

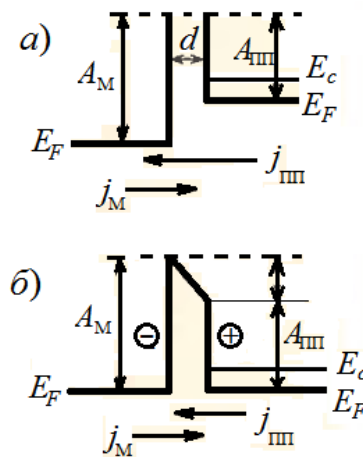
## КОНТАКТНИ ЯВЛЕНИЯ

### 1. Явления на контакта полупроводник - метал

Нека да разгледаме контакт на n-тип полупроводник с метал, като ги разделя тънък вакуумен слой с дебелина  $d$ . Предполагаме, че отделителната работа на електрона в полупроводника  $A_{\text{пн}}$  е по-малка от тази в метала  $A_{\text{м}}$ :  $A_{\text{пн}} < A_{\text{м}}$ . Според квантовата теория отделителната работа  $A$  на електрона (със заряд  $e$ ) е равна на разликата между енергията на електрона във вакуум и нивото на Ферми  $E_F$  в твърдото тяло:

$$A = e\varphi = E_0 - E_F,$$

където  $\varphi = \frac{A}{e}$  е отделителен потенциал или контактна потенциална разлика спрямо вакуума. Нивото на Ферми в твърдото тяло е изобразено с плътни хоризонтални линии, а нивото на енергията на електрона във вакуума – с пунктирна линия – фиг. 1.



**Фигура 1.** Нивото на Ферми при контакт метал – вакуумен слой – полупроводник:  
 а) в момента на доближаване на метала и полупроводника на разстояние  $d$ ,  
 б) след установяване на термодинамично равновесие.

При контакт между двете твърди тела с еднаква температура, но с различни отделителни работи се създават условия за дифузия на електрони към тялото с по-ниско ниво на Ферми или по-голяма отделителна работа. Този ефективен обмен на електрони създава контактна потенциална разлика, в резултат на протичането на токовете на термоелектронна емисия с плътност:

$$j = BT^2 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right),$$

където  $B = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 12 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$  е константата на Ричардсън.

Векторите на плътността на токовете в момента на контакт между твърдите тела ще са насочени, както е показано на фиг. 1 а), а големините им ще се записват така:

$$j_{\text{пн}} = BT^2 \exp\left(-\frac{A_{\text{пн}}}{kT}\right),$$

$$j_M = BT^2 \exp\left(-\frac{A_M}{kT}\right).$$

Ако  $A_{\text{пн}} < A_{\text{м}}$ , то  $j_{\text{пн}} > j_{\text{м}}$  и ще става пренос на електрони от полупроводника към метала. Така повърхността на полупроводника ще се зареди положително, а на метала отрицателно. Във вакуумния слой ще се създаде електрично поле с потенциална разлика  $U_k$ . Термодинамично равновесие на контакта се установява, когато двата тока станат равни  $j_{\text{пн}} = j_{\text{м}}$  и нивата на Ферми се изравнят (фиг. 1 б). Тогава се изравняват и потенциалните бариери за преход на електроните от полупроводника към метала и от метала към полупроводника:

$$A_{\text{пн}} + eU_k = A_{\text{м}}.$$

Следователно при достигане на равновесно състояние се създава контактна потенциална разлика:

$$U_k = (A_{\text{м}} - A_{\text{пн}}) / e.$$

Да изчислим броя електрони, които трябва да преминат от полупроводника към метала, за да се създаде контактна потенциална разлика  $U_k = 1V$ , ако дебелината на вакуумния слой е  $d = 10^{-7} \text{ cm}$ .

