

Высшее профессиональное образование

---

БАКАЛАВРИАТ

Ю. Г. ПОДКИН, Т. Г. ЧИКУРОВ, Ю. В. ДАНИЛОВ

# ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

В ДВУХ ТОМАХ

Под редакцией Ю. Г. ПОДКИНА

ТОМ 2

ЭЛЕКТРОНИКА

*Рекомендовано*

*Учебно-методическим объединением вузов Российской Федерации  
по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской  
техники и автоматизации в качестве учебного пособия для студентов  
высших учебных заведений, обучающихся по направлению  
«Конструирование и технология электронных средств»*



Москва  
Издательский центр «Академия»  
2011

УДК 621.3:621.38(075.8)

ББК 31.2:32.85я73

П44

Рецензенты:

зав. кафедрой автоматики и управления в технических системах  
Радиотехнического института Уральского государственного  
технического университета, д-р техн. наук, проф., академик АИН  
им. А. М. Прохорова *В. Г. Лисиенко*; зав. кафедрой электротехники  
и электротехнологических систем Уральского государственного технического  
университета — УПИ имени первого Президента России Б. Н. Ельцина,  
д-р техн. наук, проф. *Ф. Н. Саранулов*

**Подкин Ю. Г.**

П44 Электротехника и электроника. В 2 т. Т. 2. Электроника : учеб.  
пособие для студ. высш. учеб. заведений / Ю. Г. Подкин,  
Т. Г. Чикуров, Ю. В. Данилов ; под ред. Ю. Г. Подкина. — М. :  
Издательский центр «Академия», 2011. — 320 с. — (Сер. Бакалавр-  
риат).

ISBN 978-5-7695-7149-7

Учебное пособие создано в соответствии с Федеральным государственным образовательным стандартом по направлению подготовки «Конструирование и технология электронных средств» (квалификация «бакалавр»).

В т. 2 рассмотрены элементная база и применение электронных устройств в приборостроении. Принципы создания элементной базы современных электронных устройств изложены на основе физики контактных явлений и ранее изученных разделов электротехники. Создание и применение электронных устройств описаны с позиций разработчика электронных средств. Теоретические сведения сопровождаются примерами практической реализации радиотехнических и электронных устройств с использованием характеристик и параметров реальных электронных компонентов. Многие расчеты выполнены в MathCAD.

Изложение учебного материала ориентировано на формирование профессиональных знаний, что облегчает студентам старших курсов изучение специальных дисциплин, а выпускникам — адаптацию к производственной деятельности.

Для студентов учреждений высшего профессионального образования. Предназначено для студентов, обучающихся по направлениям «Приборостроение», «Информатика и вычислительная техника», а также «Электроника и наноэлектроника», «Радиотехника», «Автоматизация технологических процессов и производств», «Мехатроника и робототехника», «Техническая физика», «Радиофизика». Может быть полезно аспирантам и разработчикам электронной техники.

УДК 621.3:621.38(075.8)

ББК 31.2:32.85я73

*Оригинал-макет данного издания является собственностью Издательского центра «Академия», и его воспроизведение любым способом без согласия правообладателя запрещается*

ISBN 978-5-7695-7149-7 (т. 2)  
ISBN 978-5-7695-7148-0

© Подкин Ю. Г., Чикуров Т. Г., Данилов Ю. В., 2011  
© Образовательно-издательский центр «Академия», 2011  
© Оформление. Издательский центр «Академия», 2011

