

## Лекция 4 Контактные явления

### 4.1 Контактная разность потенциалов

Из модели сильной связи в зонной теории твердого тела следует, что энергия электронов в кристалле - величина отрицательная. Физически это означает, что электроны смогут покинуть кристалл, если им сообщить дополнительную энергию. Другими словами на границе твердого тела с вакуумом имеется некоторый энергетический барьер, препятствующий самопроизвольному выходу электронов из кристалла (рис. 7.2). Для преодоления этого барьера и надо затратить энергию, которая называется *работой выхода*.

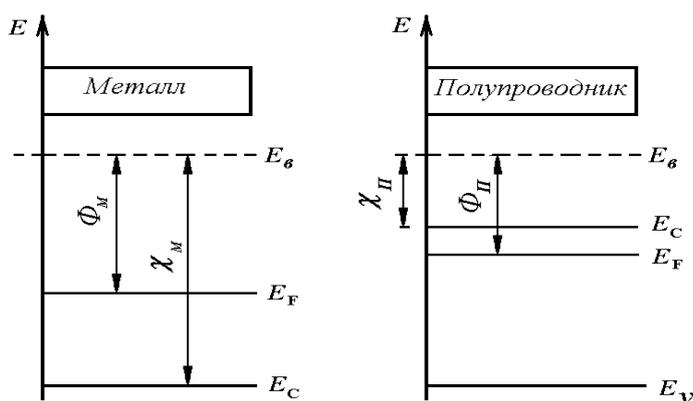


Рис. 7.2. Энергетическая диаграмма твердое тело – вакуум

Если отсчитывать эту энергию от дна зоны проводимости:

$$\chi_0 = E_B - E_C. \quad (7.37)$$

то перевод электрона со дна зоны проводимости на уровень  $E_B$  будет определяться *истинной работой выхода* (7.37) (здесь  $E_B$  — энергия свободного электрона в вакууме).

Если отсчет ведется от уровня Ферми, то такая работа выхода называется *термодинамической*

$$\Phi = \chi_0 + E_C - F = E_B - F. \quad (7.38)$$

Работа выхода  $\chi_0$  определяется свойствами кристаллической решетки. Для металлов и полупроводников она составляет величину 1 - 6 эВ. Энергия, требуемая для преодоления барьера, может быть подведена к кристаллу в виде тепла, излучения или других источников. Наиболее простой случай — термоэлектронная эмиссия электронов из твердого тела при его нагреве, широко используемая в радиоэлектронных устройствах. Как показывает расчет, термоэлектронный ток зависит от термодинамической работы выхода:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{k_0 T}}, \quad (7.39)$$

где

$$A = \frac{4\pi k_0^2 e^* m}{h^3}.$$

Отсчет работы выхода от уровня Ферми удобен, так как мы уже видели в разделе 3, что свойства полупроводника определяются положением уровня Ферми. Поскольку его положение зависит от примеси и температуры, то и термодинамическая работа выхода для разных полупроводников будет различной. Например, для собственного полупроводника

$$\Phi_i = \chi_0 + \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{k_0 T}{2} \ln \frac{N_C}{N_V}; \quad (7.40)$$

для донорного полупроводника и низких температур:

$$\Phi_d = \chi_0 + \frac{E_C - E_d}{2} + \frac{k_0 T}{2} \ln \frac{N_d}{2N_C}; \quad (7.41)$$

в области истощения примеси:

$$\Phi_d = \chi_0 + k_0 T \ln \frac{N_d}{N_C}. \quad (7.42)$$

Аналогичные выражения могут быть получены для акцепторного полупроводника:

$$\Phi_a = \chi_0 + \Delta E + \frac{E_a - E_V}{2} + \frac{k_0 T}{2} \ln \frac{N_a}{2N_V}; \quad (7.43)$$

$$\Phi_a = \chi_0 + \Delta E + k_0 T \ln \frac{N_a}{2N_V}. \quad (7.44)$$

Работа выхода из акцепторного полупроводника превышает работу выхода из донорного полупроводника на величину не более чем  $\Delta E$ .

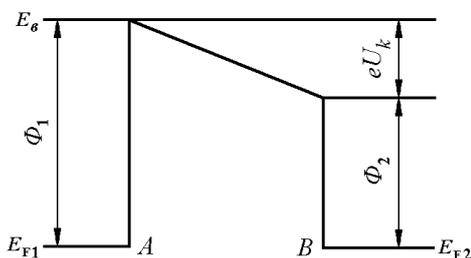
Очевидно, поскольку на границе каждого твердого тела имеются энергетические барьеры, то при контакте двух твердых тел возникает некоторая *контактная разность потенциалов*, обусловленная этими барьерами. Рассмотрим, например, контакт двух металлов. Если непосредственного контакта между металлами нет, то металлы могут обмениваться электронами только в результате термоэлектронной эмиссии. Тогда количество электронов, покинувших металлы, будет зависеть от работы выхода из этих металлов. Если работа выхода из первого металла меньше, чем из второго, то согласно уравнению (7.39) из первого металла потечет больший ток, чем из второго. Это означает, что приконтактная область первого металла будет заряжаться положительно, а приконтактная область второго - отрицательно. Появившееся разделение зарядов обусловит контактную разность потенциалов  $U_K$ . Так как процесс будет идти до установления термодинамического равновесия, когда  $j_{10} = j_{20}$ , то из формулы (7.39) можно найти  $U_K$ :

$$AT^2 e^{-\frac{\Phi_1}{k_0 T}} = AT^2 e^{-\frac{\Phi_2 + eU_K}{k_0 T}}; \quad (7.45)$$

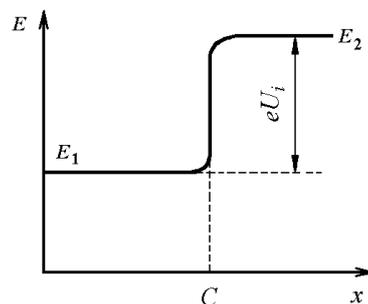
$$U_K = \frac{1}{e}(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (7.46)$$

$U_K$  называется *внешней контактной разностью потенциалов* и, как следует из уравнения (7.46), определяется разностью термодинамических работ выхода (рис. 7.3).

Заметим, что если вакуумный промежуток достаточно велик, то глубина проникновения контактного поля определяется длиной экранирования (7.31).



**Рис. 7.3.** Энергетическая диаграмма возникновения внешней контактной разности потенциалов  $U_k$  в состоянии термодинамического равновесия



**Рис. 7.4.** Энергетическая диаграмма возникновения внутренней контактной разности потенциалов  $U_i$

Как показывают простые расчеты, при разности работ выхода  $\Phi_2 - \Phi_1 \approx 1 \text{ эВ}$  это соответствует промежутку  $d \approx 1 \text{ см}$ .

Если привести металлы в непосредственный контакт, то при рассмотрении, аналогичном предыдущему, приходим к понятию *внутренней контактной разности потенциалов*  $U_i$ , значение которой можно получить из равенства токов и полных энергий электронов в состоянии термодинамического равновесия:

$$E_2 = E_1 + eU_i, \quad (7.47)$$

откуда с учетом положений уровней Ферми в металлах

$$E_2 = E_1 - F = E_2 - F_2 = E_1 + eU_i - F_2 \quad (7.48)$$

получаем

$$U_i = \frac{1}{e}(F_2 - F_1). \quad (7.49)$$

Как следует из условия (7.49), внутренняя контактная разность потенциалов определяется разностью положений уровня Ферми для изолированных металлов до соприкосновения (рис. 7.4). Энергия Ферми для металлов зависит от эффективной массы носителей и их концентрации. Следовательно,  $U_i$  будет определяться этими же величинами, и, поскольку концентрация электронов и положение уровней Ферми в разных металлах мало различаются, величина внутренней контактной разности потенциалов для металлов обычно мала и лежит в пределах  $0,001—0,01 \text{ В}$ .