За интензитета на електричното поле се получава:

$$E_k = \frac{U_k}{d} = 10^7 \text{ V/cm}.$$

Повърхностната плътност на заряда тогава ще е:

$$\sigma_s = \epsilon_0 E_k,$$

а броят на електроните, необходими за създаването на такава повърхностна плътност ще е:

$$n = \frac{\sigma_s}{e} = \frac{\epsilon_0 E_k}{e} = \frac{8,85 \cdot 10^{-14} [F/cm] \cdot 10^7 [V/cm]}{1,6 \cdot 10^{-19} [C]} = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}.$$

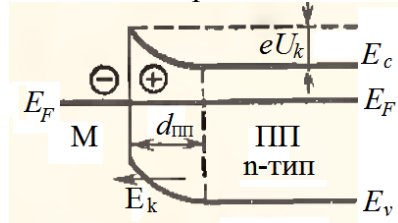
Но общият брой свободни електрони на повърхността на полупроводника може да се окаже много по-малък от  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Ако в неизроден полупроводник обемната концентрация на свободните електрони е  $n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , то за получаването на ефективна повърхностна концентрация  $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , трябва да се изтеглят свободните електрони на полупроводника от неговия повърхностен слой с дебелина:

$$d_{\text{пн}} = \frac{n}{n_0} = \frac{5 \cdot 10^{12}}{10^{15}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

Тогава в този слой остава само неподвижният обемен заряд на положително йонизираните донори и този слой не съдържа свободни носители на заряд, т.е. този слой е диелектрик. Ако дебелината на вакуумния слой е  $d = 10^{-7} \text{ cm}$ , то той може да се пренебрегне, защото е на няколко порядъка по-малък от този на слоя  $d_{\text{пн}}$ . Контактната потенциална разлика тогава изцяло се разпределя в повърхностния слой на полупроводника с дебелина  $d_{\text{пн}}$ .

➤ **За полупроводник n-тип при  $A_{\text{III}} < A_{\text{M}}$  - фиг. 2:**

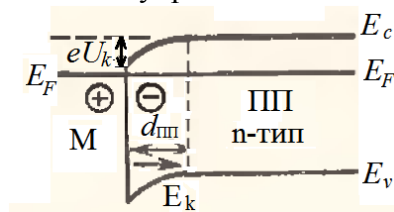
- Повърхностният слой на полупроводника с дебелина  $d_{\text{III}}$  е обеднен слой по отношение на основните носители – електроните и се нарича блокиращ слой.
- Контактът метал – полупроводник има изправящи свойства по отношение на електричния ток при включване на външен източник на напрежение.
- Зоните при равновесно положение се изкривяват нагоре и електроните се разполагат по дъното на зоната на проводимост в обема на полупроводника.



**Фигура 2.** Блокиращ слой в n-тип полупроводник при контакт метал – полупроводник.

➤ **За полупроводник n-тип при  $A_{\text{III}} > A_{\text{M}}$  - фиг. 3:**

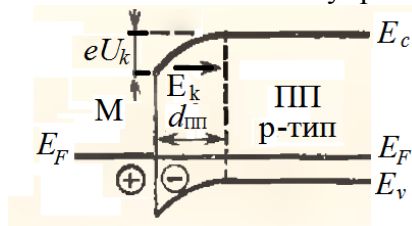
- Повърхностният слой на полупроводника с дебелина  $d_{\text{III}}$  е обогатен слой по отношение на основните носители – електроните и се нарича неблокиращ слой.
- Контактът метал – полупроводник няма изправящи свойства по отношение на електричния ток при включване на външен източник на напрежение.
- Зоните при равновесно положение се изкривяват надолу и електроните в зоната на проводимост от обема на полупроводника се натрупват в повърхностния слой.