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

---

- АЛУ — арифметико-логическое устройство  
АМ — амплитудная модуляция  
АСУ — автоматизированная система управления  
АЦП — аналого-цифровой преобразователь  
БМ — балансная модуляция  
БПТ — биполярный транзистор  
ВВ — ввод-вывод  
ГСТ — генератор стабильного тока  
ГУН — генератор, управляемый напряжением  
ДК — дифференциальный каскад  
ДУ — дифференциальный усилитель  
ЗУ — запоминающее устройство  
ИМ — измерительный механизм  
ИП — измерительный преобразователь  
ИТУН — источник тока, управляемый напряжением  
ИТУТ — источник тока, управляемый током  
КПД — коэффициент полезного действия  
МДП — металл — диэлектрик — полупроводник  
МНОП — металл — нитрид — оксид — полупроводник  
МОП — металл — оксид — полупроводник  
МП — микропроцессор  
МПС — микропроцессорная система  
МЦ — машинный цикл  
ОБ — общая база  
ОК — общий коллектор  
ОМП — однокристалльный микропроцессор  
ООС — отрицательная обратная связь  
ОС — обратная связь  
ОУ — операционный усилитель  
ОЭ — общий эмиттер  
ПЗ — плавающий затвор  
ПЗС — прибор с зарядовой связью  
ПИП — первичный измерительный преобразователь  
ПО — программное обеспечение  
ПОС — положительная обратная связь  
ППЗУ — перепрограммируемое запоминающее устройство  
ПТ — полевой транзистор

- ПТУП — полевой транзистор с управляющим  $p-n$ -переходом  
ПТУП—БПТ — составной полевой с управляющим  $p-n$ -переходом — би-  
полярный транзистор
- ПФ — полосовой фильтр
- РОН — регистр общего назначения
- СИ — средства измерений
- СС — система слежения
- ТП — технологический процесс
- ТЭН — теплоэлектропреобразователь
- УЗЧ — усилитель звуковых частот
- УПТ — усилитель постоянного тока
- УРЧ — усилитель радиочастот
- УУ — устройство управления
- УЭ — управляемый элемент
- ФВЧ — фильтр верхних частот
- ФНЧ — фильтр нижних частот
- ФПЗС — фоточувствительный прибор с зарядовой связью
- ЦАП — цифроаналоговый преобразователь
- ЦП — центральный процессор
- ЧМ — частотная модуляция
- ША — шина адреса
- ШД — шина данных
- ЭВМ — электронно-вычислительная машина
- ЭДС — электродвижущая сила
- ЭП — эмиттерный повторитель

# РАЗДЕЛ VI

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ И ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА СОВРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

---

При соприкосновении твердых тел с существенно различающейся физико-химической природой, составом, строением, состоянием в области контакта возникает очень тонкий переходный слой — *электрический переход*. Электрические переходы располагаются в одном или нескольких контактирующих материалах. Их толщина зависит от свойств соприкасающихся материалов. Основная особенность электрического перехода состоит в том, что его состав, структура, электрофизические характеристики зачастую сильно отличаются от свойств контактирующих материалов в объеме. Эти отличия проявляются в слоях толщиной от нескольких нанометров до микрометров, что определило название науки, занимающейся изучением свойств и процессов в контактных областях, — *микроэлектроника* и способы их создания и придания нужных свойств — *нанотехнологии*.

### Глава 26

#### **Теоретические основы электроники. Контактные явления**

##### **26.1. Физические основы электроники**

В электронике чаще всего используются электрические переходы между проводниками с разными значениями проводимости; полупроводниками *n*- и *p*-типа; металлами и диэлектриками; металлами и полупроводниками. Существуют и другие комбинации переходов.

Главенствующую роль в современной электронике играет переход между полупроводниками разного типа проводимости, хотя постепенно развивается база, основанная на других видах контактов. Поэтому, прежде чем рассматривать электрические переходы, напомним некоторые физические представления, широко используемые в электронике.

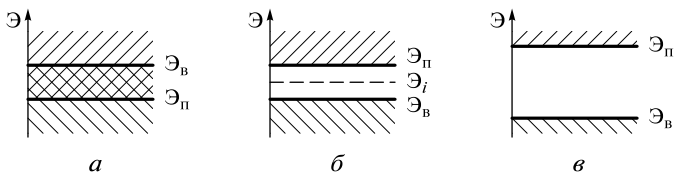


Рис. 26.1. Энергетические зоны:

*а* — в проводниках; *б* — в полупроводниках; *в* — в диэлектриках

Все вещества подразделяются по электропроводности на диэлектрики, полупроводники и проводники. Строгой границы между ними провести нельзя, поэтому очень грубо выделяют диапазон проводимостей полупроводников  $\sigma \approx 1 \cdot 10^{-11} \dots 1 \cdot 10^2$  См/м. Аналогично можно оценить проводимости других материалов. В соответствии с зонной теорией в кристаллическом твердом теле электроны могут принимать только некоторые разрешенные, дискретные энергии. Они разделены на зоны.

