

## 4. FIZICA SEMICONDUCTORILOR

După inventarea tranzistorului în anul 1948, semiconductorii au încetat să fie subiect de investigație numai pentru specialiști și au devenit un capitol de sine stătător al fizicii solidului. Stimulați de importante necesități industriale și de aplicații tot mai numeroase, sprijiniți pe concepte teoretice corespunzătoare ca teoria benzilor, cercetătorii semiconductoarelor au ajuns la un tablou foarte complet al proprietăților unei întregi game de materiale.

Cea mai mare parte a studiilor s-au efectuat pe două elemente: siliciul și germaniul. Prin descoperirea proprietăților semiconductoare ale antimoniului de indiu - SbIn - s-a deschis o nouă cale în acest domeniu: s-a înțeles că aceste proprietăți sunt specifice și altor compuși al căror studiu și aplicații au fost demarate și finalizate.

Cercetările asupra materialelor semiconductoare pornesc de la prepararea lor, care solicită un grad înalt și controlat de perfecțiune fizică și chimică. Ele sunt urmate de punerea în practică a diferitelor tehnici pentru studiul proprietăților fizice, în particular, a celor electronice. Analiza acestor proprietăți conduce la cunoașterea datelor fundamentale: structura benzilor de energie, masa efectivă, mecanismele de relaxare ce limitează mobilitatea purtătorilor de sarcină, mecanismele de recombinare a purtătorilor în condiții de neechilibru, etc.

### 4.1. Proprietăți generale

Pentru a avea o imagine mai clară a elementelor și a compușilor cu proprietăți semiconductoare prezentăm mai jos

un fragment din Sistemul periodic al elementelor:

II b	III	IV	V	VI
	B	C	N	O
	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te
Hg	Tl	Pb	Bi	Po

**A. Compoziția chimică:** proprietăți semiconductoare posedă unele elemente chimice, compuși anorganici și organici.

a. elemente chimice din grupele:

- a IV: Si, Ge, Sn ( $\alpha$ ).
- a V: As, Sb (amorf în straturi subțiri)
- a VI: Se, Te (lichide)

b. compuși binari anorganici din grupele:

- IV-IV: SiC
- III-V: GaP, InP, GaAs, InAs, AlSb, GaSb, InSb,...
- II-VI: ZnO, CdS, CdSe, ZnS, CdTe, HgTe,...
- IV-VI: SnO<sub>2</sub>, PbS, PbSe, PbTe,...

Există și compuși semiconductori de tipul II-IV, II-V, I-VI, V-VI, I-VII, II-VII, etc, compuși ai elementelor tranziționale, precum și compuși ternari. Se constată următoarele caracteristici ale compușilor semiconductori:

- prezența obligatorie în compus a unui nemetal,
- legătura chimică de tip covalent în Ge și Si sau intermediară de tip iono-covalent,
- proprietățile semiconductoare sunt condiționate în mare parte de aranjarea atomilor: staniul gri este semiconductor, iar staniul alb este metal.

c. compuși semiconductori organici: majoritatea sunt cristale monoclinice cu legături moleculare, de exemplu

poliacenele: antracen -  $C_{14}H_{10}$  , naftalen -  $C_{10}H_8$  , perilen -  $C_{20}H_{12}$ . Printre moleculele mai complexe se află albastrul de metilen -  $C_{16}H_{18}N_3SCl \cdot 3H_2O$ , coloranți și molecule organice cu lanțuri lungi. De un interes deosebit se bucură în prezent moleculele organice care intră în componența organismelor vii, clorofila și hemoglobina care prezintă proprietăți semiconductoare.

### B. Starea fizică:

a. Majoritatea semiconductorilor au o structură cristalină. Germaniul și siliciul posedă structura cristalină a diamantului, alcătuită din două rețele cubice cu fețe centrate translatate una față de alta cu un vector  $(1/4, 1/4, 1/4)$  astfel că fiecare atom al solidului astfel format este centrul unui tetraedru cu un atom în fiecare vârf.

b. Există semiconductori amorfii de tipul sticlelor:



Prin încălzire acestea cristalizează și își modifică proprietățile electrice.

c. Semiconductorii lichizi sunt un alt exemplu de semiconductori necristalini: seleniu, telur,  $Cu_2Se$ ,  $CuTe_2$ .

La materialele lichide sau amorfe proprietățile semiconductoare se explică pe baza ordinii atomilor la mică distanță realizată prin natura legăturilor dintre atomi.