**Фигура 3.** Неблокиращ слой в n-тип полупроводник при контакт метал – полупроводник.

➤ **За полупроводник p-тип при  $A_{\text{III}} > A_{\text{M}}$  - фиг. 4:**

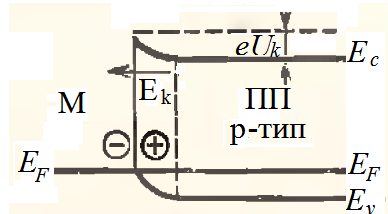
- Повърхностният слой на полупроводника с дебелина  $d_{\text{III}}$  е обеднен слой по отношение на основните носители – дупките и се нарича блокиращ слой.
- Контактът метал – полупроводник има изправящи свойства по отношение на електричния ток при включване на външен източник на напрежение.
- Зоните при равновесно положение се изкривяват надолу и дупките се разполагат по върха на валентната зона в обема на полупроводника.



**Фигура 4.** Блокиращ слой в p-тип полупроводник при контакт метал – полупроводник.

➤ За полупроводник р-тип при  $A_{\text{III}} < A_{\text{M}}$  - фиг. 5:

- Повърхностният слой на полупроводника с дебелина  $d_{\text{III}}$  е обогатен слой по отношение на основните носители – дупките и се нарича неблокиращ слой.
- Контактът метал – полупроводник няма изправящи свойства по отношение на електричния ток при включване на външен източник на напрежение.
- Зоните при равновесно положение се изкривяват нагоре и дупките във валентната зона от обема на полупроводника се натрупват в повърхностния слой.



Фигура 5. Неблокиращ слой в р-тип полупроводник при контакт метал – полупроводник.

## 2. Контактен р-п преход

В две области на полупроводников монокристал се вкарват донорни и акцепторни примеси и се създават две области с  $n$ - и  $p$ - проводимост.

**$p$ - $n$  преход** се нарича слой от полупроводника, разполагащ се от двете страни на границата на раздела на  $p$ - и  $n$ - областите, обединен на основни носители на заряд и представляващ запиращ слой.

При термодинамично равновесие в  $n$ -областта по-голяма част от свободните заряди са електроните, но има и неголям брой дупки.

- За  $n$ -областта, електроните са основни носители, а дупките – неосновни.
- За  $p$ -областта, дупките са основни носители, а електроните – неосновни.

Приемат се следните означения:

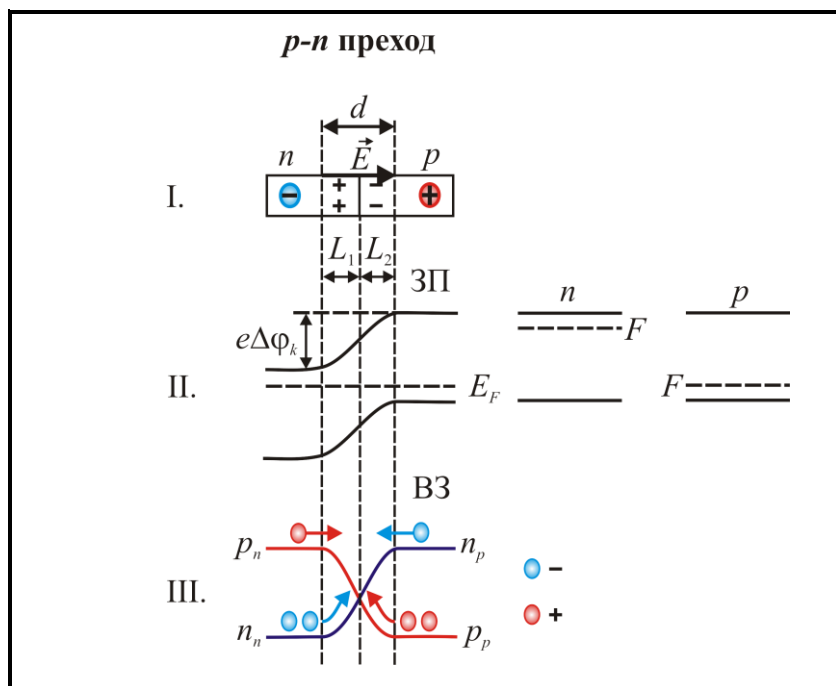
- В  $n$ -областта:
  - електрони  $n_n$  – основни носители
  - дупки  $p_n$  – неосновни носители
- В  $p$ -областта:
  - дупки  $p_p$  – основни носители
  - електрони  $n_p$  – неосновни носители

На фигура 6 с части I, II и III е показано изменението на концентрацията на положителните и отрицателните токови носители в полупроводник с  $p$ - $n$  преход.