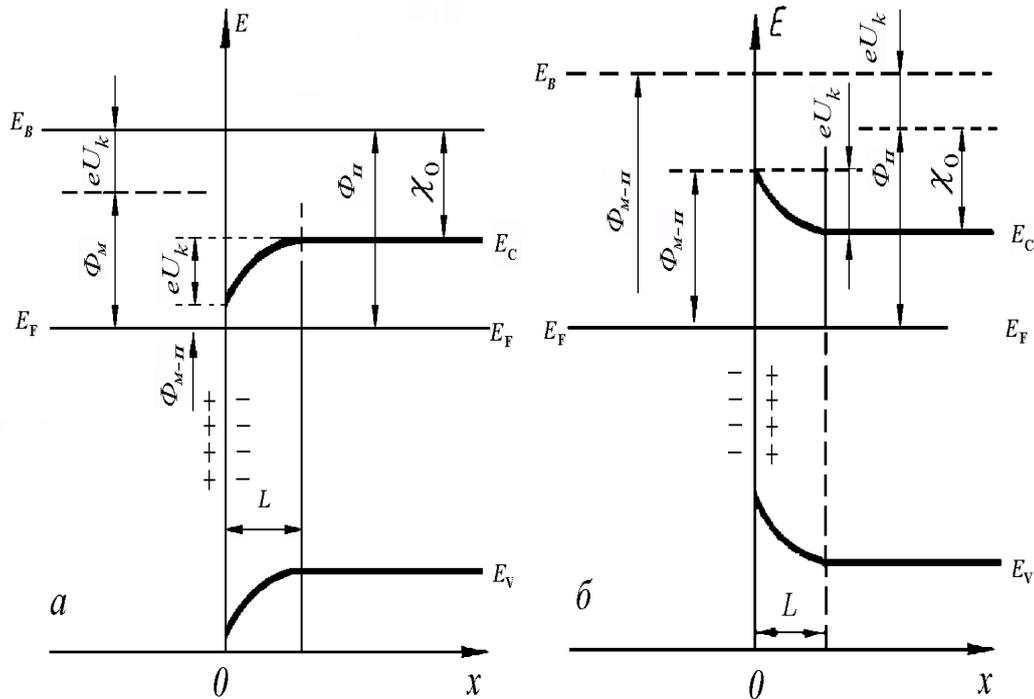
## 4.2 Контакт металл – полупроводник

Возникновение контактной разности потенциалов в случае контакта металл—полупроводник принципиально не отличается от контакта металл—металл, так как она определяется разностью работ выхода металла и полупроводника. Однако отличие свойств полупроводника от металла, обусловленное возможностью значительного изменения концентраций носителей заряда в полупроводниках, приводит к возникновению специфических явлений на контакте металл — полупроводник.

Если мы имеем контакт металл - полупроводник  $n$ -типа и работа выхода из полупроводника больше, чем из металла  $\Phi_n \gg \Phi_m$  (рис. 7.5a), то поток электронов из металла в полупроводник будет больше, и в приконтактной области металла будет

возникать положительный заряд, а в приконтактной области полупроводника — отрицательный. Это, как уже известно, приводит к возникновению контактной разности потенциалов

$$eU_K = \Phi_{II} - \Phi_M \quad (7.50)$$



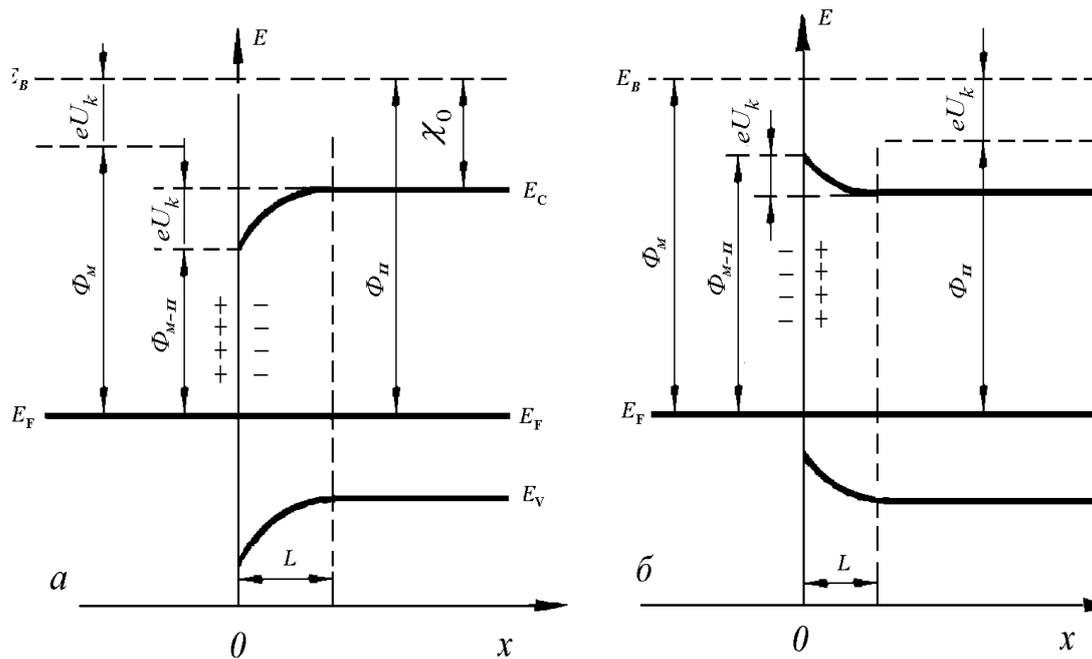
**Рис.7.5.** Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник *n* – типа; а –  $\Phi_{II} > \Phi_M$  и б –  $\Phi_{II} < \Phi_M$

и к появлению электрического поля, препятствующего переходу электронов из металла в полупроводник. Вследствие того, что глубина проникновения поля согласно уравнению (7.31) будет зависеть от концентрации электронов в металле и полупроводнике, которые могут сильно различаться (в общем случае  $n_M \gg n_{II}$ ), то возникшее контактное электрическое поле практически проникает только в глубь полупроводника. Если пространственный заряд отрицателен, то энергетические зоны изгибаются вниз, и приконтактный слой полупроводника обогащается электронами, т. е. основными носителями. Следовательно, действие контактного поля в этом случае сводится к увеличению проводимости приконтактного слоя полупроводника.