**Валентная зона** — это верхняя из разрешенных зон, полностью заполненная электронами при абсолютном нуле температуры ( $T = 0$  К). Обозначим ее верхнюю границу  $\mathcal{E}_в$ . При повышении температуры под воздействием колебаний атомов электроны стремятся на более высокие энергетические уровни. Разрешенная зона, находящаяся выше валентной, называется **зоной проводимости**. В проводниках ее нижняя граница  $\mathcal{E}_п$  находится ниже, чем  $\mathcal{E}_в$  (рис. 26.1, *а*). Запрещенных состояний между этими зонами нет, и электроны легко перемещаются в зону проводимости и обратно. В полупроводниках между зоной проводимости и валентной зоной имеется **запрещенная зона** (рис. 26.1, *б*) шириной  $\Delta\mathcal{E}_з = \mathcal{E}_п - \mathcal{E}_в < 3$  эВ. Ее преодолевают только те электроны, которые получили в результате теплового возбуждения энергию, достаточную для преодоления этого барьера. Каждый такой электрон оставляет в валентной зоне незанятый уровень энергии — **дырку**. Дырки имеют положительный заряд и могут свободно перемещаться по кристаллу. Процесс образования пары электрон — дырка называется **тепловой генерацией зарядов**. Одновременно всегда протекает противоположный процесс **рекомбинации**, при котором электроны зоны проводимости возвращаются в валентную зону. Эти процессы частично компенсируют друг друга, и в результате устанавливается динамическое равновесие, которое характеризуется некоторой концентрацией свободных зарядов. Их число определяет значение удельной проводимости  $\sigma$  полупроводника.

В диэлектриках (рис. 26.1, *в*) ширина запрещенной зоны настолько велика, что вероятность ее преодоления мала, что и вызывает очень низкие значения удельной проводимости.

**Равновесная концентрация** электронов  $n$  и дырок  $p$  в полупроводнике одинакова и зависит от температуры (см. работу [11]):

$$n = N_n \exp[-(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_\Phi)/(kT)]; p = N_b \exp[-(\mathcal{E}_\Phi - \mathcal{E}_b)/(kT)], \quad (26.1)$$

где  $N_n$  и  $N_b$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно;  $\mathcal{E}_\Phi$  — энергия Ферми, или электрохимический потенциал;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Зависимость равновесной концентрации зарядов в полупроводнике от температуры принципиально важна и обязательно должна учитываться при проектировании электронных устройств.

Произведение  $np$  обладает рядом ценных свойств. Из формулы (26.1) находим

$$np = N_n N_b \exp[-(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_b)/(kT)] = N_n N_b \exp[-\Delta\mathcal{E}_z/(kT)], \quad (26.2)$$

где  $\Delta\mathcal{E}_z$  — ширина запрещенной зоны;  $N_n$  и  $N_b$  — параметры, определяемые числом разрешенных энергетических уровней в зонах. Правая часть уравнения (26.2) от концентрации носителей не зависит, поэтому левая часть должна быть *постоянной и для чистых, и для легированных примесями полупроводников*.

Если в чистом полупроводнике за счет термического возбуждения валентную зону покидает  $n_i$  электронов, в ней образуется  $p_i = n_i$  дырок. Тогда из формулы (26.2) следует

$$np = n_i p_i = n_i^2 = \text{const.} \quad (26.3)$$

Это уравнение называют *законом действующих масс*, который справедлив только в термодинамическом равновесном состоянии и распространяется на *собственные* и *примесные* полупроводники. В неравновесном состоянии  $np \neq n_i^2$ .

Энергия Ферми в соответствии с формулой (26.1):

$$\mathcal{E}_\Phi = 0,5(\mathcal{E}_n + \mathcal{E}_b) + 0,5kT \ln(N_b/N_n). \quad (26.4)$$

В собственных полупроводниках  $\ln(N_b/N_n) = 0$ , энергия Ферми  $\mathcal{E}_\Phi = 0,5(\mathcal{E}_n + \mathcal{E}_b) = \mathcal{E}_i$  и располагается в середине запрещенной зоны (см. рис. 26.1, б). В *примесных* полупроводниках уровень Ферми из-за влияния второго члена уравнения (26.4) смещен к одной из зон. Направление и величина смещения зависят от типов и концентраций примесей.