Част I – Полупроводник със симетричен  $p$ - $n$  преход, с дебелина  $d$  от порядъка на няколко микрона.

Част II – Зонна диаграма на равновесното състояние на  $p$ - $n$  преход.

Част III – Разпределение на концентрацията на основните и неосновните носители на заряд.



**Фигура 6.** Полупроводник с p-n преход.

**I.** Поради концентрационния градиент на токовитите носители в  $p$ - и  $n$ -областите през  $p$ - $n$  прехода дифундират: електрони ( $n$ ) от  $n$ - към  $p$ - областта и дупки ( $p$ ) от  $p$ - към  $n$ -областта.

В  $p$ - $n$  прехода дифундиращите електрони и дупки рекомбинират при срещата си, следователно  $p$ - $n$  преходът става по-беден на токови носители и има много по-голямо съпротивление от останалата част на ПП.

В граничния слой на  $p$ - $n$  прехода се появява пространствен заряд:

- положителен в  $n$ -областта – положителни йони на донорните примеси, слой  $L_1$ .
- отрицателен в  $p$ -областта – отрицателни йони на акцепторните примеси, слой  $L_2$ .

Между слоеве  $L_1$  и  $L_2$  възниква контактно електрично поле  $\vec{E}$ , насочено от  $n$ - към  $p$ - областта. Това поле възпрепятства преминаването на основните токови носители: ( $n$ ) от  $n$ - към  $p$ -областта и ( $p$ ) от  $p$ - към  $n$ - областта и помага за преминаването на неосновните токови носители: ( $n$ ) от  $p$ - към  $n$ -областта; ( $p$ ) от  $n$ - към  $p$ -областта.

**II.** При определена контактна потенциална разлика  $\Delta\phi_k$  настъпва термодинамично равновесие на потоците в двете противоположни посоки:

- дифузия на основни токови носители (поради концентрационен градиент)
- дрейф на неосновни токови носители (поради възникналото електрично поле)

Това термодинамично равновесие в зонната теория означава изравняване нивата на Ферми в  $n$ - и  $p$ - полупроводниците, което е свързано с изгъване на енергетичните зони в областта на  $p$ - $n$  прехода.

**III.** Преминаването на основни токови носители през областта на  $p$ - $n$  прехода е свързано с преодоляване на потенциалния бариер -  $\Delta\phi_k$ , докато преминаването на неосновни токови носители става много лесно, защото те „се спускат” по потенциалната бариера.

Общата дебелина на  $p$ - $n$  прехода се определя от равенството:

$$d = L_1 + L_2$$

Ако  $p$ - $n$  преходът е симетричен, т.е.  $N_d = N_a$  и  $L_1 = L_2 = d/2$ , то:

$$d = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 U_k}{e N_d}}$$

Ако  $p$ - $n$  преходът е силно несиметричен, т.е.  $N_d \ll N_a$ , то:

$$d = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 U_k}{e N_d}} = L_1 = d_n$$

Следователно в силно легирираната област, съответната част на  $p$ - $n$  прехода е много тънка, в случая  $L_2 = d_p$  е много малка и практически цялото напрежение е върху другата част на  $p$ - $n$  прехода. С други думи силно легираната област на  $p$ - $n$  прехода е почти метал и контактът съответства на контакт метал – полупроводник, разгледан в точка 1.