Если работа выхода из металла оказывается больше, чем из полупроводника  $\Phi_M > \Phi_{II}$  (рис. 7.5б), то в приконтактном слое полупроводника энергетические зоны будут изгибаться вверх, и он обогащается дырками, т. е. неосновными носителями заряда для электронного полупроводника. Обогащение неосновными носителями означает уменьшение электропроводности. Так как контакт рассматривается в состоянии термодинамического равновесия, то для невырожденного полупроводника  $n_i^2 = n_0 p_0$  по уравнению (6.51), и возрастание концентрации неосновных носителей  $p_0$  означает уменьшение концентрации основных носителей  $n_0$ . Следовательно, электропроводность

полупроводника  $n$ -типа, определяющаяся концентрацией основных носителей  $\sigma = en_0$ , уменьшается. Такой слой, обедненный основными носителями, можно рассматривать как область с повышенным сопротивлением, и он носит название *запирающего слоя*. В противоположность ему слой повышенной проводимости, обогащенный основными носителями, называется *антизапирающим*. Таким образом, на контакте металл—полупроводник возможно возникновение запирающих и антизапирающих слоев. Тогда такой контакт при прохождении через него электрического тока будет *нелинейным*, так как его свойства меняются в зависимости от приложенного напряжения. Аналогично на контакте металл -полупроводник  $p$ -типа (рис. 7.6) может возникнуть запирающий слой, когда  $\Phi_{II} > \Phi_M$  (см. рис. 7.6а), и антизапирающий, когда  $\Phi_M > \Phi_{II}$  (см. рис. 7.6 б).

Можно рассчитать глубину проникновения контактного поля в полупроводник, используя методику, описанную в разделе 7.4.



**Рис.7.6.** Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник  $p$ -типа; а -  $\Phi_{II} > \Phi_M$  и б -  $\Phi_{II} < \Phi_M$

Рассмотрим для определенности полупроводник  $n$ -типа и  $\Phi_M > \Phi_{II}$ . Созданное контактное поле оттесняет свободные электроны в глубь полупроводника, и практически весь пространственный заряд определяется ионизированными ионами доноров  $p_d$ , для концентрации которых, как было установлено выше, справедливо соотношение  $p_d = n_0$ .

Таким образом, плотность пространственного заряда в приконтактной области можно считать практически постоянной и равной:

$$\rho = en_0. \quad (7.51)$$

Расчет показывает справедливость уравнения (7.51), если принять в соотношении (7.27)  $U > k_0 T$ . Уже при  $U > 2,3 k_0 T$  доля  $n(x)$  в  $\rho$  (7.26) составляет менее 0,1.

С учетом условия (7.51) уравнение Пуассона для области существования пространственного заряда (7.22) приобретает вид:

$$d^2\varphi/dx^2 = -n_0/\varepsilon_0. \quad (7.52)$$

Интегрируя уравнение (7.52), получим

$$d\varphi/dx = -n_0/\varepsilon_0(\zeta - x). \quad (7.53)$$

Решение уравнения (7.53) зависит от граничных условий.

На границе слоя, т. е. при  $x = \zeta$ , поля нет:

$$\varphi(\zeta) = 0 \quad \text{и} \quad E = -\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=\zeta}. \quad (7.54)$$

Непосредственно на контакте, т. е. при  $x = 0$ :

$$\varphi(0) = eU_K = \Phi_M - \Phi_{II}, \quad (7.55)$$

тогда уравнение (7.53) будет иметь вид:

$$d\varphi(x) = \frac{e^2 n U_K}{2\varepsilon_0} (\zeta - x)^2, \quad (7.56)$$

откуда можно в явном виде получить выражение для глубины проникновения контактного поля:

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 U_K}{n_0 e}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 (\Phi_M - \Phi_{II})}{n_0 e^2}}. \quad (7.57)$$

При сравнении выражения (7.57) с дебаевской длиной экранирования (7.31) видно, что глубина проникновения контактного поля может быть значительно больше дебаевской длины. Это связано с тем, что контактная разность потенциалов обычно больше  $k_0 T$  и зависит от разности работ выхода металла и полупроводника, которая в свою очередь определяется положением уровней Ферми в металле и полупроводнике. Положением уровня Ферми в полупроводниках можно управлять и, следовательно, изменять согласно формуле (7.57) глубину проникновения контактного поля в полупроводник. Чем меньше степень легирования полупроводника, а значит, ниже уровень Ферми в нем и чем больше разность термодинамических работ выхода электронов из металла и полупроводника, тем больше глубина проникновения контактного поля в полупроводник. Уже при разности работ выхода  $\sim 1$  эВ для кремния с концентрацией примеси  $N_d = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> глубина проникновения контактного поля составляет около 15 мкм, что в десять раз больше дебаевской длины. Очевидно, что в собственном полупроводнике глубина проникновения контактного поля больше, чем в примесном.

Запирающий слой на контакте металл—полупроводник обуславливает *выпрямляющие свойства* такого контакта при прохождении через него электрического тока. В равновесном состоянии диффузионный ток основных носителей, вызванный градиентом концентраций, будет компенсироваться дрейфовым током неосновных носителей в контактном поле. При приложении к контакту внешнего электрического поля  $V$  нарушится равновесие, и через контакт потечет электрический ток. Основное сопротивление электрическому току представляет запирающий слой, и, поэтому практически все приложенное напряжение от внешнего электрического поля падает на этом запирающем слое.

Рассмотрим подробнее, к чему приведет воздействие внешнего напряжения  $V$  на энергетический барьер на контакте металл - полупроводник, который определяется положением уровня Ферми. При прохождении электрического тока полупроводники становится неравновесным, и концентрация носителей в нем будет определяться квазиуровнем Ферми. Для контакта металл — невырожденный полупроводник  $n$ -типа при  $\Phi_M > \Phi_n$

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - F_n^* + eU(x)}{k_0 T}}. \quad (7.58)$$

Очевидно, что прохождение тока будет изменять концентрацию носителей и положение квазиуровня Ферми. Найдем изменение квазиуровня Ферми между двумя точками  $x_1$  и  $x_2$  в области существования пространственного заряда, т. е. в области  $0 < x < \zeta$ .

Плотность тока, текущего через полупроводник, определяется как

$$j = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n dn/dx. \quad (7.59)$$

Учитывая соотношение Эйнштейна и формулу (7.58), можно получить для плотности тока выражение через относительное изменение квазиуровня Ферми:

$$\mathbf{j} = en\mu_n dF_n^* / dx, \quad (7.60)$$

откуда

$$\Delta F_n^* = \int_{x_1}^{x_2} dF_n^* = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\mathbf{j}}{en\mu_n} dx. \quad (7.61)$$

Вместе с тем падение напряжения между этими же двумя точками в запирающем слое, обусловленное приложенным внешним напряжением на основании закона Ома, можно записать:

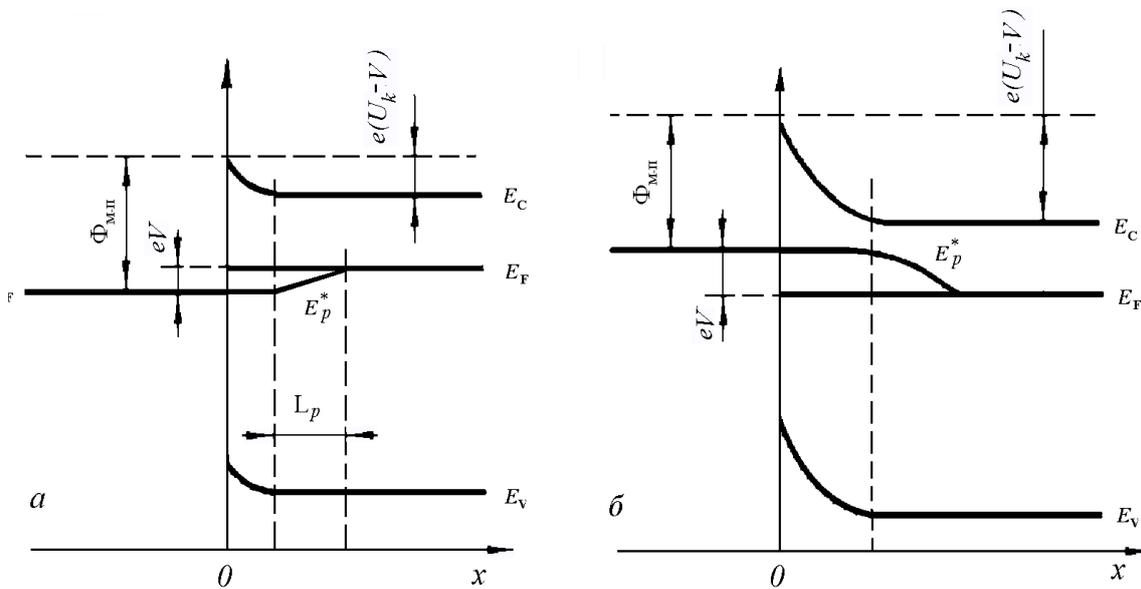
$$V_2 - V_1 = j \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sigma} = j \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{en\mu_n}. \quad (7.62)$$