### C. Proprietăți specifice semiconductorilor

Aceste proprietăți definesc criteriile de recunoaștere pe cale experimentală a semiconductorilor.

a. rezistivitatea și conductivitatea electrică sunt cuprinse între cea a metalelor și cea a izolatorilor:

- metale:  $10^{-8}$ - $10^{-6}$  ohm.m
- semiconductori:  $10^{-6}$ - $10^{12}$  ohm.m
- izolatori:  $10^{12}$ - $10^{22}$  ohm.m

De exemplu la  $T=300K$ , valorile experimentale ale rezistivității sunt:

- pentru Ge -  $47 \cdot 10^2$  ohm.m,
- pentru Si -  $2,3 \cdot 10^7$  ohm.m.

Conductivitatea electrică crește cu temperatura după o lege exponențială și este puternic dependentă de impurități chiar și atunci când acestea sunt în cantități foarte mici: prezența unui atom de fosfor la  $10^{10}$  atomi de Si crește conductivitatea de 100 de ori.

b. fotoconductivitatea se manifestă ca o modificare a conductivității în prezența radiațiilor de lungime de undă convenabila și este caracteristică tuturor semiconductorilor.

Interacția cu radiația electromagnetică este diferită la semiconductori comparativ cu metalele și izolatorii. Metalele absorb puternic în vizibil și infraroșu, izolatorii sunt transparenți în acest domeniu exceptând câteva benzi de vibrație de rezonanță. Semiconductorii posedă în general o bandă de absorbție fundamentală care se termină brusc în domeniul lungimilor de undă din infraroșu.

#### D. Structura benzilor de energie.

Structura benzilor de energie explică principalele proprietăți ale semiconductorilor prezentate anterior. Amintim că la  $T=0K$  nivelul de energie Fermi se află într-o bandă interzisă a cărei lărgime este sub 3 eV. La  $T>0K$  electronii periferici se pot afla în două benzi de energie: în banda de valență (BV) - aproape plină și în banda de conducție (BC) - aproape goală. Trecerea, datorită agitației termice, a unui electron din BV în BC constituie o tranziție în urma căreia apare în banda de valență un gol: acesta este un proces de generare a unei perechi electron-gol. Procesul invers este recombinarea unui electron cu un gol prin tranziția electronului din BC în BV. La o temperatură dată se crează un echilibru dinamic între cele două procese și în mod statistic există un număr de electroni în BC și un număr de goluri în BV.

#### 4.2. Semiconductori intrinseci

Un semiconductor intrinsec este un semiconductor pur. Într-un cristal de Si pur legătura covalentă se stabilește prin punerea în comun a celor patru electroni periferici ai unui atom cu fiecare din cei patru atomi vecini, Fig.4.1.a. Structura energetică a unui semiconductor intrinsec este prezentată în Fig.4.1.b. Electronii legați de atomi sunt electronii din BV, electronii liberi (datorită agitației termice) sunt electronii din BC, iar valențele nesatisfăcute sunt golurile din BV. Energia minimă a BC se notează  $E_c$ , iar energia maximă a BV este  $E_v$ .

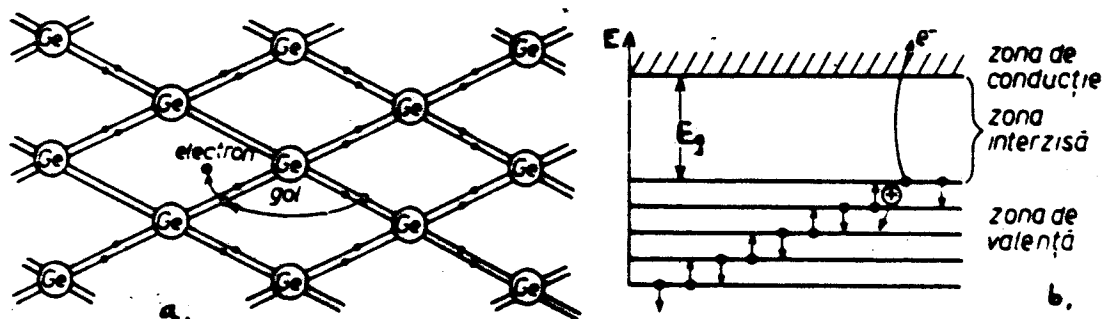


Fig.4.1.

