

и поэтому предыдущая формула принимает вид

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

Мы получили ту же формулу, что и раньше, с тем отличием, что здесь $|\mathcal{E}| = (u_k + u)/d$ 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

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

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 (микронны).

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-

няется. Однако значения α иногда получаются меньше теоретического (в $2 \div 3$ раза) и различными для разных контактов. Причина этого кажущегося расхождения заключается в том, что геометрия реальных выпрямляющих контактов часто отличается от идеальной плоской структуры. При этом возникают краевые эффекты, приводящие к существенному увеличению электрического поля у периметра электродов. Кроме того, в реальных контактах могут быть еще значительные утечки вдоль поверхности полупроводника.

Эти обстоятельства можно практически исключить, выбирая рациональную конструкцию диодов [5]. Тогда прямая ветвь вольт-амперной характеристики в широкой области изменения токов хорошо описывается формулой (12.12), а значение α с точностью до нескольких процентов совпадает с теоретической величиной (39 1/V при 300 K).

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики хуже согласуется с простой теорией. А именно, ток насыщения j_s не остается точно постоянным, а медленно увеличивается с увеличением обратного напряжения.

Основная причина этого несоответствия состоит в том, что при расчетах в §§ 11, 12 мы считали граничную концентрацию у контакта n_k не зависящей от приложенного напряжения. Это допущение пригодно для прямого напряжения, так как в этом случае напряжение на контакте и напряженность поля в слое объемного заряда малы. При обратных же напряжениях напряженность поля в контакте становится большой, что приводит к понижению потенциального барьера для электронов и увеличению граничной концентрации электронов n_k .

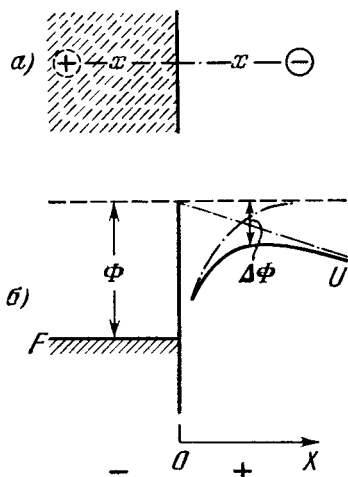


Рис. 6.17. Понижение потенциального барьера в контакте металл — полупроводник при обратном смещении (эффект Шоттки).

этим зарядом на металле. Эту силу можно найти по методу зеркального изображения (рис. 6.17, а), а возникающее вследствие этого уменьшение потенциальной энергии электрона равно $-e^2/4\epsilon x$. Здесь x — расстояние электрона до металла, а ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Если, далее, \mathcal{E} есть напряженность электрического поля внутри полупроводника (которую сначала мы будем считать постоянной), то вызываемое этим полем изменение потенциальной энергии есть $-e \mathcal{E} x$. Оно, как и в случае силы зеркального

Рассматриваемый эффект аналогичен зависимости тока насыщения в вакуумных диодах от напряжения. Следуя Шоттки (но применительно к контактам металл—полупроводник), его можно приблизительно учесть следующим образом. Электрон, переходящий из металла в полупроводник, испытывает силу притяжения к металлу от индуцированного

изображения, отрицательно, так как при обратном смещении («+» на электронном полупроводнике) энергия уменьшается с увеличением x . Поэтому полное понижение потенциальной энергии электрона равно

$$U = -\frac{e^2}{4\epsilon x} - e\mathcal{E}x.$$

Зависимость U от x показана на рис. 6.17, б (сплошная кривая). U имеет максимум при $x_m = \frac{1}{2} (e/\epsilon\mathcal{E})^{1/2}$.