Сравнивая выражения (7.61) и (7.62), можно увидеть, что изменение положения квазиуровня Ферми в приконтактном слое полупроводника, а следовательно, согласно формуле (7.50) контактная разность потенциалов и высота потенциального барьера практически определяется величиной приложенной разности потенциалов:

$$\Delta F_n^* = e(V_2 - V_1). \quad (7.63)$$

В зависимости от полярности приложенного внешнего напряжения  $V$  потенциальный барьер на границе металл—полупроводник будет или уменьшаться или увеличиваться.

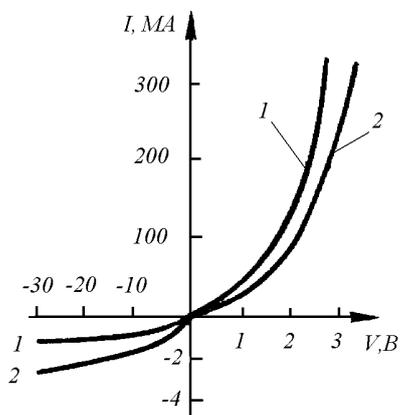
Если на запирающий слой полупроводника  $n$ -типа подать отрицательное напряжение, а на металл — положительное, то для случая, когда  $\Phi_M > \Phi_n$ , приложенное



**Рис. 7.7.** Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник *n* – типа – при приложении прямого (а) и запирающего (б) напряжения

напряжение  $V$  способствует переходу электронов из полупроводника в металл и уменьшает толщину обедненного основными носителями приконтактного слоя (рис. 7.7а). Высота потенциального барьера между металлом и полупроводником уменьшится на величину  $eV$ , и теперь равна  $e(U_K - V)$ . Такое напряжение называется *прямым*:  $V < 0$ . Если сменить полярность приложенного внешнего напряжения: на полупроводник подать положительное, а на металл отрицательное, то в этом случае электроны перемещаются от границы с металлом в глубь полупроводника. В результате толщина обедненного основными носителями приконтактного слоя в полупроводнике возрастает (см. рис. 7.7б), высота потенциального барьера также возрастает, и становится равной  $e(U_K + V)$ . Такое напряжение называется *запирающим*:  $V > 0$ , и ток через контакт отсутствует.

Аналогичную картину можно получить, если рассмотреть подачу внешнего напряжения на запирающий слой полупроводника *p*-типа. В этом случае, очевидно, прямым напряжением для такого полупроводника является подача положительного внешнего напряжения на полупроводник и отрицательного - на металл. Таким образом, если на контакте металл—полупроводник образуется запирающий слой и полярность внешнего напряжения такова, что концентрация неосновных носителей в приконтактном слое полупроводника возрастает, т. е. толщина обедненного основными носителями слоя и, следовательно, сопротивление контакта возрастают, то величина тока, текущего через такой контакт, оказывается достаточно малой.



**Рис. 7.8.** Вольт – амперная характеристика контакта металл – проводник для тонкого (1) и толстого (2) запирающего слоя

Если концентрация неосновных носителей в таком слое уменьшается, что величина тока через контакт металл—полупроводник, возрастает. Тем самым существование запирающего слоя на границе металл - полупроводник и возможность управления его толщиной с помощью внешнего напряжения обуславливает выпрямляющие свойства контакта (рис. 7.8). Толщина запирающего слоя при этом будет определяться как

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_K + V)}{n_0e}}. \quad (7.63)$$

Из выражения (7.63) видно, что при прямом напряжении  $V \ll 0$  толщина уменьшается, а при запирающем напряжении  $V \gg 0$  растет. Расчет токов, текущих из полупроводника в металл  $\mathbf{j}_D$  и обратно  $\mathbf{j}_M$  при подаче внешнего напряжения, позволяет получить аналитическое выражение для вольтамперной характеристики (ВАХ) контакта металл—полупроводник. Так как мы рассматриваем ток на контакте при подаче внешнего напряжения, то  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_D - \mathbf{j}_M$  и согласно выражениям (7.45) и (7.46) можно получить:

$$\mathbf{j} = AT^2e^{-\frac{eU_K + eV}{k_0T}} - AT^2e^{-\frac{eU_K}{k_0T}} = j_s \left( e^{-\frac{eV}{k_0T}} - 1 \right), \quad (7.64)$$

где

$$j_s = AT^2e^{-\frac{eU_K}{k_0T}}. \quad (7.65)$$

Этот ток называется *током насыщения*. Как следует из условия (7.64), при подаче прямого напряжения  $V < 0$  ток  $\mathbf{j}$  растет по экспоненте, при подаче на контакт запирающего напряжения  $V > 0$  ток  $\mathbf{j}$  определяется током насыщения  $\mathbf{j}_s$  (см. рис. 7.8).

Более строгий расчет ВАХ контакта металл—полупроводник показывает необходимость учета характеристики запирающего слоя и в первую очередь его толщины. Если запирающий слой толстый, что определяется условием:

$$\zeta \gg \lambda \quad (7.66)$$

(где  $\lambda$  — длина свободного пробега), то движение носителей заряда через запирающий слой будет описываться в основном диффузией.

Такая теория выпрямления называется *диффузионной*. Она применима для полупроводников с небольшой концентрацией носителей, малой их подвижностью и большой толщиной запирающего слоя. Можно показать, что более точный критерий применимости диффузионной теории имеет вид:

$$k_0T / 2eU_K\lambda \gg 1. \quad (7.67)$$

Соотношение (7.67) удовлетворяется, если энергия, приобретаемая носителем в контактном поле на длине свободного пробега, много больше средней энергии теплового движения. Тогда, например, для  $p$ -Cu<sub>2</sub>O с подвижностью  $\mu_p = 60$  В/(см<sup>2</sup> с), равновесной концентрацией дырок  $p_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, длиной свободного пробега дырок  $\lambda = 4 \cdot 10^{-7}$  см и контактной разностью потенциалов  $eU_K = 0,5$  эВ и, следовательно, толщиной запирающего слоя  $\zeta = 2,2 \cdot 10^{-4}$  см условия (7.66) и (7.67) хорошо выполняются, так как

$$\frac{k_0T\zeta}{2eU_K\lambda} = 15 \gg 1. \quad (7.68)$$

В то же время эта теория неприменима для таких полупроводников, как германий, кремний, и большинства соединений  $A^{II}B^{VI}$  и  $A^{III}B^V$  с большими значениями концентраций носителей и их подвижности. Например, для  $n$ -Si  $m_n^* = 0,26m$ ;  $\mu_n = 1300$  В/(см<sup>2</sup> с);  $\epsilon = 12$ ; при  $n_0 \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>;  $eU_K = 0,3$  эВ; и  $\zeta = 2 \cdot 10^{-4}$  см и  $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5}$  см., и тогда

$$\frac{k_0 T \zeta}{2eU_K \lambda} \approx 0.5 < 1. \quad (7.69)$$

Для таких полупроводников, где выполняется обратное условие

$$\zeta < \lambda \quad \text{или} \quad \frac{k_0 T \zeta}{2eU_K \lambda} < 1, \quad (7.70)$$

применима *диодная* теория выпрямления.