К полупроводникам относятся элементы IV группы Периодической системы химических элементов Д. И. Менделеева — прежде всего германий и кремний. На их внешних орбитах имеется по четыре валентных электрона, которые в тетраэдрической кристаллической решетке образуют заполненные ковалентные связи. Если в полупроводник ввести примеси трехвалентных элементов: индия, галлия, алюминия, в нем резко возрастет дырочная проводимость. Такая примесь называется *акцепторной*. Легированный акцепторной примесью полупроводник называется дырочным или *p*-типа. Акцепторные атомы присоединяют к себе электроны, отрывающиеся от атомов

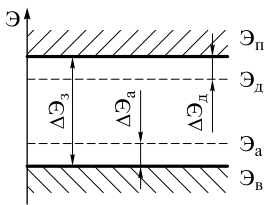


Рис. 26.2. Примесные уровни

полупроводника. На энергетической диаграмме в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны при введении таких примесей возникает дополнительный акцепторный энергетический уровень  $\mathcal{E}_a$  (рис. 26.2). Из-за малой ширины  $\Delta\mathcal{E}_a$  электроны из валентной зоны легко переходят на примесный уровень, генерируя большое количество дырок.

Примеси пятивалентных элементов: фосфора P, мышьяка As, сурьмы Sb приводят к появлению в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости дополнительного *донорного уровня*  $\mathcal{E}_d$ . Электроны с донорного уровня легко попадают в зону проводимости, придавая полупроводнику *электронную проводимость*, или *проводимость n-типа*.

При большой концентрации атомов примеси уровни расщепляются и превращаются в зоны, которые при очень сильном легировании соединяются с ближайшими разрешенными зонами. В таких *вырожденных* полупроводниках, как и в металлах, проводимость возможна при  $T = 0$  К.

Электрическая нейтральность примесного полупроводника нарушаться не должна. Это возможно, если  $p + N_d = n + N_a$ . Уравнение (26.3) в примесных полупроводниках распространяется на каждый тип полупроводника, т. е. и в *n*-, и в *p*-полупроводниках  $n_p p_p = p_n n_n = n_i^2$ , где  $n_p$  и  $p_n$  — неосновные;  $n_n$  и  $p_p$  — основные носители зарядов. В примесных полупроводниках *n*-типа  $n = N_d = N_n \exp[-(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_{\Phi_n})/(kT)]$ , энергия Ферми в *n*- и *p*-полупроводниках:

$$\mathcal{E}_{\Phi_n} = \mathcal{E}_n - kT \ln(N_n/N_d); \quad \mathcal{E}_{\Phi_p} = \mathcal{E}_v - kT \ln(N_v/N_a).$$

В вырожденных полупроводниках концентрации  $N_d$  или  $N_a$  настолько велики, что уровни Ферми могут оказаться на границе разрешенной зоны и даже внутри ее. Таким образом, в примесном *p*-полупроводнике уровень Ферми смещен к валентной зоне, в *n*-полупроводнике — к зоне проводимости.

## 26.2. Формирование электронно-дырочного перехода

Электронно-дырочный или *p-n*-переход образуется при соприкосновении двух примесных полупроводников *p*- и *n*-типа. Практически переход создают в кристалле с примесной проводимостью, например *n*-типа, доводя его введением акцепторной примеси до проводимости *p*-типа. Пусть между областями *n* и *p* существует *резкая граница*. Ее называют *металлургической*.



