Величина тока j_2 получается непосредственно из этого выражения при $u=0$, так как в отсутствие внешнего напряжения величины токов j_1 и j_2 одинаковы:

$$j_2=\frac{1}{4}en_0v_T\exp\left(-\frac{eu_k}{kT}\right). \tag{11.2}$$

Поэтому для полной плотности тока получается

$$j=j_1-j_2=j_s[\exp(-\alpha u)-1], \tag{11.3}$$

где введены сокращенные обозначения

$$j_s=\frac{1}{4}en_0v_T\exp(-\alpha u_k), \qquad \alpha=\frac{e}{kT}. \tag{11.4}$$

Формула (11.3) показывает, что при отрицательном потенциале полупроводника относительно металла ($u<0$) ток быстро увеличивается при возрастании напряжения. Уже при $e|u|$, равном нескольким kT, единицей можно пренебречь по сравнению с первым членом и закон нарастания тока становится экспоненциальным.

При обратных напряжениях ($u>0$) первый (экспоненциальный) член быстро уменьшается с увеличением напряжения. При $eu \gtrsim kT$ он становится пренебрежимо малым по сравнению с единицей и ток достигает насыщения. Плотность тока насыщения равна j_s.

В заключение подчеркнем, что во всех предыдущих рассуждениях u обозначало напряжение, падающее на запорном слое. В реальном выпрямительном диоде всегда имеется еще некоторое сопротивление r самого кристалла полупроводника, включенное последовательно с запорным слоем. Поэтому для получения зависимости тока от полного напряжения на диоде V в предыдущих формулах везде нужно заменить u на $(V-ir)$, где i — сила тока через диод. Это приведет к горизонтальному смещению всех точек характеристики на переменный отрезок ir, отчего прямая ветвь характеристики окажется более пологой.

§ 12. Диффузионная теория

При строгом решении задачи в диффузионной теории мы должны исходить из системы уравнений (6.5) и (6.6). Однако ниже мы увидим, что вольтамперная характеристика контакта слабо зависит от вида функции $\varphi(x)$. Поэтому мы выберем приближенный, но гораздо более простой путь [M7] и рассмотрим только одно уравнение (6.5), которое запишем в виде

$$\frac{dn}{dx}-\alpha\frac{d\varphi}{dx}n-\frac{j}{\mu kT}=0. \tag{12.1}$$

Будем считать $\varphi(x)$ заданной и посмотрим, какие выводы можно сделать без детального знания вида этой функции.

Поместим начало оси X в плоскости контакта и условимся отсчитывать, как и раньше, потенциал от его значения при $x = 0$. Тогда граничное условие будет

$$x = 0: \quad \varphi = 0, \qquad n = n_k. \tag{12.2}$$

Кроме этого, для любой плоскости $x_1 = \text{const}$, лежащей за пределами слоя объемного заряда,

$$x = x_1: \quad \varphi = u_k + u, \qquad \frac{d\varphi}{dx} = 0, \qquad n = n_0. \tag{12.3}$$

Уравнение (12.1) — 1-го порядка относительно $n(x)$. Его решение, удовлетворяющее граничному условию (12.2), есть

$$n(x) = e^{\alpha\varphi(x)} \left\{ n_k + \frac{j}{\mu kT} \int_0^x e^{-\alpha\varphi(y)}\, dy \right\}, \tag{12.4}$$

в чем легко убедиться непосредственной подстановкой. При этом, в соответствии со сказанным в § 6, мы будем считать n_k не зависящим от внешнего напряжения и равным его равновесному значению для невырожденного полупроводника:

$$n_k = n_0 e^{-\alpha u_k}. \tag{12.5}$$

Учет зависимости u_k от приложенного напряжения мы рассмотрим дополнительно в § 13.

Применим теперь решение (12.4) к плоскости x_1 и учтем условия (12.3) и (12.5). Это дает

$$n_0 = e^{\alpha(u_k + u)} n_0 e^{-\alpha u_k} + \frac{j}{\mu kT} e^{\alpha(u_k + u)} \int_0^{x_1} e^{-\alpha\varphi(y)}\, dy. \tag{12.6}$$

Разрешая это уравнение относительно j, мы получаем выражение для вольтамперной характеристики в виде

$$j = j_s [\exp(-\alpha u) - 1], \tag{12.7}$$

где введено обозначение

$$j_s = \frac{\mu kT \exp(-\alpha u_k)}{\int\limits_0^{x_1} \exp(-\alpha\varphi(y))\, dy}. \tag{12.8}$$

Значение входящего сюда интеграла можно приближенно найти следующим образом. Так как для электронов в полупроводнике существует потенциальный барьер, то $\varphi(y)$ положительно. Вследствие этого подынтегральная функция быстро убывает с увеличением y и величина интеграла определяется только областью y возле плоскости $y = 0$. Поэтому можно положить

$$\varphi(y) = \varphi(0) + \left.\frac{d\varphi}{dy}\right|_{y=0} y + \ldots = -\mathscr{E}(0) \cdot y,$$

где $\mathcal{E}(0)$ — напряженность электрического поля в полупроводнике у контактной плоскости. При этом $\mathcal{E}(0)$ направлено антипараллельно оси y, т. е. $\mathcal{E}(0) < 0$. Поэтому

$$\int_0^{x_1} \exp[-\alpha\varphi(y)\,dy] \simeq \int_0^{\infty} \exp[-\alpha\,|\mathcal{E}(0)|\,y]\,dy = \frac{1}{\alpha\,|\mathcal{E}(0)|}.$$

Тогда для тока насыщения окончательно получается

$$j_s = en_0\mu\,|\mathcal{E}(0)|\exp(-\alpha u_k). \tag{12.9}$$

Здесь $\mathcal{E}(0)$, строго говоря, зависит от приложенного внешнего напряжения u. Однако этой зависимостью можно пренебречь, принимая во внимание экспоненциальный множитель в формуле (12.7), и приближенно понимать под $\mathcal{E}(0)$ ее значение при $u = 0$.