Толщина запирающего слоя в этом случае оказывается меньше длины свободного пробега (тонкий контакт), и носители заряда преодолевают слой без соударений, т. е. не рассеиваясь. Этот процесс аналогичен прохождению электронов через вакуумный промежуток в диоде. На основании этих аналогий теория тонких запирающих слоев и была названа диодной теорией. Уравнения ВАХ контакта в обеих теориях похожи на полученное общее выражение для ВАХ (7.64).

Диффузионная теория дает

$$\mathbf{j} = en_s \mu_n \mathbf{E}_0 \left( e^{-eV/k_0T} - 1 \right), \quad (7.71)$$

где  $\mathbf{j}_s = en_s \mu_n \mathbf{E}_0$  - ток насыщения, определяемый концентрацией носителей на внешней границе запирающего слоя  $n_s$ , напряженностью поля в запирающем слое

$$E_0 = \frac{2e(U_K - V)}{\zeta}.$$

Для случая диодной теории выражение для вольт-амперной характеристики имеет вид:

$$\mathbf{j} = en_s \mathbf{v}_T \left( e^{-eV/k_0T} - 1 \right), \quad (7.72)$$

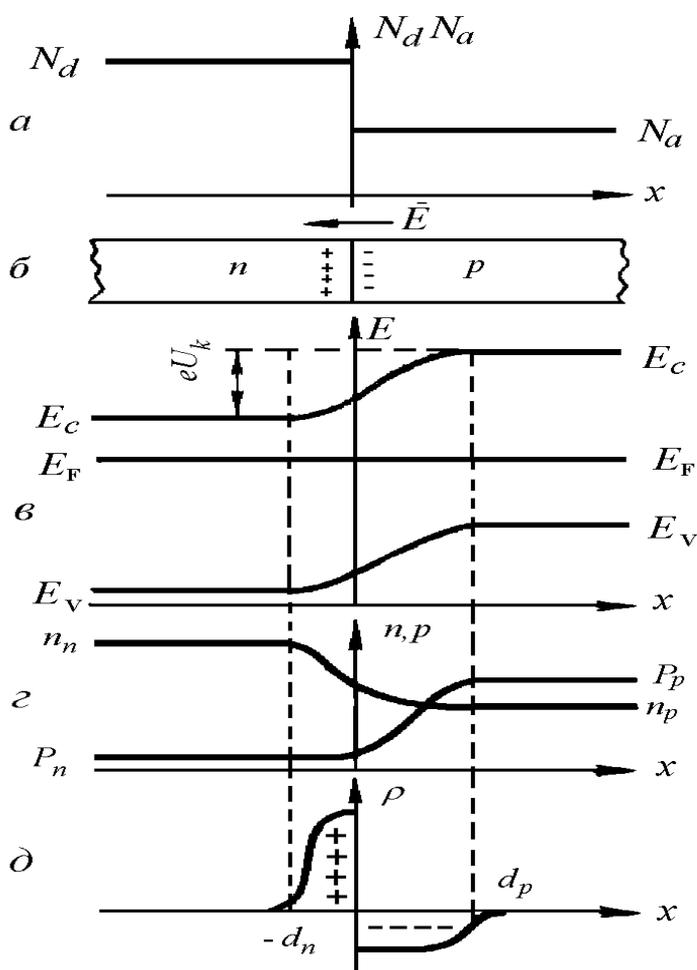
где  $j_s = \frac{1}{4} en_s \mathbf{v}_T$  - ток насыщения, определяемый также  $n_s$  и средней скоростью теплового движения носителей заряда  $\mathbf{v}_T = \sqrt{8k_0T/\pi m^*}$ .

Сравнение выражений (7.71) и (7.72) показывает некоторое отличие ВАХ в диодной и диффузионной теориях. Ток насыщения  $\mathbf{j}_s$  в диодной теории не зависит от приложенного напряжения на запирающем слое, в то время как в диффузионной теории, т. е. для толстого запирающего слоя, он растет для запирающего напряжения и падает для прямого. Кроме того, ток насыщения  $j_s$  в тонком запирающем слое больше тока насыщения в толстом слое во столько раз, во сколько средняя тепловая скорость  $\mathbf{v}_T$  больше скорости дрейфа носителей  $\mathbf{v}_d$ . Из-за указанных отличий выражений для тока насыщения тонкий запирающий слой должен обладать более резкой асимметричностью вольт-амперной характеристики (см. рис. 7.8).

Для обеих теорий по (7.71) и (7.72) при прямом напряжении  $V < 0$  ток через контакт экспоненциально растет, а при запирающем напряжении  $V > 0$  стремится к току насыщения  $j_s$ .

### 4.3 Электронно – дырочный переход в полупроводниках

В случае контакта полупроводников  $p$  и  $n$  типа на границе раздела  $p$  и  $n$  областей также возникают контактные явления и такой  $p$  -  $n$  переход обладает выпрямляющими свойствами. С подачей внешнего напряжения на  $p$  -  $n$  переход появляется возможность управления высотой потенциальных барьеров на переходе, при этом изменяется



**Рис. 7.8.** Образование  $p$  -  $n$  - перехода при введении донорной примеси в полупроводник  $p$  - типа:

*a* – распределение примесей;

*б* – возникновение разделения зарядов на контакте  $n$ - и  $p$ - областей;

*в* – изгиб зон в области  $p$  -  $n$  - перехода;

*г* – распределение носителей;

*д* – распределение пространственного заряда

концентрация основных и неосновных носителей не только в приконтактных слоях  $p - n$  перехода, но и в объеме полупроводника.

Например, при подаче внешнего отрицательного напряжения на  $n$  -область появляется возможность инжекции неосновных носителей в объем полупроводника. На этом важном свойстве  $p - n$  перехода - изменении концентрации носителей заряда основана вся полупроводниковая электроника. Образование  $p - n$  перехода достигается обычно диффузией в полупроводник  $n$  - или  $p$  - типа примеси другого вида с тем, чтобы в одной области полупроводника иметь избыток носителей одного знака, а в другой области - избыток носителей заряда другого знака.