În condiții de echilibru termodinamic densitatea de electroni din banda de conducție  $n$  este egală cu densitatea de goluri din banda de valență  $p$ :

$$n=p \quad (4.1)$$

(densitatea = numărul de particule din unitatea de volum)

Calculul densității de electroni din BC se face cu ajutorul statisticii Fermi-Dirac, după modelul gazului de electroni nedegenerat, cu  $E-E_c \gg kT$ , integrarea efectuându-se între limitele  $E_c$  și infinit (vezi paragraful 3.3). Energia totală a electronilor din BC este:

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m} = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*} \quad (4.2)$$

unde  $m_n^*$  este masa efectivă, considerată aceeași pentru toți electronii din BC, deoarece majoritatea sunt distribuiți pe nivelele din imediata vecinătate a nivelului  $E_c$ . Astfel:

$$\begin{aligned}
 n &= \int_{E_c}^{\infty} \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E-E_c)^{1/2} e^{-\frac{E-E_F}{kT}} dE = \\
 &= \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} e^{-\frac{E_c-E_F}{kT}} \int_{E_c}^{\infty} (E-E_c)^{1/2} e^{-\frac{E-E_c}{kT}} dE = \\
 &= 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_c-E_F}{kT}} = \\
 &= N_c e^{-\frac{E_c-E_F}{kT}}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

unde  $N_c$  se numește densitate efectivă de stări pentru electronii liberi din banda de conducție.

Concentrația de goluri din banda de valență este dependentă de locurile lăsate libere de electroni:

$$dp(E) = [1 - f_{F-D}(E)] dg(E) = e^{-\frac{E_F-E}{kT}} dg(E) \tag{4.4}$$

Energia golurilor din banda de valență, în apropierea nivelului  $E_v$  este:

$$E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*} \quad \text{cu } m_p^* > 0 \tag{4.5}$$

Prin integrarea relației (4.4) între limitele  $E_v$  și minus infinit (în fapt, majoritatea golurilor se află, în condiții obișnuite de temperatură, în apropiere de  $E_v$ ), după un procedeu asemănător celui de la electroni, se va obține densitatea de goluri din banda de valență:

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F-E_v}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_F-E_v}{kT}} \tag{4.6}$$

unde  $N_v$  este densitatea efectivă de stări din BV.

În calculele precedente nu a fost necesar să presupunem că cristalul este pur, ci doar că este la echilibru termodinamic. Se stabilește astfel o relație fundamentală pentru un semiconductor la echilibru termodinamic, intrinsec sau extrinsec:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (4.7)$$

$$n_i = N_C e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

$n_i$  este densitatea intrinsecă a purtătorilor și apare ca o caracteristică esențială a unui semiconductor fiind dependentă de masa efectivă și de energia de activare la o temperatură dată și independentă de poziția nivelului Fermi.

În cazul semiconductorilor intrinseci, fiecărui electron din banda de conducție îi corespunde un gol în banda de valență, deci  $n=p=n_i$ . Să reținem ordinul de mărime la  $T=300K$  pentru:

$$\text{Ge: } n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Si: } n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Știind că în Si densitatea de atomi este de  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , înseamnă că o proporție infimă de atomi pierd un electron, cca 1 din  $10^{12}$ .

Poziția nivelului Fermi, parametru statistic, are o mare importanță în studiul semiconductorilor. La semiconductorii intrinseci, poziția sa se deduce ușor din egalitatea  $n=p$ :

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_V}{N_C} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{1}{2} kT \frac{3}{2} \ln \frac{m_p^*}{m_n^*} \quad (4.8)$$

Pentru semiconductorii obișnuiți  $m_p^* = m_n^*$  (în InSb  $m_p^*/m_n^* = 20$ ), deci:

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} = E_{Fi} \quad (4.9)$$

Poziția nivelului Fermi în semiconductori intrinseci este la mijlocul benzii interzise. Această valoare servește ca referință pe scara energiilor și s-a notat cu  $E_{Fi}$ .

### 4.3. Semiconductori extrinseci

Semiconductorii extrinseci sunt semiconductori în care au fost introduse în mod voit impurități în scopul modificării proprietăților electrice. Densitatea relativă a impurităților față de restul atomilor este mică, sub  $10^{-3}$ , încât perturbarea rețelei cristaline este ne semnificativă. În acest mod se conservă toate proprietățile cristalului perfect: masa efectivă, structura de benzi, densitatea stărilor, etc.

#### a. semiconductori extrinseci de tip n

Acești semiconductori sunt dopați cu impurități donoare, de obicei din grupa a V-a. De exemplu, dacă în timpul creșterii unui cristal de siliciu se introduce ca impuritate fosforul sau alt element pentavalent (Sb, As), cristalul nou format conține atomi de fosfor în structura sa în locul atomilor de siliciu. Concentrația tipică este de  $10^{15}$  atomi de P pe  $\text{cm}^3$ , față de  $10^{22}$  atomi de Si pe  $\text{cm}^3$ , concentrație ce nu afectează structura siliciului.