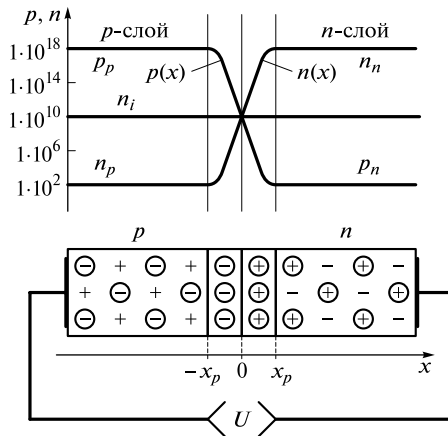


Рис. 26.3. Образование электронно-дырочного перехода

В полупроводнике  $p$ -типа основными носителями являются дырки (на рис. 26.3 обозначены знаком «+»), в полупроводнике  $n$ -типа основными носителями являются электроны (обозначены знаком «-»). Дырки и электроны подвижны. Кроме основных в каждом слое имеются *неосновные* носители зарядов — электроны в области  $p$  и дырки в области  $n$ . Но время их жизни мало, так как они рекомбинируют с основными носителями. Еще одну группу образуют отрицательные заряды акцепторных ионов и положительные — донорных ионов. Изображены знаками « $\oplus$ » и « $\ominus$ ». Ионы закреплены в кристаллической решетке и практически неподвижны. В создании токов они участия не принимают и поэтому обычно не изображаются. Заряды ионов и неосновных носителей в сумме равны зарядам основных, поэтому в  $n$ - и  $p$ -слоях до соприкосновения соблюдается электрическая нейтральность. В соответствии с формулой (26.1) концентрации зарядов:

$$\begin{aligned}
 p_p &= N_v \exp[-(\Phi_{\Phi_p} - \Phi_B)/(kT)]; \\
 n_p &= n_n \exp[-(\Phi_{\Phi_n} - \Phi_{\Phi_p})/(kT)]; \\
 n_n &= N_n \exp[-(\Phi_n - \Phi_{\Phi_n})/(kT)]; \\
 p_n &= p_p \exp[-(\Phi_{\Phi_n} - \Phi_{\Phi_p})/(kT)].
 \end{aligned}
 \tag{26.5}$$

Переход через металлургическую границу каждого электрона из  $n$  в  $p$  сопровождается изменением заряда в пограничной области  $p$  —  $n$ -перехода на  $q$  ( $q$  — заряд электрона), так как заряд соответствующего ему положительного иона  $\oplus$  оказывается некомпенсированным. Аналогично уход каждой дырки из  $p$  в  $n$  оставляет в  $p$  «след» в виде некомпенсированного отрицательного заряда соответствующего иона. В первую очередь в соседние области перемещаются основные за-

ряды, лежащие вблизи металлургической границы. Поэтому пограничная область обедняется основными носителями, и именно в ней скапливаются некомпенсированные заряды ионов (см. рис. 26.3). Процесс обеднения называется *экстракцией*. Основные носители, ушедшие в соседнюю область, в ней оказываются *неосновными*. Они образуют с ближайшими основными носителями электрически нейтральную пару, которая через некоторое время рекомбинирует, и эта пара зарядов нейтрализуется. На рис. 26.3 распределение концентраций приведено для плавного несимметричного перехода.

Таким образом, в результате каждого перехода заряда через металлургическую границу происходит два процесса. Во-первых, область  $p-n$ -перехода обедняется подвижными носителями, т. е. ее электрическое сопротивление возрастает. Во-вторых, некомпенсированные заряды ионов создают на границе  $n$ - и  $p$ -областей внутреннее электрическое поле  $\vec{E}$  и контактную разность потенциалов  $\varphi_k$ . Это поле препятствует дальнейшему проникновению электронов в область  $p$  и дырок в область  $n$ , т. е. образует своеобразный потенциальный барьер. Вблизи металлургической границы создается обедненный подвижными носителями зарядов, по сути, диэлектрический слой и два объемных заряда, т. е. *конденсаторная структура*.

Переходный процесс формирования контактной разности потенциалов продолжается до тех пор, пока не выровняются электрохимические потенциалы. Если до установления контакта энергия Ферми в  $n$ -области равнялась  $\Theta_{\Phi_n}$ , а в  $p$ -области  $\Theta_{\Phi_p}$  (рис. 26.4, *а*), то после соприкосновения  $\Theta_{\Phi_{n1}} = \Theta_{\Phi_{p1}} = \Theta_{\Phi}$  (рис. 26.4, *б*) и возникает контактная разность потенциалов:

$$\varphi_k = (\Theta_{\Phi_n} - \Theta_{\Phi_p})/q, \quad (26.6)$$

где  $q = 1,6 \cdot 10^{-31}$  Кл — заряд электрона.