Рассмотрим процессы в  $p - n$  переходе, созданном в однородном полупроводнике диффузией донорных и акцепторных примесей (рис. 7.8.). Считаем для определенности, что имеется акцепторный полупроводник, в котором акцепторная примесь распределена равномерно, В такой полупроводник введем донорную примесь так, чтобы в одной части полупроводника ее концентрация была большой  $N_d > N_a$  (см. рис. 7.8.а). В результате эта область приобретает электронную электропроводность, а другая часть, где концентрация доноров мала, - дырочную электропроводность (см. рис. 7.8.б). На границе двух областей полупроводника с разным типом проводимости возникает взаимная диффузия основных носителей заряда. Дырки из  $p$ -области, где их концентрация велика, переходят в  $n$  - область, а электроны из  $n$  - области соответственно в  $p$  - область. Эта взаимная диффузия носителей приводит к разделению зарядов в приконтактных областях  $p - n$  перехода. В  $p$  - области возникает отрицательный пространственный заряд ионов акцепторов за счет ухода из этой области дырок, а в  $n$ -области положительный пространственный заряд, так как при уходе электронов из этой области там остаются положительные ионы доноров. Таким образом, на контакте возникает электрическое поле, обуславливающее дрейф неосновных носителей, дырок из  $n$  - области в  $p$  - область и электронов из  $p$  - области в  $n$  - область. Носители перетекают до тех пор, пока созданное ими контактное поле не уравнивает оба тока, и дрейфовый ток неосновных носителей не сравняется с диффузионным током основных носителей. В отсутствие контактного поля концентрация основных носителей в  $n$  - области  $n_n$  больше, чем концентрация неосновных носителей - электронов в  $p$  - области  $n_p$  и соответственно концентрация основных носителей для  $p$  - области  $p_p$  больше, чем дырок  $p_n$  - неосновных носителей для  $n$  - области (см. рис. 7.8.в). Кроме того, с учетом условия  $N_d > N_a$

$$n_n > p_p. \quad (7.73)$$

Возникшее контактное поле препятствует уходу электронов из  $n$  - области в  $p$  и дырок из  $p$  - области в  $n$ . Концентрация электронов  $n_n$  и дырок  $p_p$  по мере углубления в приконтактную область быстро убывает (см. рис. 7.8. з).

В состоянии термодинамического равновесия ток через  $p - n$  переход не проходит, и уровни Ферми для обеих областей одинаковы. Однако наличие с обеих сторон  $p - n$  перехода пространственного заряда противоположного знака по отношению к основным носителям в каждой из областей приводит по существу к образованию потенциальных барьеров для основных носителей. Следовательно, в области контактного поля энергетические зоны искривляются (см. рис. 7.8.в). Глубина проникновения контактного слоя в  $n$  - и  $p$  - области различна (см. рис. 7.8.д), так как по формуле (7.57) она определяется концентрацией основных носителей. Учитывая выражение (7.73), можно считать, что

$$|\zeta|_p = \zeta_n. \quad (7.74)$$

Глубину проникновения контактного поля в каждую из областей  $p$ - $n$  перехода можно определить, решая для них уравнения Пуассона. Принимая во внимание (7.51) для каждой из областей, а это соответствует предположению, что пространственный заряд в основном определяется ионизированными атомами доноров для  $n$ -области и ионизированными атомами акцепторов для  $p$ -области, можем получить:

для  $0 < x < \zeta_n$

$$d^2\varphi/dx^2 = en_n/\varepsilon_0 \quad (7.75)$$

и для  $-\zeta_p < x < 0$

$$d^2\varphi/dx^2 = -ep_p/\varepsilon_0. \quad (7.76)$$

Подобные уравнения уже решались нами в разделе 7.5. Поэтому решения уравнений (7.75) и (7.76) с учетом граничных условий:

$$\varphi = 0 \quad \text{и} \quad d\varphi/dx = 0 \quad \text{при} \quad x = \zeta_n; \quad (7.77)$$

$$\varphi = U_K \quad \text{и} \quad d\varphi/dx = 0 \quad \text{при} \quad x = -\zeta_p \quad (7.78)$$

имеют вид, аналогичный формуле (7.56):

$$\varphi_n = en_n/2\varepsilon_0(\zeta_n - x)^2 \quad \text{при} \quad 0 < x < \zeta_n; \quad (7.79)$$

$$\varphi_p = U_K - ep_p/2\varepsilon_0(\zeta_p - x)^2 \quad \text{при} \quad -\zeta_p < x < 0. \quad (7.80)$$

Очевидно, что непосредственно на границе  $x = 0$  оба решения (7.79) и (7.80) должны давать одни и те же значения  $\varphi$  и  $d\varphi$ , т. е.:

$$\varphi_n|_{x=0} = \varphi_p|_{x=0}, \quad (7.81)$$

$$d\varphi_n/dx|_{x=0} = d\varphi_p/dx|_{x=0}. \quad (7.82)$$

Учитывая условия (7.81), (7.79), и (7.80), получим

$$\zeta_n/\zeta_p = p_p/n_n. \quad (7.83)$$

Если теперь использовать граничное условие для потенциала (7.81) и полученное соотношение (7.83), то можно получить выражение для полной толщины слоя пространственного заряда и  $\zeta = \zeta_p + \zeta_n$ :

$$U_K = \frac{e}{2\varepsilon_0} (n_n \zeta_n^2 + p_p \zeta_p^2) = \frac{e}{2\varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \zeta^2, \quad (7.84)$$

откуда

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 U_K}{n_0 e} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}. \quad (7.85)$$

Из формулы (7.85) следует, что толщина слоя  $\zeta$  тем больше, чем меньше концентрация носителей заряда, а поскольку эта концентрация в общем случае определяется легированием полупроводника, то  $\zeta$  будет уменьшаться при увеличении концентрации легирующей примеси.

Величина контактного поля так же, как и для контакта металл—полупроводник (7.50), зависит от разности работ выхода:

$$eU_K = \Phi_n - \Phi_p. \quad (7.86)$$

Учитывая значения  $\Phi_n$  и  $\Phi_p$  по формулам (7.41) и (7.43), получаем

$$eU_K = \Delta E - k_B T \ln N_c N_v / N_a N_d. \quad (7.87)$$

откуда следует, что для невырожденного полупроводника  $eU_K$  меньше  $\Delta E$ . Если также учесть значение  $n_i^2$  по формуле (6.50), то выражение (7.87) преобразуется:

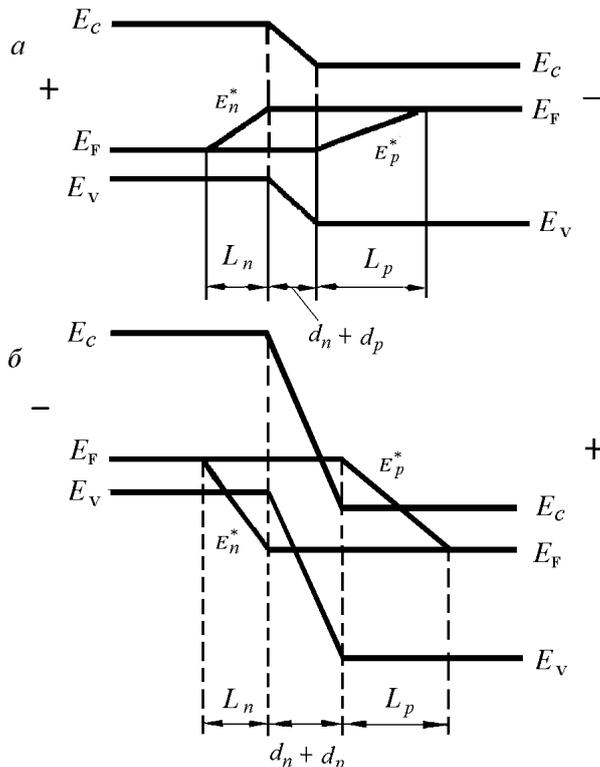
$$eU_K = k_B T \ln p_p n_n / n_i^2. \quad (7.88)$$

#### 4.4. Вольт – амперная характеристика $p - n$ перехода

Очевидно, что само существование потенциальных барьеров для основных носителей на  $p - n$  переходе обуславливает выпрямляющие свойства  $p - n$  перехода при подаче на него внешнего напряжения. Однако, в отличие от контакта металл – полупроводник, выпрямление на  $p - n$  переходе будет определяться главным образом неосновными носителями заряда, возникающими в приконтактных областях этого перехода, а поэтому оно будет зависеть от условий генерации и рекомбинации их в  $p - n$  переходе. Генерация неосновных носителей заряда обусловлена первоначальной диффузией основных носителей и зависит от их концентрации, которая может быть увеличена при действии внешнего электрического поля. Рекомбинация в основном определяется временами жизни неосновных носителей, которые связаны с их диффузионной длиной. Следовательно, рекомбинация будет зависеть от толщины  $p - n$  перехода. Для тонкого  $p - n$  перехода предполагается, что рекомбинация в нем не происходит, тогда к нему применима диодная теория выпрямления ( $L \gg \zeta$ ).

