупроводниках для неравновесных электронов будет по-прежнему справедливо распределение Больцмана

$$f_n = \exp \frac{F_n - E}{kT}. \quad (5.1a)$$

Соответственно вместо формул (V.5.1) и (V.5.2) мы получим

$$n = n_0 + \delta n = N_c \exp \frac{F_n - E_c}{kT}, \quad (5.3)$$

$$p = p_0 + \delta p = N_v \exp \frac{E_v - F_p}{kT}. \quad (5.4)$$

Вместо формулы (V.5.4) мы будем иметь

$$pn = n_i^2 \exp \frac{F_n - F_p}{kT}. \quad (5.5)$$

Таким образом, появление в зонах неравновесных электронов и дырок можно описать как «расщепление» первоначального уровня Ферми F на два квазиуровня F_n и F_p , каждый из которых смещается по направлению к своей зоне (рис. 7.6). Совершенно аналогично, для нахождения концентраций связанных носителей на ловушках n_t и p_t мы могли бы воспользоваться функцией распределения (V.9.3) (или более общей формулой (V.11.8)), заменив в ней F на некоторый квазиуровень Ферми для ловушек F_t , который, вообще говоря, отличается от F_n и F_p .

Введение квазиуровней Ферми физически обозначает предположение, что времена релаксации импульса τ_p и энергии τ_E для электронов и дырок намного меньше времени их существования в зонах. Как уже говорилось в § 4, в этом случае можно считать, что в электронном и дырочном газах устанавливается равновесное фермиевское распределение, и притом с одной и той же температурой для всей системы. Однако равновесия по отношению к концентрациям электронного и дырочного газов при этом может и не быть. Именно это и учитывается введением различных квазиуровней Ферми для дырок и электронов. Отметим, что указанное предположение а priori не очевидно. Однако имеются эксперименты, позволяющие его проверить (см. § 9). Они показывают, что, по крайней мере для некоторых полупроводников, оно действительно оправдывается.

Отметим теперь два важных свойства квазиуровней Ферми. В § VI.3 мы видели, что плотность тока в невырожденных полупроводниках пропорциональна градиенту уровня Ферми. Повторяя те же рассуждения для рассматриваемого случая биполярной неравновесной проводимости и используя вместо соотношений (V.5.1) и (V.5.2) обобщенные формулы (5.3) и (5.4), мы получим для электронной и дырочной составляющих плотности тока j_n и j_p формулы, аналогичные (VI.3.2):

$$j_n = \mu_n n(\mathbf{r}) \nabla F_n, \quad (5.6)$$

$$j_p = \mu_p p(\mathbf{r}) \nabla F_p. \quad (5.7)$$

Отсюда видно, что при наличии тока квазиуровни Ферми изменяются в пространстве, и тем быстрее, чем меньше локальные значения концентраций электронов n или, соответственно, дырок p .

Далее, легко видеть, что разность квазиуровней Ферми на концах полупроводника непосредственно связана с разностью электрических потенциалов, существующей между этими концами. Поло-

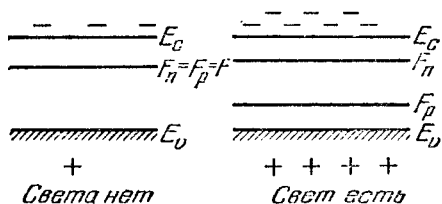


Рис. 7.6. К понятию квазиуровней Ферми.

жим сначала, что в полупроводнике имеются только электроны и будем считать для простоты, что все величины зависят от одной координаты x . Тогда, вводя в формулу (5.6) электропроводность $\sigma_n(x) = e\mu_n n(x)$, имеем

$$j_{nx} = \frac{1}{e} \sigma_n(x) \frac{dF_n}{dx}.$$

С другой стороны, согласно общей форме дифференциального закона Ома, можно написать

$$j_{nx} = \sigma_n(x) (\mathcal{E}_x + \mathcal{E}_{nx}^*),$$

где \mathcal{E}_x — напряженность кулоновского электрического поля, а \mathcal{E}_{nx}^* — напряженность поля сторонних сил, действующих на электроны. (В рассматриваемом случае это есть сила давления электронного газа, обусловленная градиентом концентрации электронов). Сравнивая эти соотношения, получаем

$$\frac{dF_n}{dx} = e (\mathcal{E}_x + \mathcal{E}_{nx}^*).$$

Поэтому разность значений квазиуровней Ферми для двух каких-либо сечений полупроводника A и B (рис. 7.7) равна

$$F_{nB} - F_{nA} = e \left(\int_A^B \mathcal{E}_x dx + \int_A^B \mathcal{E}_{nx}^* dx \right).$$