Равновесната концентрация на неосновните носители на заряд може да се изрази чрез равновесната концентрация на основните носители на заряд в противоположните области като функция на контактната потенциална разлика  $U_k = \Delta\varphi_k$ :

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right), \quad (1)$$

$$p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right). \quad (2)$$

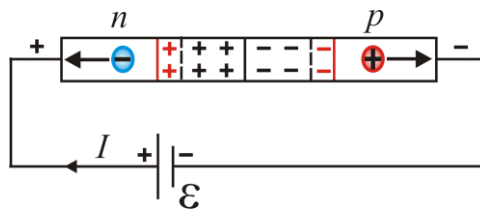
### Волт – амперна характеристика на $p$ - $n$ преход

Връзката между тока и външното напрежение, приложено към  $p$ - $n$  прехода, определят неговите изправящи свойства. Ще разгледаме тънък  $p$ - $n$  преход, чиято дебелина е толкова малка, че могат да се пренебрегнат процесите на генерация и рекомбинация на носителите на заряд в областта на обемния заряд на прехода.

Ако полупроводник (ПП) с  $p$ - $n$  преход се включи към източник на електродвижещо напрежение  $\mathcal{E}$ , съществуват две възможности:

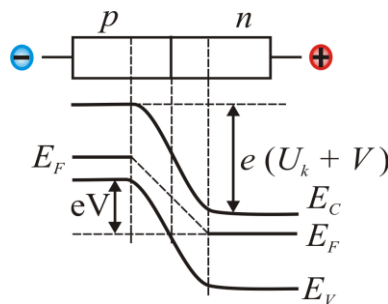
#### 1) включване в обратна посока:

когато полупроводник с  $p$ - $n$  преход се включи към източник на електродвижещо напрежение  $\mathcal{E}$ , така че положителният електрод на източника да е свързан с ПП от  $n$ -тип.



- Посоката на прилагане на напрежение към диода е обратна или спираща.
- Основните токови носители се отдалечават от  $p-n$  прехода.
- $p-n$  преходът се разширява и нараства съпротивлението му.
- Във веригата протича слаб ток от неосновни токови носители.
- Токът е обратен, достигащ наситена стойност  $I_s$  при голямо напрежение  $\mathcal{E}$ .

*Този случай може да се разглежда като полупроводников диод, включен в обратна посока:*



$V$  - външно напрежение, приложено към ПП диод;

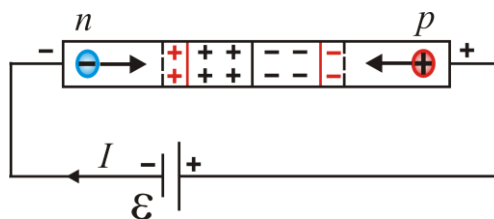
$U_k$  - контактна потенциална разлика  $\Delta\varphi_k$  при термодинамично равновесие.

#### **Анализ:**

- Потенциалният бариер се увеличава с  $eV$ .
- Разширява се  $p-n$  преходът, т.е. нараства дебелината на запиращия слой.

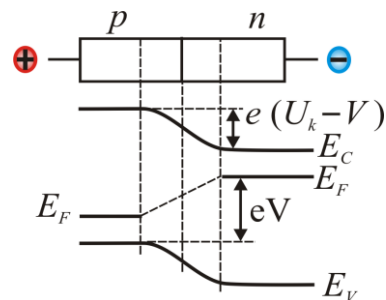
#### **2) включване в права посока:**

когато полупроводник с  $p-n$  преход се включи към източник на електродвижещо напрежение  $\mathcal{E}$ , така че положителният електрод на източника да е свързан с ПП от  $p$ -тип.



- Посоката на прилагане на напрежение към диода е права или пропускаща.
- Основните токови носители се насочват към  $p-n$  прехода.
- Ширината на  $p-n$  прехода намалява (намалява дебелината на запиращия слой) и съпротивлението му намалява, толкова повече колкото по-голямо е приложеното напрежение.
- Във веригата протича значителен електричен ток от основни токови носители.
- Токът е прав и е толкова по-голям колкото по-голямо е приложеното напрежение.