На рис. 26.3 изображена одномерная физическая модель *симметричного* резкого  $p-n$ -перехода, на рис. 26.5, *а* — распределение напряженности электрического поля. Металлургическая граница расположена в точке  $x = 0$ , а  $p-n$ -переход ограничен координатами  $-x_p, x_n$ . Тогда, полагая, что объемная плотность заряда в области контакта равна  $\rho$ , имеем  $d^2\varphi/dx^2 = -\rho/(\epsilon_0\epsilon)$ , решение этого уравнения (см. работы [3, 11]) дает напряженность электрического поля в области  $n - E_1 = -d\varphi_1/dx = qN_d(x - x_n)/(\epsilon_0\epsilon)$ ; в области  $p - E_2 = -qN_a(x_p + x)/(\epsilon_0\epsilon)$ .

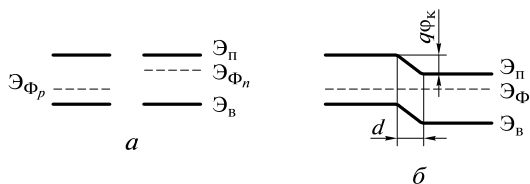
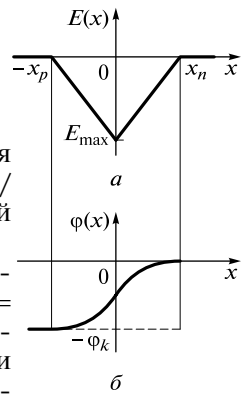


Рис. 26.4. Установление контактной разности потенциалов:

*а* — равновесное состояние; *б* — неравновесное состояние

Рис. 26.5. Распределение напряженности (а) и потенциала (б) в  $p-n$ -переходе



Из условия непрерывности напряженности поля на металлургической границе  $E_1(0) = E_2(0) = -qN_d x_n / (\epsilon_0 \epsilon) = -qN_a x_p / (\epsilon_0 \epsilon) = -E_{\max}$ , а условие электрической нейтральности перехода  $-x_n N_d = x_p N_a$ .

Распределение потенциала находят интегрированием функций напряженности. При  $x_p + x_n = d$   $\phi_k = qd^2 N_a N_d / [2\epsilon_0 \epsilon (N_a + N_d)]$ . Отсюда видно, что контактная разность пропорциональна протяженности  $p-n$ -перехода и зависит от концентраций примесей. Толщина перехода

$$d = \sqrt{2\epsilon_0 \epsilon (1/N_a + 1/N_d) \phi_k / q} \quad (26.7)$$

пропорциональна  $\phi_k$  и сумме обратных концентраций примесей.

В технике гораздо чаще используются несимметричные переходы, в которых концентрации примесей существенно различаются. Если, например,  $N_a \gg N_d$ , то в формуле (26.7) доминирующим оказывается влияние меньшей концентрации, лимитирующей процесс:

$$d \approx \sqrt{2\epsilon_0 \epsilon \phi_k / (qN_d)}. \quad (26.8)$$

При  $x_n/x_p \gg 1$  область объемного заряда сместится в полупроводник с меньшей концентрацией примеси. Если при переходе от  $p$  к  $n$  концентрация меняется, например, по закону  $N_d(x) - N_a(x) = ax$  (где  $a$  — градиент концентрации), то  $d^2 \phi / dx^2 = -qax / (\epsilon_0 \epsilon)$ . В симметричном переходе  $x_n = x_p = d/2$  и  $d = 2\sqrt{3\epsilon_0 \epsilon \phi_k / (2qa)}$ . В общем, формула для расчета толщины перехода определяется типом распределения или в конечном итоге технологией создания  $p-n$ -перехода, поэтому любая теоретическая модель обеспечивает лишь ту или иную схему аппроксимации реальной картины.