Если рассматривается рекомбинация в толстом переходе ( $L \ll \zeta$ ), то справедлива диффузионная теория выпрямления. Кроме того, в отличие от контакта металл – полупроводник при расчете тока через  $p - n$  переход, необходимо учитывать ток, обусловленный электронами, и ток, создаваемый дырками. Тогда через  $p - n$  переход протекают четыре составляющих тока: диффузионные токи основных носителей электронов  $\mathbf{j}_{nD}$  и дырок  $\mathbf{j}_{pD}$ , а также дрейфовые токи неосновных носителей  $\mathbf{j}_{nE}$  и  $\mathbf{j}_{pE}$ . Очевидно, в состоянии термодинамического равновесия:

$$\mathbf{j}_{nD} + \mathbf{j}_{pD} + \mathbf{j}_{nE} + \mathbf{j}_{pE} = 0. \quad (7.89)$$



Если подать на  $p - n$  переход положительное внешнее напряжение на  $p$ -область, а на  $n$ -область отрицательное, то величина потенциального барьера уменьшится. Это прямое напряжение  $V < 0$ . Поток электронов из  $n$ -области в  $p$ -область увеличится, и соответственно возрастет поток дырок из  $p$ -области в  $n$ -область. Таким образом, при прямом внешнем напряжении ток основных носителей увеличивается. При этом внешнее электрическое поле может стать больше контактного поля, и потенциальный барьер вообще может исчезнуть.

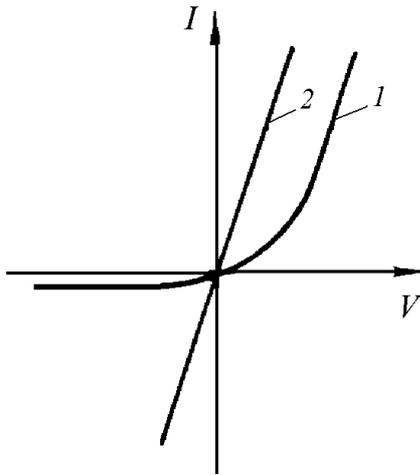
Тогда энергетические зоны, наклон которых обусловлен действием сильного внешнего электрического поля, образуют «потенциальный скат» для электронов в  $p$ -область и дырок в  $n$ -

**Рис.7.9.** Энергетическая диаграмма  $p - n$ -перехода  
*a* – при приложении прямого напряжения;  
*б* – при приложении запирающего напряжения

область (рис. 7.9а). Величина тока, текущего через  $p-n$  переход, определяется величиной приложенного напряжения  $V$  и рекомбинацией электронов в  $n$ -области и дырок в  $p$ -области перехода. Если сменить полярность приложенного внешнего напряжения, в приконтактных областях  $p-n$  перехода возрастет пространственный заряд неподвижных ионов доноров и акцепторов за счет ухода подвижных электронов и дырок под действием внешнего поля. Ток через  $p-n$  переход почти не идет (см. рис. 7.9б). Очевидно, что толщина  $p-n$  перехода будет меняться в зависимости от полярности приложенного напряжения:

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_K + V)n_n + p_p}{e n_n p_p}}. \quad (7.90)$$

При прямом напряжении  $V < 0$  она уменьшается, при запирающем  $V > 0$  она увеличивается. Таким образом,  $p-n$  переход обладает асимметричной проводимостью, и, следовательно, выпрямляющими свойствами (рис. 7.10).



**Рис. 7.10.** Вольт – амперная характеристика  $p-n$  – перехода (1) и идеального омического контакта (2)

Можно рассчитать возникающую в приграничных областях  $p-n$  перехода избыточную концентрацию неосновных носителей  $\Delta p$  для  $n$ -области и  $\Delta n$  для  $p$ -области:

$$\Delta p = p - p_n; \quad \Delta n = n - n_p, \quad (7.91)$$

где  $p$  и  $n$  — концентрации неосновных носителей – электронов и дырок в области пространственных зарядов в  $n$ - и  $p$ -области соответственно. Концентрация их будет зависеть от приложенного внешнего напряжения  $V$ :

$$\begin{aligned} p &= p_n e^{-eV/k_B T}; \\ n &= n_p e^{-eV/k_B T} \end{aligned} \quad (7.92)$$

и с ростом прямого напряжения  $V < 0$  будет увеличиваться. Подставляя выражения (7.92) в формулу (7.91), получим:

$$\Delta p = p_n (e^{-eV/k_B T} - 1); \quad \Delta n = n_p (e^{-eV/k_B T} - 1). \quad (7.93)$$

Откуда следует, что при подаче прямого напряжения  $V < 0$  избыточная концентрация неравновесных носителей увеличивается, и ток через  $p-n$  переход в прямом направлении возрастет. Такой способ увеличения концентрации носителей называется инжекцией, и, следовательно,  $p-n$  переход при подаче на него прямого напряжения инжектирует неравновесные неосновные носители заряда.

Согласно формуле (7.89) полный ток через  $p-n$  переход определяется четырьмя составляющими. Однако в некотором приближении можно учитывать не все из них. При сильном легировании величина концентрации  $n_n$  основных носителей велика. Учитывая условие электронейтральности для приграничных областей  $p-n$  перехода, устанавливающейся вследствие максвелловской релаксации объемного заряда:

$$\Delta p = \Delta n, \quad (7.94)$$

можем для концентрации электронов в  $n$ -области получить

$$n = n_n + \Delta n(x), \quad (7.95)$$

и тогда для электронного тока в формуле (7.89), определяемого диффузионной и дрейфовой составляющими:

$$\mathbf{j}_{nD} + \mathbf{j}_{nE} = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (7.96)$$

даже при малых значениях  $E$  с учетом  $\Delta n \ll n_n$ , дрейфовая составляющая оказывается больше диффузионной и последней можно пренебречь. Исходя из этого, для  $n$ -области ток определяется по формуле

$$\mathbf{j}_{nE} = \mathbf{j}_n^n = en\mu_n \mathbf{E}. \quad (7.97)$$

Вместе с тем в  $p$ -области концентрация электронов составит

$$n = n_p + \Delta n'(x), \quad (7.98)$$

где  $\Delta n'$  - количество электронов, инжектированных из  $n$ -области. Величина  $n_p$  мала, и диффузионная составляющая больше дрейфовой:

$$\mathbf{j}_{nD} = \mathbf{j}_n^p = eD_n \frac{dn}{dx}. \quad (7.99)$$

Соотношение (7.99) с учетом (7.93) может быть представлено в виде:

$$\mathbf{j}_n^p = \frac{eD_n n_p}{L_n} (e^{-eV/k_B T} - 1). \quad (7.100)$$

Учитывая, что  $p-n$  - переход тонкий, т. е. рекомбинация в нем не происходит, электронные токи в обеих областях на внешних границах  $p-n$  перехода оказываются одинаковыми

$$\mathbf{j}_n^n \Big|_{x=\zeta_n} = \mathbf{j}_n^p \Big|_{x=\zeta_p}, \quad (7.101)$$