Този случай може да се разглежда като полупроводников диод, включен в права посока



$V$  - външно напрежение, приложено към ПП диод;

$U_k$  - контактна потенциална разлика  $\Delta\phi_k$  при термодинамично равновесие.

#### Анализ:

- Височината на потенциалния бариер се намалява с  $eV$ .
- Стеснява се  $p$ - $n$  преходът, т.е. намалява дебелината на запиращия слой.

### 3) волт-амперна характеристика на полупроводников диод

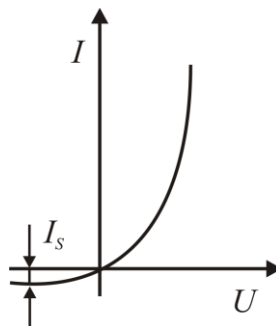
При получаването на волт-амперната характеристика на тънък  $p$ - $n$  преход плътността на тока се определя чрез сумиране на плътността на дифузионните токове на неосновните носители на заряд, чиято концентрация се определя от ур. 1 и 2:

$$j = j_n + j_p.$$

За големината на тока  $I$  на полупроводник с  $p$ - $n$  преход, включен към източник на ЕДН, е в сила зависимостта:

$$I = I_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$

където  $U$  е приложено външно напрежение към диода;  $I_s$  е наситен обратен ток, при прилагане на отрицателно напрежение. Волт-амперната характеристика на полупроводников диод с тънък  $p$ - $n$  преход е показана на фигура 7.



Фигура 7. Волт-амперна характеристика на полупроводников диод



При включване в права посока, напрежението е положително  $U > 0$  и единицата в скобите може да се пренебрегне, ако  $eU > kT$ . Тогава се получава експоненциално нарастване на тока с увеличаване на големината на приложеното напрежение.

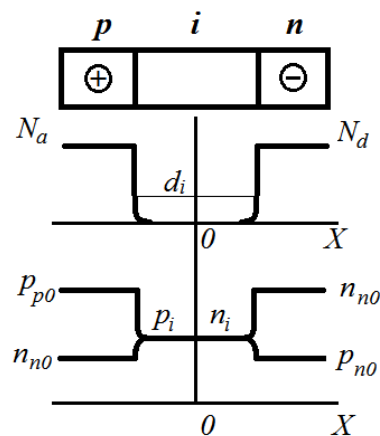
При включване в обратна посока, напрежението е отрицателно  $U < 0$  и експонентата може да се пренебрегне, ако  $|eU| > kT$ . Тогава се получава, че големината на тока е практически постоянна и не зависи от приложеното напрежение. Това е обратният ток на насищане.

Едностранната проводимост на диода при прилагане на право напрежение дава възможност той да се използва като токоизправител.

### 3. Контактен p-i-n преход

Преходът p-i-n е стъпалчест преход, в който p- и n- областите са разделени от област на собствена проводимост. Този преход има свойствата на дебел p-n преход.

На фигура 8 са показани концентрациите на донорите  $N_d$  и акцепторите  $N_a$ , както и концентрациите на носителите на заряд в равновесно състояние при отсъствие на външно електрично поле за p-i-n прехода.



Фигура 8. p-i-n преход.

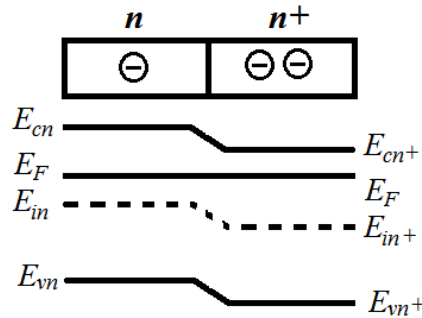
При него се наблюдава рекомбинация на носителите на заряд и при получаването на волт-амперната характеристика токът се определя чрез сумирането не само на дифузионните, но и на рекомбинационните токове на носителите на заряд. Това води до протичане на ток, без да се пробие (повреди) полупроводника, при много големи обратни напрежения. Затова p-i-n преходът се използва за получаването на силови токоизправители.

