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:

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

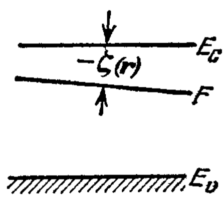

Рис. 6.2. К условию равновесия электронного газа.

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

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

Но $(\zeta - e\varphi)$ есть не что иное, как электрохимический потенциал F (ср. формулу (V.11.12)). Поэтому

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla F. \tag{3.2}$$

Если бы мы вместо электронов рассматривали ток дырок, то получили бы совершенно аналогичное выражение:

$$\mathbf{j}_p = \mu_p p \nabla (\zeta - e\varphi) = \mu_p p \nabla F. \tag{3.2a}$$

Полученные результаты показывают, что условие равновесия (3.1) означает просто отсутствие тока. Это и понятно, так как ток есть нарушение термодинамического равновесия. Из формул (3.2) и (3.2a) также видно, что полная плотность тока пропорциональна градиенту уровня Ферми. Поэтому уровень Ферми изменяется в пространстве особенно сильно там, где концентрация носителей заряда мала (например, в обедненных приконтактных слоях), в то время как в областях с большими значениями $\mu_n n$ и $\mu_p p$ изменение F может быть очень малым.

Возвращаясь теперь к контакту металл—полупроводник, мы имеем, что в отсутствие тока $F_м = F_п$. Это и было отмечено на рис. 6.1. Поэтому высота барьера для электронов (со стороны полупроводника) равна

$$eu_k = F_п - F_м, \tag{3.3}$$

где $F_п$ и $F_м$ — положение уровней Ферми в полупроводнике и, соответственно, в металле до контакта.

§ 4. Термоэлектронная работа выхода

Для нахождения глубины залегания уровней Ферми, которые, согласно формуле (3.3), определяют высоту потенциального барьера в контакте, удобно пользоваться значениями термоэлектронной работы выхода. Термоэлектронная работа может быть непосредственно измерена на опыте и для многих материалов является известной характеристикой. Чтобы выяснить интересующую нас связь, вычислим плотность тока насыщения термоэлектронной эмиссии j_s, т. е. заряд, переносимый электронами, испаряющимися в вакууме в 1 с с 1 см^2 поверхности проводника, находящегося при температуре T. Для этого представим себе, что наш проводник заключен в адиабатическую оболочку, поддерживаемую при температуре T. Тогда над проводником будет электронный газ с некоторой концентрацией электронов $n_в$ и этот газ будет находиться в термодинамическом равновесии с проводником. Отсюда следует, что количество электронов, испаряющихся из проводника в вакуум, должно быть равно количеству электронов, приходящих из вакуума в проводник. Так как электронный газ над проводником не вырожден, то скорости электронов в нем распределены по закону