нов сосредоточена у дна зоны проводимости, и поэтому электроны «чувствуют» потенциальный барьер. В случае же контакта двух металлов, так как концентрация электронов в них велика, толщина барьеров становится меньше длины волны де Бройля и электроны свободно проходят сквозь барьеры в результате туннельного эффекта. По этим причинам контакты именно полупроводников (с металлами или другими полупроводниками) оказываются особенно важными для технического использования.

§ 2. Плотность тока. Соотношение Эйнштейна

Если концентрация носителей заряда изменяется в пространстве, то плотность тока определяется не только дрейфом частиц в электрическом поле, но и их диффузией. Если коэффициент диффузии электронов есть D_n, то плотность конвекционного тока электронов равна

$$\mathbf{j}_n = \mathbf{j}_{\text{др}} + \mathbf{j}_{\text{диф}} = en\mu_n\boldsymbol{\mathcal{E}} + eD_n\nabla n. \tag{2.1}$$

Здесь μ_n — абсолютная величина подвижности электронов, а ток диффузии записан со знаком «+», так как для отрицательных частиц направление потока диффузии противоположно направлению тока.

Аналогично, для плотности конвекционного тока дырок имеем

$$\mathbf{j}_p = ep\mu_p\boldsymbol{\mathcal{E}} - eD_p\nabla p. \tag{2.2}$$

Отметим, что выражения для токов диффузии и само понятие коэффициента диффузии имеют смысл, если изменение концентрации на длине свободного пробега l достаточно мало:

$$|\nabla n|\, l \ll n. \tag{2.3}$$

Для невырожденного полупроводника, согласно закону Больцмана,

$$n = n_0 \exp\frac{e\varphi}{kT} \tag{2.4}$$

и, следовательно,

$$\nabla n = n\frac{e}{kT}\nabla\varphi = -n\frac{e}{kT}\boldsymbol{\mathcal{E}}. \tag{2.5}$$

Тогда условие (2.3) принимает вид

$$\left|\frac{e\mathcal{E}l}{kT}\right| \ll 1. \tag{2.6}$$

Применительно к потенциальному барьеру под $\mathcal{E}$ следует понимать некоторое среднее поле внутри барьера $\overline{\mathcal{E}}$. По порядку величины $\mathcal{E} \sim u_k/L_э$, где $L_э$ — длина экранирования электрического поля (см. § 7). Поэтому условие (2.6) можно записать также в виде

$$\left|\frac{eu_k}{kT}\right|\frac{l}{L_э} \ll 1. \tag{2.7}$$

Подвижность и коэффициент диффузии не являются независимыми между собой величинами. Действительно, для данного типа частиц с заданной эффективной массой подвижность зависит только от среднего времени свободного пробега $\langle\tau\rangle$. Но и коэффициент диффузии частиц определяется той же самой величиной. Поэтому между обеими величинами существует связь. Она особенно проста для случая, когда электронный или, соответственно, дырочный газы можно считать невырожденными.

Рассмотрим электроны в полупроводнике при наличии градиента концентрации и в состоянии термодинамического равновесия. Это может быть, например, один из приповерхностных слоев, изображенных на рис. 6.1, в отсутствие тока. Тогда, подставляя ∇n из формулы (2.5) в правую часть выражения (2.1) и полагая $j_n = 0$, находим

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT}. \tag{2.8}$$

Такую же формулу мы получили бы и для μ_p/D_p, рассматривая невырожденный газ дырок. Соотношение (2.8) было получено впервые Эйнштейном в теории броуновского движения. Однако оно имеет универсальный характер и применимо к любым частицам, если они образуют невырожденный газ. Оно позволяет по известной подвижности непосредственно найти коэффициент диффузии (который экспериментально определяется гораздо труднее), и обратно.

Полученный результат легко обобщить на случай произвольно вырожденного газа. Для этой цели нужно лишь воспользоваться формулой (V.4.4а), согласно которой концентрация электронов n есть функция безразмерного химического потенциала

$$\zeta^* = \zeta_0^* + \frac{e\varphi}{kT}. \tag{2.9}$$

В этом случае

$$\nabla n = \frac{dn}{d\zeta^*}\frac{e}{kT}\nabla\varphi = -\frac{dn}{d\zeta^*}\frac{e}{kT}\mathcal{E}. \tag{2.10}$$

Подставляя это выражение опять в правую часть формулы (2.1) при $\mathbf{j}_n = 0$, мы получаем

$$n\mu_n - \frac{e}{kT}D_n\frac{dn}{d\zeta^*} = 0.$$

Отсюда

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT}\frac{d(\ln n)}{d\zeta^*}. \tag{2.11}$$

Рассуждая аналогично, мы имеем для дырок

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT}\frac{d(\ln p)}{d\eta^*}. \tag{2.12}$$

Для невырожденного электронного газа

$$n = N_c \exp \zeta^*, \qquad \frac{d(\ln n)}{d\zeta^*} = 1$$

и формула (2.11) переходит в (2.8). То же самое справедливо и для дырок.

Мы получили соотношение Эйнштейна, предполагая термодинамическое равновесие. Однако этим соотношением можно пользоваться и при наличии тока, если только плотность тока не становится настолько большой, что она приводит к существенному нарушению функции распределения электронов (подробнее см. гл. XVI).

§ 3. Условия равновесия контактирующих тел

Рассмотрим теперь, от чего зависит высота потенциального барьера. Ответ на этот вопрос непосредственно следует из общих условий термодинамического равновесия. А именно, из статистической физики известно, что если два (или несколько) тел способны обмениваться друг с другом частицами, то в состоянии термодинамического равновесия электрохимический потенциал, т. е. уровень Ферми (ср. § V.11), отсчитанный от произвольного, но одинакового уровня энергии, имеет одно и то же значение во всех частях системы:

$$F = \text{const}. \tag{3.1}$$

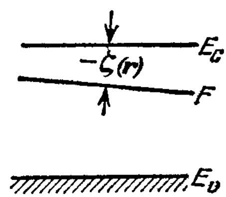

Рис. 6.2. К условию равновесия электронного газа.

Это условие имеет простой физический смысл. Допустим временно, что оно не выполняется и F изменяется в пространстве. Положим, далее, что в полупроводнике имеется электрическое поле, так что потенциал φ и концентрация электронов n зависят от координат. В этом случае энергетические зоны будут искривлены и химический потенциал $F - E_c = \zeta(\mathbf{r})$ будет изменяться в пространстве (рис. 6.2). Найдем теперь полную плотность конвекционного тока электронов. Так как n есть функция безразмерного химического потенциала $\zeta^* = \zeta/kT$, то можно написать

$$\nabla n = \frac{dn}{d\zeta^*} \nabla \zeta^* = \frac{1}{kT} \frac{dn}{d\zeta^*} \nabla \zeta.$$

Тогда выражение для плотности тока электронов (2.1) можно представить в виде

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \left(-e \nabla \varphi + \frac{e}{kT} \frac{D_n}{\mu_n} \frac{d(\ln n)}{d\zeta^*} \nabla \zeta \right).$$

Рассматривая общий случай произвольного вырождения электронного газа и выражая здесь D_n/μ_n по формуле (2.11), находим

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla (\zeta - e\varphi).$$