### 26.3. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии

Обобщая анализ равновесного состояния в  $p-n$ -переходе, можно считать, что структура (см. рис. 26.3) состоит из трех областей с резко отличающимися электрическими свойствами. Основные части областей  $p$  и  $n$  насыщены основными носителями и являются *проводниками* с дырочной и электронной проводимостью соответственно. Такие проводники называют *базами*. Ионы в базе зафиксированы, они обеспечивают электронейтральность, но в переносе зарядов

не участвуют, поэтому их обычно не изображают. Тонкий слой в области металлургической границы можно рассматривать как заряженный конденсатор, с расстоянием между обкладками, равным  $d$ . В процессе формирования  $p-n$ -перехода через него протекает ток. В стационарном состоянии устанавливается динамическое равновесие и ток в пограничном слое прекращается.

Нарушить равновесное состояние можно переводом перехода в другое энергетическое состояние путем теплового или радиационного воздействия, что используется в некоторых типах полупроводниковых приборов. Но наиболее разнообразно проявление свойств  $p-n$ -переходов под воздействием внешних электрических полей.

Подключим к области  $p$  положительный, а к области  $n$  отрицательный полюсы внешнего источника напряжением  $U$ . Такое включение называется *прямым*. Через базы это напряжение воздействует на  $p-n$ -переход. Поле, создаваемое источником, противоположно направлению внутреннего поля. В результате прямое включение внешнего источника приводит к компенсации собственного поля  $p-n$ -перехода, снижению потенциального барьера (рис. 26.6, *а*) и инжекции основных носителей зарядов: электронов из  $n$ - в  $p$ -область и дырок из  $p$ - в  $n$ -область.

Попав в соседнюю область, инжектированные носители зарядов оказываются неосновными. Там эти носители с основными создают неравновесные пары, которые через некоторое время (время жизни  $\tau$ ) рекомбинируют, изменяя заряд области. Дырки, инжектированные в область  $n$ , приводят к возникновению избыточного положительного заряда, для компенсации которого источник вносит в слой  $n$  дополнительное число электронов. В переходе (см. рис. 26.3) протекает два потока частиц: электронов справа налево и дырок слева направо, но токи тех и других совпадают по направлению. Во внешних проводах протекает чисто электронный ток. Он направлен по часовой стрелке, так как противоположен движению электронов.

Уменьшение потенциального барьера при прямом включении сужает ширину области объемного заряда, так как в формулах (26.7) и (26.8) вместо  $\varphi_k$  действует разность  $(\varphi_k - U)$ . При обратном смещении  $U < 0$  внешнее поле совпадает с внутренним и увеличивает высоту потенциального барьера (рис. 26.6, *б*). Одновременно расширя-

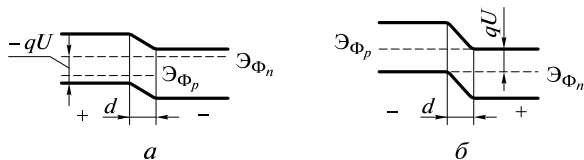


Рис. 26.6. Воздействие внешнего поля:  
*а* — прямое смещение; *б* — обратное смещение

ется область объемного заряда и возрастают величины некомпенсированных зарядов в  $n$ - и  $p$ -областях. Фактически  $p$ — $n$ -переход на обратное включение реагирует как конденсатор. Емкость такого конденсатора можно смоделировать, если воспользоваться формулой для емкости плоского конденсатора  $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$  и задаться площадью контакта  $S$ . Поскольку емкость связана с образованием потенциального барьера, ее можно назвать *барьерной* и записать как

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\epsilon_0 \epsilon q N_a N_d / [2(\phi_k - U)(N_a + N_d)]} \approx S \sqrt{\epsilon_0 \epsilon q N_a N_d / [2(\phi_k - U)]}. \quad (26.9)$$

Для практики важна зависимость  $C_{\text{бар}}(U)$ . Изменяя обратное напряжение на переходе ( $-U$ ), можно управлять емкостью. Параметры  $qN_d$  и  $\epsilon$  позволяют задавать начальное значение емкости выбором материала и степени легирования, а конструктивное оформление перехода определяет масштабный коэффициент  $S$ .

## 26.4. Вывод уравнения вольт-амперной характеристики $p$ — $n$ -перехода

При отсутствии внешнего поля носители зарядов через  $p$ — $n$ -переход перемещались только в процессе формирования потенциального барьера. При этом через переход проходило два встречных потока: дырок  $p_n = p_p \exp[-q\phi_k/(kT)]$  и электронов  $n_p = n_n \exp[-q\phi_k/(kT)]$ . Параметр, зависящий только от температуры,

$$U_T = kT/q \quad (26.10)$$

называется *температурным*, или *термическим, потенциалом*. При комнатной температуре:  $T = 300$  К;  $U_T \approx 25,9$  мВ.