Выражение (12.7) для вольтамперной характеристики в диффузионной теории имеет такой же вид, как и формула (11.3) в диодной теории. Однако различие заключается в токе насыщения, который в обеих теориях зависит от разных величин. При этом величина тока насыщения в диффузионной теории получается гораздо меньшей.

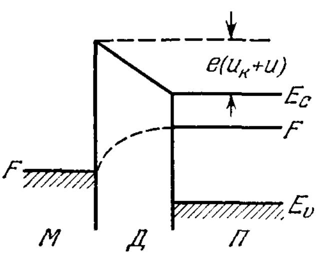

Рис. 6.16. Энергетическая диаграмма структуры металл — диэлектрик — полупроводник.

В настоящее время широко применяют также диоды, имеющие структуру металл — диэлектрик — полупроводник (МДП), в которых между металлом и полупроводником находится тонкий слой плохо проводящего вещества (искусственный, или «химический», запорный слой). Такие слои диэлектрика могут быть созданы конденсацией в вакууме, окислением или другими способами. Если толщина слоя диэлектрика d много больше длины экранирования $L_э$ в полупроводнике, то все контактное поле будет сосредоточено практически в диэлектрике (рис. 6.16). При этом во многих случаях можно пренебречь влиянием объемного заряда внутри диэлектрика и считать электрическое поле в нем однородным, отчего расчет вольтамперной характеристики сильно упрощается. Так, в уравнении (12.1) коэффициент $d\varphi/dx = -\mathcal{E}$ не будет зависеть от x и, рассуждая так же, как и выше, мы получим вместо формул (12.7) и (12.8) соотношение

$$j = en_0\mu\,|\mathcal{E}|\exp(-\alpha u_k)\,\frac{\exp(-\alpha u) - 1}{1 - \exp[-\alpha(u_k + u)]}. \tag{12.10}$$

При всех напряжениях u, при которых еще существует потенциальный барьер $\gtrsim kT$, мы можем считать, что $\exp[-\alpha(u_k + u)] \ll 1$, и поэтому предыдущая формула принимает вид

$$j = en_0\mu\,|\mathscr{E}|\exp(-\alpha u_k)\,[\exp(-\alpha u) - 1]. \qquad (12.11)$$

Мы получили ту же формулу, что и раньше, с тем отличием, что здесь $|\mathscr{E}| = (u_k + u)/d$ обозначает напряженность поля внутри диэлектрического слоя (а n_0, по-прежнему, относится к полупроводнику).

В заключение подчеркнем, что во всех предыдущих формулах внешнее напряжение u обозначало потенциал в глубине полупроводника относительно металла. Поэтому для электронного полупроводника проходному направлению тока соответствует $u < 0$. Если, как это часто встречается в литературе, считать проходное напряжение положительным, то формулы (11.3) и (12.7) будут иметь вид

$$j = j_s(\exp\alpha u - 1), \qquad (12.12)$$

где j_s по-прежнему выражается формулами (11.4) или, соответственно, (12.9).

§ 13. Сравнение с экспериментом

Одностороннюю проводимость контактов металл — полупроводник используют для устройства полупроводниковых выпрямителей переменного тока. Для выпрямления технических токов низкой частоты широко применяют селеновые выпрямители, в которых запирающий слой образуется у границы слоя Se и одного из металлических электродов («вентильного» электрода). Последний состоит обычно из сплава различных металлов (например, Bi, Cd и Sn). В меднозакисных выпрямителях запирающий слой возникает на границе между медной пластиной и слоем закиси меди Cu_2O, получающейся при окислении меди в атмосфере кислорода.

Для выпрямления токов высокой частоты применяют германиевые и кремниевые «точечные» СВЧ детекторы. Они содержат монокристалл полупроводника (германия n-типа или кремния p-типа), базовый (невыпрямляющий) металлический электрод большой площади и прижимной или приваренный металлический электрод (проволока) малого диаметра (микроны).

Контакты металл — полупроводник различных других конфигураций в настоящее время широко используют для создания быстродействующих нелинейных элементов, которые часто обозначают как «диоды Шоттки».

Опыт показывает, что направление выпрямленного тока хорошо согласуется с изложенной выше теорией (§§ 11, 12).

Далее, мы видели, что зависимость прямого тока от напряжения должна выражаться универсальной формулой (12.12), в которой постоянная $\alpha = e/kT$ не зависит от рода полупроводника и металла. Опыт дает, что эта экспоненциальная зависимость хорошо выпол-