Подставляя это в предыдущее выражение, находим величину понижения потенциального барьера:

$$\Delta\Phi = -U_m = \left(\frac{e^3\mathcal{E}}{\epsilon}\right)^{1/2}. \quad (13.1)$$

Выше мы считали, что электрическое поле \mathcal{E} не зависит от x . В действительности же \mathcal{E} изменяется в обедненном слое объемного заряда в соответствии с формулами (9.3) и (9.5). Однако расстояние x_m , на котором расположен максимум потенциального барьера, обычно намного меньше толщины слоя объемного заряда. Поэтому за \mathcal{E} в формуле (13.1) приближенно можно принять максимальную напряженность поля, которая, в отсутствие рассматриваемого эффекта, существует в плоскости контакта $x = 0$. Тогда из формул (9.3) и (9.5) получаем

$$|\mathcal{E}| = |\mathcal{E}(0)| = \left[\frac{8\pi en_0(u_k + u)}{\epsilon}\right]^{1/2}. \quad (13.2)$$

Таким образом, в результате совместного действия электрического поля в слое объемного заряда и силы зеркального изображения высота потенциального барьера со стороны металла уменьшается на $\Delta\Phi$. На такую же величину уменьшается высота потенциального барьера и со стороны полупроводника. Поэтому в формулах (11.4) и (12.9) мы должны заменить u_k на $\left(u_k - \frac{\Delta\Phi}{e}\right)$. Это дает

$$i_s = i_{s0} \exp\left(\frac{\Delta\Phi}{kT}\right), \quad (13.3)$$

где i_{s0} — ток насыщения без учета понижения барьера. Так как $\Delta\Phi \sim \mathcal{E}(0)^{1/2}$, а $\mathcal{E}(0) \sim (u_k + u_e)^{1/2}$, то отсюда следует, что $\ln i_s$ должен быть пропорционален $(u_k + u)^{1/4}$. Зависимость, близкая к этой, действительно наблюдается на опыте в диодах Шоттки при устранении краевых эффектов и утечек по поверхности.

Остановимся еще на зависимости сопротивления контактов от температуры. Удобно измерять дифференциальное сопротивление du/dj при внешнем напряжении $u = 0$ («нулевое сопротивление»). Согласно формуле (12.12) нулевое сопротивление r_0 на единицу площади контакта определяется соотношением

$$\frac{1}{r_0} = \left(\frac{dj}{du}\right)_{u=0} = j_s \alpha.$$

Так как и в диодной, и в диффузионной теориях $j_s \sim \exp(-\alpha u_k)$, а все остальные величины зависят от температуры гораздо слабее, то мы должны ожидать зависимость от температуры в виде

$$r_0 \sim \exp\left(\frac{e u_k}{kT}\right). \quad (13.4)$$

Опыт показывает, что во многих случаях зависимость $\lg r_0$ от $1/T$ действительно выражается прямой линией. При этом r_0 , в согласии с формулой (13.4), сильно увеличивается при понижении температуры.

Из наклона этих прямых можно найти контактную разность потенциалов u_k и сопоставить ее с работами выхода полупроводника и металла. Подробные опыты такого рода проводились, например, с селеновыми выпрямителями, в которых контактный электрод изготавливался из различных металлов. Так как селен обладает дырочной проводимостью, то для образования в нем потенциального барьера работа выхода из металла Φ_m должна быть меньше Φ_{Se} . При этом высота потенциального барьера для дырок будет $e u_k = \Phi_{Se} - \Phi_m$. Согласно формуле (13.4) можно ожидать, что с увеличением Φ_m величина r_0 будет сильно уменьшаться. Это действительно и наблюдается на опыте. Однако для германиевых и кремниевых выпрямителей такая зависимость между r_0 и Φ_m не соблюдается.

Причина этого отклонения от теории заключается в том, что в германии и кремнии большую роль играют так называемые поверхностные электронные состояния (см. гл. X). В результате их существования поверхность полупроводника оказывается заряженной, что вызывает искривление энергетических зон независимо от контактного поля. Поэтому и корреляция между работами выхода и высотой потенциального барьера в таких контактах уже не имеет места.