### 4. Контактни преходи: $n^+$ - n и $p^+$ - p

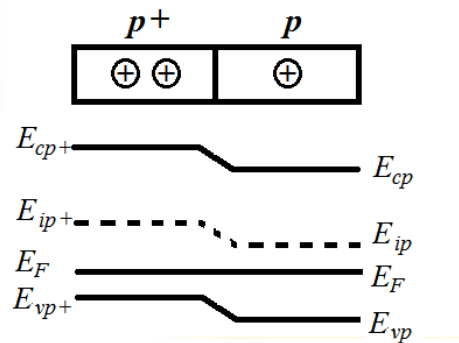
Областта от n-тип полупроводник, която има много голяма концентрация на донорите ще означим с  $n^+$ , а областта от p-тип полупроводник, която има много голяма концентрация на акцепторите ще означим с  $p^+$ .

Когато в полупроводник от n-тип се създаде област  $n^+$ , ще се получи  $n^+ - n$  преход. Когато в полупроводник от p-тип се създаде област  $p^+$ , ще се получи  $p^+ - p$  преход. Тези два прехода се наричат изотипни.

На фигура 9 е представена зонната диаграма при равновесно състояние, когато няма включено външно напрежение, на  $n^+ - n$  прехода, а на фигура 10 – на  $p^+ - p$  прехода.



**Фигура 9.** Зонна диаграма на  $n - n^+$  преход.



**Фигура 10.** Зонна диаграма на  $p^+ - p$  преход.

Нивото на Ферми е хоризонтално и е постоянно за целия обем на полупроводника. Следователно може да се запише:

$$\text{за } n^+ - n \text{ прехода: } E_{cn^+} - E_F < E_{cn} - E_F,$$

$$\text{за } p^+ - p \text{ прехода: } E_F - E_{vp^+} < E_F - E_{vp}.$$

Контактните потенциални разлики могат да се определят след несложни пресмятания:

$$\text{за } n^+ - n \text{ прехода: } eU_k = (E_F - E_{in^+}) - (E_F - E_{in}) = kT \ln \frac{n_0^+}{n_0},$$

$$\text{за } p^+ - p \text{ прехода: } eU_k = (E_{ip^+} - E_F) - (E_{ip} - E_F) = kT \ln \frac{p_0^+}{p_0}.$$

Следователно в преходите  $n^+ - n$  и  $p^+ - p$  се наблюдава изкривяване на зоните и се появява контактна потенциална разлика. Тези преходи нямат обеднени на основни носители слоеве и затова не показват изправящи свойства по отношение на тока при подаване на напрежение. Но се наблюдава асиметрия при проводимостта.

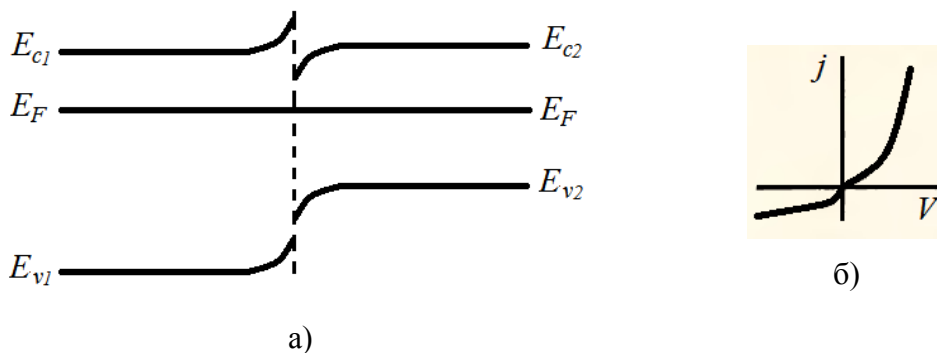
Тези преходи имат едно важно свойство – практически отсъства инжекция на неосновни носители във високоомната част и затова се използват за получаване на омически неинжектиращи контакти. Нека разгледаме например  $n^+ - n$  преход. Ако на  $n^+$  областта се подаде отрицателен потенциал, а на  $n$  - положителен, то ще се наблюдава пренос на основните носители на заряд – електрони. Ако на  $n^+$  областта се подаде положителен потенциал, а на  $n$  - отрицателен, то ще се наблюдава пренос на неосновните носители на заряд – дупки във високоомната част. Но т.к. концентрацията на дупките в  $n^+$  областта е много малка, то тази инжекция на дупки може да се пренебрегне.