Внешнее прямое напряжение  $U$  снижает высоту потенциального барьера и вызывает инжекцию носителей заряда через переход. При малых уровнях инжекции ( $n_p \ll n_n$ ):  $p_n = p_p \exp[-q(\phi_k - U)/(kT)] = p_n \exp(U/U_T)$ ;  $n_n = n_p \exp(U/U_T)$ . Концентрации инжектированных дырок и электронов вблизи металлургической границы определяются равновесной плотностью неосновных носителей и приложенным напряжением. Для восстановления электронейтральности источник вводит в  $n$ -область  $p_n$  электронов и удаляет из  $p$ -области  $n_n$  электронов. Таким образом, через  $p$ — $n$ -переход протекают два встречных потока одноименных носителей, а во внешних проводниках ток обеспечивается только движением электронов.

Неравновесные пары диффундируют в глубь баз. По мере рекомбинации их концентрация снижается. Для определения концентрации неосновных носителей в произвольной точке модели (см. рис. 26.3) нужно решить два уравнения непрерывности, которые в одномерном приближении имеют вид (см. работы [3, 11]):

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_n}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} J_p; \quad \frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_p}{\tau_n} - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} J_n,$$

где  $p$  и  $n$  — распределение концентраций носителей по  $x$  в функции  $x$  и  $t$ ;  $G_p$  и  $G_n$  — скорости генерации дырок и электронов;  $(p - p_n)$  и  $(n - n_p)$  — избыточные концентрации неосновных носителей, вызванные инжекцией; вторые члены имеют смысл скорости рекомбинации, в них  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — время жизни носителей зарядов;  $J_p$  и  $J_n$  — плотности токов, обусловленных дырками и электронами.

Каждый вектор плотности тока в полупроводнике содержит дрейфовую и диффузионную составляющие. Дрейфовая составляющая создается градиентом электрического потенциала, т.е. напряженностью  $E$ , диффузионная — градиентом химического потенциала:  $J_p = q\mu_p E - qD_p(\partial p/\partial x)$ ;  $J_n = qn\mu_n E + qD_n(\partial n/\partial x)$ , где  $\mu_p, \mu_n$  — подвижность дырок и электронов;  $D_p, D_n$  — соответствующие коэффициенты диффузии. В базах полупроводника напряженность поля  $E = 0$ , поэтому дрейфовая составляющая отсутствует. Объемный заряд сосредоточен только в области перехода. Заменяя коэффициент диффузии *диффузионной длиной*  $L = \sqrt{D\tau}$ , можно показать, что плотность общего тока через переход

$$J = J_p(0) + J_n(0) = q(D_p p_n/L_p + D_n n_p/L_n)[\exp(U/U_T) - 1].$$

Для нахождения тока через  $p-n$ -переход умножим плотность тока на площадь контакта  $S$ . Обозначим *обратный ток насыщения*  $I_0 = qS(D_p p_n/L_p + D_n n_p/L_n)$ , тогда уравнение ВАХ  $p-n$ -перехода (уравнение Шокли) принимает вид

$$I = I_0[\exp(U/mU_T) - 1], \quad (26.11)$$

где  $m$  — коэффициент, учитывающий конструктивные особенности перехода, выбирается в интервале значений от 1 до 2, чаще всего принимается  $m = 1$ , поэтому нередко формула (26.11) записывается без учета этого множителя.

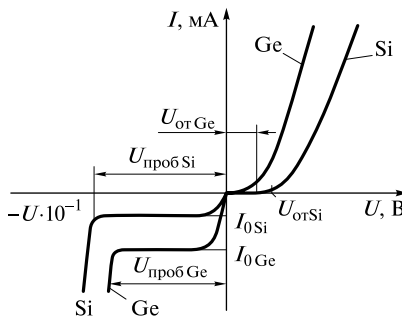


Рис. 26.7. Вольт-амперные характеристики  $p-n$ -переходов