Первый интеграл в правой части есть уменьшение потенциала при переходе от A к B , обусловленное током (или ir , где i — сила тока, а r — сопротивление участка). Второй интеграл есть электродвижущая сила V_0 . Она вызывает увеличение потенциала при переходе от A к B на V_0 . Поэтому все выражение в круглых скобках есть

$$ir - V_0 = \text{разности потенциалов на концах участка } (\varphi_A - \varphi_B)$$

и

$$F_{nB} - F_{nA} = -e (\varphi_B - \varphi_A).$$

Распределение потенциала показано на рис. 7.7 снизу, где для ясности чертежа предположено, что эдс имеется только в некотором слое.

Рассуждая аналогично, мы найдем, что если бы были только дырки, то разница квазиуровней для дырок была бы

$$F_{pB} - F_{pA} = -e (\varphi_B - \varphi_A)',$$

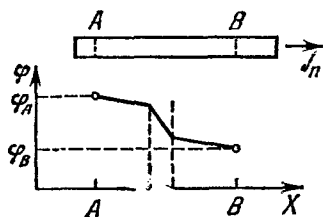


Рис. 7.7. К установлению связи между квазиуровнями Ферми и внешним напряжением.

где разность потенциалов теперь была бы, вообще говоря, другой, так как распределения неравновесных электронов и дырок различны и сторонние силы \mathcal{E}_{nx}^* и \mathcal{E}_{px}^* неодинаковы.

Выберем теперь сечения A и B в таких частях полупроводника, где концентрации избыточных носителей $\delta p = \delta n = 0$. Тогда $F_{nB} = F_{pB} = F_B$, $F_{nA} = F_{pA} = F_A$ и, следовательно, $(\varphi_B - \varphi_A) = (\varphi_B - \varphi_A)'$. Поэтому

$$F_B - F_A = -e(\varphi_B - \varphi_A), \quad (5.8)$$

где $(\varphi_B - \varphi_A)$ есть приложенное внешнее напряжение. Таким образом, разность квазиуровней Ферми есть та величина, которую мы непосредственно измеряем вольтметром.

§ 6. Электронно-дырочные переходы

Для создания неравновесных носителей заряда широко применяют электронно-дырочные переходы (p — n -переходы), о которых мы уже говорили в § VI.9. Чтобы избежать сложного и неконтролируемого влияния микрогеометрии поверхности, такие переходы осуществляют не механическим соединением двух полупроводников,

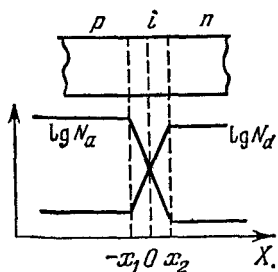


Рис. 7.8. p — n -переход.

а внутри единого монокристалла, в котором создают подходящее распределение донорной и акцепторной примесей, например показанное на рис. 7.8. Если эти примеси полностью ионизованы (например, элементы III и V групп в германии и кремнии при комнатных температурах), то в левой части кристалла будет дырочная проводимость с концентрацией основных носителей $p \simeq N_a - N_d$, а в правой части — электронная ($n \simeq N_d - N_a$). Между ними расположен переходный слой («технологический» переход), в котором концентрация примесей быстро изменяется. В некоторой тонкой области этого слоя доноры и акцепторы компенсируют друг друга ($N_d \simeq N_a$) и имеет место собственная проводимость (i).

Нужное распределение доноров и акцепторов можно осуществить различными технологическими приемами: добавлением одной из примесей в расплав в процессе роста кристалла; диффузией из газовой фазы одной из примесей (например, донорной в кристалл, уже имеющий акцепторы); сплавлением полупроводника p - (или n -) типа с металлом, являющимся донором (или, соответственно, акцептором), и другими, на которых мы не будем останавливаться.

Распределение концентраций электронов и дырок в p — n -переходе в отсутствие тока показано на рис. 7.9 (внизу) сплошными линиями 1 и 2. При обозначении концентраций мы будем использо-