и тогда можно считать, что электронный ток через  $p-n$  переход определяется диффузионной составляющей уравнения (7.100). Аналогично для дырочного тока в обеих  $p$ - и  $n$ -областях дырочный ток также может быть в некотором приближении представлен диффузионной составляющей тока в  $n$ -области:

$$\mathbf{j}_p^n \Big|_{x=\zeta_p} = \frac{eD_p p_n}{L_p} (e^{-eV/k_B T} - 1). \quad (7.102)$$

Для полного тока через  $p-n$  переход мы получим:

$$j = j_p^n + j_n^p = e \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) (e^{-eV/k_B T} - 1) = j_s (e^{-eV/k_B T} - 1). \quad (7.103)$$

Соотношение (7.103) аналогично по форме (7.64) с той лишь разницей, что величина тока насыщения  $j_s$  в этом случае может быть значительно меньше тока насыщения на контакте металл - полупроводник. Это обуславливает большую асимметричность  $p-n$  перехода по сравнению с контактом металл - полупроводник. Как следует из формулы (7.103), при подаче прямого смещения  $V < 0$  ток через  $p-n$  переход экспоненциально увеличивается, при подаче запирающего напряжения стремится к току насыщения  $j_s$ . Согласно формуле (7.103) ток насыщения определяется как

$$j = e \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) = en_i^2 \left( \frac{D_p}{L_p n_n} + \frac{D_n}{L_n p_p} \right) = e \left( \frac{n_p L_n}{\tau_n} + \frac{p_n L_p}{\tau_p} \right). \quad (7.104)$$

Ток насыщения уменьшается с ростом концентрации основных носителей и времени жизни неосновных носителей заряда. С повышением температуры ток насыщения  $j_s$  увеличивается, так как при этом возрастает концентрация собственных носителей заряда. Строго говоря, при больших прямых напряжениях на  $p-n$  переходе зависимость тока от напряжения не описывается простым экспоненциальным законом. В показатель экспоненты в формулу (7.103) должен быть введен коэффициент  $\beta$ , учитывающий изменение свойств  $p-n$  перехода при больших плотностях тока и действие рекомбинационно-генерационного механизма. Поэтому в общем виде ВАХ  $p-n$  перехода описывается уравнением типа

$$j = j_s (e^{-eV/k_B T} - 1). \quad (7.105)$$

## 7.8. Другие виды контактов. Гетеропереходы.

Контакты металл - полупроводник, если работы выходов из металла и полупроводника не равны друг другу, по существу нелинейные контакты. Нелинейность таких контактов обуславливает, в частности, их выпрямляющие свойства. Кроме того, нелинейность используется, как и в классической электронике, вообще для преобразования сигнала, генерации, модуляции, детектирования сигналов и т. д. Широко применяется в полупроводниковой электронике также возможность управления концентрацией неосновных носителей созданием  $p-n$  перехода.

Однако в технике используются и другие виды контактов, вольтамперная характеристика которых линейна (см. рис. 7.10) и которые обладают низким сопротивлением. Такие контакты не искажают форму поданного на него сигнала и называются *омическими*. Учитывая, что нелинейный контакт  $p-n$  перехода меняет концентрацию неосновных носителей, омическим контактом можно считать такой, который не меняет концентрацию неосновных носителей. Кроме омических контактов, могут реализоваться проводящие контакты, мало искажающие форму сигнала. Такой контакт можно получить, например, при подаче внешнего напряжения на антизапирающие слои полупроводника  $n$ -типа (см. рис. 7.5) или  $p$ -типа (рис. 7.6).

Если взять контакт полупроводника  $n$ -типа с металлом при  $\Phi_{\text{П}} > \Phi_{\text{М}}$ , получаем в полупроводнике антизапирающий слой. При подаче напряжения на него в одном направлении тока получается контакт металла с полупроводником, обладающим почти однородным сопротивлением, а при другом направлении тока - металл с полупроводником почти такого же сопротивления. Здесь мы пренебрегаем небольшим изменением удельного сопротивления в глубине полупроводника за антизапирающим слоем, обусловленным аккумуляцией и экстракцией неосновных носителей заряда. Следовательно, асимметрия проводимости такого контакта оказывается малой и выпрямления не происходит.

Заметим, что все рассмотренные выше виды контактов по существу идеализированы, и их свойства в значительной степени определяются качеством поверхности контакта. Поверхности реальных полупроводников имеют дефекты, искажающие описанную картину явлений на контактах, поэтому для получения контакта с заданными свойствами требуется сложный технологический процесс.

Успехи полупроводниковой электроники в последние годы связаны главным образом с развитием полупроводниковой технологии, в частности, с успехами в технике очистки поверхности, напыления металлических и полупроводниковых пленок в высоком вакууме и разработке эпитаксиальной технологии, что позволило получать контакты с заданными высокопроизводимыми характеристиками.

Рассмотренный ранее электронно-дырочный переход - по существу гомогенный

переход, поскольку он образован в монокристалле полупроводника. В настоящее время широко исследуются переходы, возникающие на контакте полупроводников с различной шириной запрещенной зоны.

Такие переходы называются *гетеропереходами*. При образовании таких контактов происходит перераспределение носителей заряда, приводящее к возникновению контактной разности потенциалов и выравниванию уровней Ферми (рис. 7.11). Так как ширина

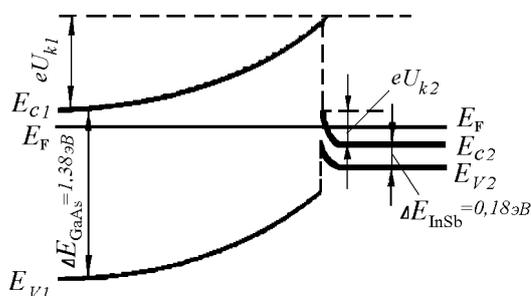


Рис. 7.11. Энергетическая диаграмма гетероперехода

энергетических зон полупроводников в гетеропереходе различна, то вблизи контакта

могут возникать разрывы зон. В зависимости от используемых в таком контакте полупроводников гетеропереходы обладают разнообразными свойствами, в частности, возможностью создания структур  $n-n^+$  и  $p-p^+$  - типа. Величиной потенциальных барьеров для электронов и дырок, которые для гетеропереходов могут быть различными, можно управлять с помощью внешнего напряжения.

Следует отметить трудности получения гетеропереходов, так как для получения гетероперехода с хорошими характеристиками кристаллическая решетка одного полупроводника должна с минимальными нарушениями переходить в кристаллическую решетку другого. В настоящее время известно большое количество гетеропереходов Ge, GaAs,  $Cu_2S - ZnS$ , GaAs – GaP и другие.

Если в  $p - n$  переходе используются вырожденные полупроводники и толщина слоя объемного заряда  $p - n$  перехода мала, то появляется новый механизм прохождения тока - туннелирование через потенциальный барьер. Это явление приводит к интересным особенностям ВАХ такого перехода и используется в туннельных и обращенных диодах.