## 5. Хетеропреходи

Хетеропреход се получава при контакт на два полупроводника с различна ширина на забранената зона. Хетеропреходите могат да бъдат от типа  $n-n$ ,  $p-p$ ,  $p-n$ , като във всички тези случаи могат да имат изправящ ефект.

Хетеропреходите от типа  $n-n$  и  $p-p$  се наричат изотропни, т.е. от един и същи тип. В тези хетеропреходи токът се пренася от основните носители на заряд. За разлика от типични  $p-n$  преход, в приконтактната област на изотипните хетеропреходи освен блокиращ слой, беден на основни носители на заряд, има и обогатен слой.

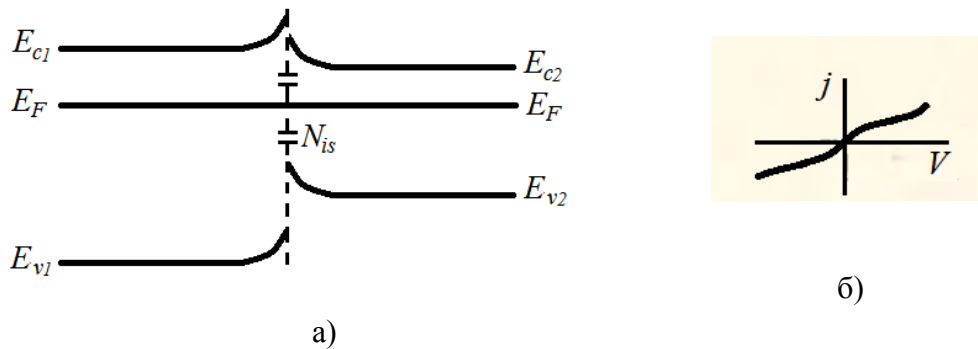
На фигура 11 е показана зонната диаграма за  $n-n$  хетеропреход. Отляво се намира полупроводник с широка забранена зона, имащ обеднен на основни носители на заряд (електрони) слой и зоните са изкривени нагоре. Отдясно се намира полупроводник с по-тясна забранена зона, имащ обогатен на основни носители на заряд слой и зоните са изкривени надолу.



**Фигура 11.** Зонната диаграма за  $n-n$  хетеропреход а) и съответната волт-амперна характеристика б).

Свойствата на хетеропреходите много силно зависят от състоянието на границата на контакта, изобразена с пунктирна линия на фиг. 11. При наличие на голям брой дефекти на граничната повърхност се създават локализиращи нива  $N_{is}$ , които захващат електрони. Така на границата на раздела се появява отрицателен заряд, който

изкривява зоните в двата полупроводника и това съответства на създаване на два блокиращи слоя, както е показано на фиг. 12.



**Фигура 12.** Зонната диаграма за  $n-n$  хетеропреход с два блокиращи слоя а) и съответната волт-амперна характеристика б).

Зонните диаграми на хетеропреходите могат да бъдат много различни и те зависят от съотношението на отделителните работи и ширината на забранените зони на контактуващите полупроводници. Освен това изкривяването на зоните зависи от наличието на заредени състояния на контактната гранична повърхност на двата полупроводника.