

## ЯВЛЕНИЯ В КОНТАКТАХ (МОНОПОЛЯРНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ)

### § 1. Потенциальные барьеры

При контакте двух различных полупроводников или полупроводника с металлом в пограничных слоях возникают потенциальные барьеры, а концентрации носителей заряда внутри этих слоев могут сильно изменяться по сравнению с их значениями в объеме. Свойства приконтактных слоев зависят от приложенного внешнего напряжения, что приводит в ряде случаев к сильно нелинейной вольтамперной характеристике контакта. Нелинейные свойства контактов используют для выпрямления электрического тока, для преобразования, усиления и генерации электрических колебаний и для других целей.

В настоящей главе мы будем предполагать, что ток образован только носителями заряда одного типа (монополярная проводимость). Явления в контактах в случае биполярной проводимости будут рассмотрены в гл. VIII.

Поясним образование потенциальных барьеров на примере контакта металл — электронный полупроводник.

На рис. 6.1, а показана энергетическая диаграмма для обоих тел до контакта. Отмечены: уровень энергии покоящегося электрона в вакууме  $E_0$ , края зон  $E_c$  и  $E_v$  в полупроводнике, а также положения уровней Ферми в металле  $F_m$  и в полупроводнике  $F_n$ . Разность  $E_0 - E_c = \chi$  есть электронное сродство полупроводника.

На рис. 6.1, б изображена ситуация сразу после образования контакта. Электроны из полупроводника получают возможность переходить в металл, создавая некоторую плотность тока  $j_1$ , а электроны металла — в полупроводник, образуя плотность тока  $-j_2$ . Эти токи, вообще говоря, не равны по величине. Если, например,  $j_1 < j_2$ , то полупроводник будет заряжаться отрицательно, а металл — положительно до тех пор, пока оба тока не скомпенсируют друг друга.

В установившемся состоянии мы получим энергетическую диаграмму рис. 6.1, в. Края энергетических зон окажутся изогнутыми вниз, а концентрация электронов в приконтактном слое — больше, чем в объеме (обогащенный слой).

В противоположном случае  $j_1 > j_2$  установившееся искривление зон будет изображаться рис. 6.1, г и мы получим обедненный прикон-

тактный слой. Высота потенциального барьера (со стороны полупроводника) равна  $-eu_k$ , где  $u_k$  — разность потенциалов в глубине полупроводника и в контактной плоскости, а  $e$  — абсолютная величина заряда электрона.

На рис. 6.1 мы показывали искривление зон только в полупроводнике. Оно, конечно, существует и в металле. Однако толщина слоев объемного заряда и падение напряжения на них уменьшаются с увеличением концентрации носителей заряда (см. § 9 и § VIII.5). Поэтому в металле они пренебрежимо малы по сравнению с их значениями в полупроводнике.

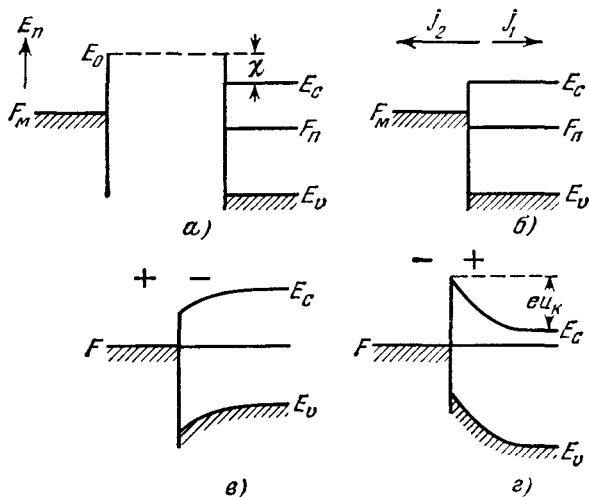


Рис. 6.1. Образование потенциального барьера в контакте металл — полупроводник: а) до контакта; б) при контакте, нет равновесия; в) равновесие, обогащенный слой; г) равновесие, обедненный слой.

При контакте двух полупроводников качественная картина явлений аналогична. Однако здесь уже необходимо учитывать существование барьеров в обоих контактирующих телах (см. § 9).

Отметим, что влияние потенциальных барьеров на электрический ток существенно проявляется только в контактах невырожденных полупроводников. Это связано с тем, что концентрация электронов в полупроводниках намного меньше, чем в металлах в силу особенностей энергетической структуры полупроводников (существования запрещенной зоны энергий и положения уровня Ферми внутри этой зоны). Вследствие этого, во-первых, толщина потенциальных барьеров оказывается больше длины волны де Бройля для электронов, так что квантовомеханический туннельный эффект в них не имеет места. И, во-вторых, основная часть электро-

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

$$\mathbf{j}_n = \mathbf{j}_{др} + \mathbf{j}_{диф} = e n \mu_n \mathbf{E} + e D_n \nabla n. \quad (2.1)$$

Здесь  $\mu_n$  — 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

$$\mathbf{j}_p = e p \mu_p \mathbf{E} - e D_p \nabla p. \quad (2.2)$$

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

$$|\nabla n| l \ll n. \quad (2.3)$$

Для невырожденного полупроводника, согласно закону Больцмана,

$$n = n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT} \quad (2.4)$$

и, следовательно,

$$\nabla n = n \frac{e}{kT} \nabla \varphi = -n \frac{e}{kT} \mathbf{E}. \quad (2.5)$$

Тогда условие (2.3) принимает вид

$$\left| \frac{e\mathbf{E}l}{kT} \right| \ll 1. \quad (2.6)$$

Применительно к потенциальному барьеру под  $\mathbf{E}$  следует понимать некоторое среднее поле внутри барьера  $\bar{\mathbf{E}}$ . По порядку величины  $\bar{\mathbf{E}} \sim u_k/L_3$ , где  $L_3$  — длина экранирования электрического поля (см. § 7). Поэтому условие (2.6) можно записать также в виде

$$\left| \frac{e u_k}{kT} \right| \frac{l}{L_3} \ll 1. \quad (2.7)$$