Patru electroni ai atomului de fosfor participă la legătura covalentă cu atomii de siliciu vecini, iar al cincilea rămâne slab legat de atomul de P. Acest electron poate deveni cu ușurință electron liber, atomul de fosfor devenind în acest caz ion pozitiv. Din acest motiv asemenea impurități de numesc donoare, Fig.4.2.a.

Din punct de vedere energetic, electronii impurităților neparticipanți la structura stabilă de octet au o energie mai mare decât a electronilor de valență și mai



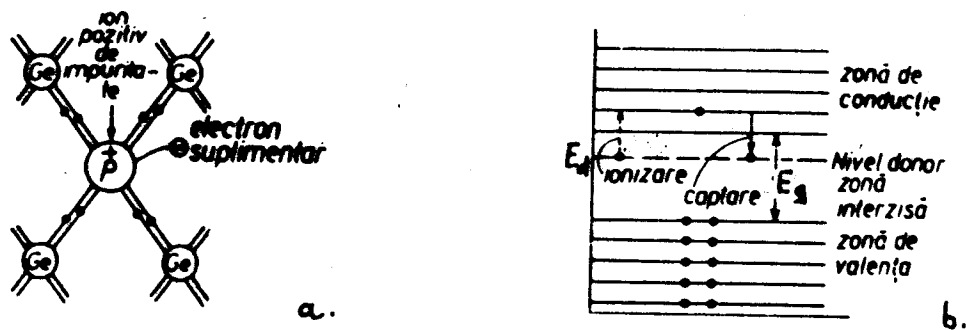


Fig.4.2.

mică decât a electronilor liberi. Ei generează în banda interzisă un nivel de energie numit nivel donator, aflat în apropierea benzii de conducție, la valoarea energetică  $E_d$ , Fig.4.2.b.

Astfel, la o temperatură dată, în banda de conducție vor exista atât electroni proveniți din BV care generează goluri, cât și electroni proveniți din  $E_d$  care nu generează goluri. Din acest motiv concentrația de electroni din BC este mai mare decât cea de goluri din BV:

$$n > p \quad (4.10)$$

În semiconductorii extrinseci de tip n electronii se numesc purtători majoritari, iar golurile - purtători minoritari.

#### b. semiconductorii extrinseci de tip p

Acești semiconductorii sunt dopați cu impurități acceptoare, din grupa a III-a. Atomii de aluminiu prezenți în structura unui cristal de siliciu conduc la existența unor legături covalente incomplete, deci a unor goluri suplimentare. Ocuparea acestor goluri cu electroni transformă atomii de Al în ioni negativi, iar golurile participa la conducție, Fig.4.3.a. Golurile create de impurități au o energie plasată în zona interzisă în apropierea benzii de

valență formând un nivel acceptor de energie  $E_a$ , Fig.4.3.b

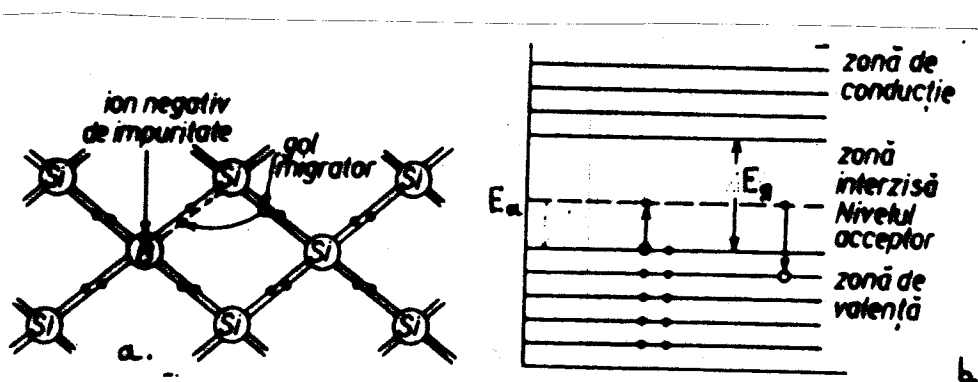


Fig.4.3.

Un astfel de semiconductor se numește de tip p și are densitatea de goluri mai mare decât cea de electroni:

$$p > n \tag{4.11}$$

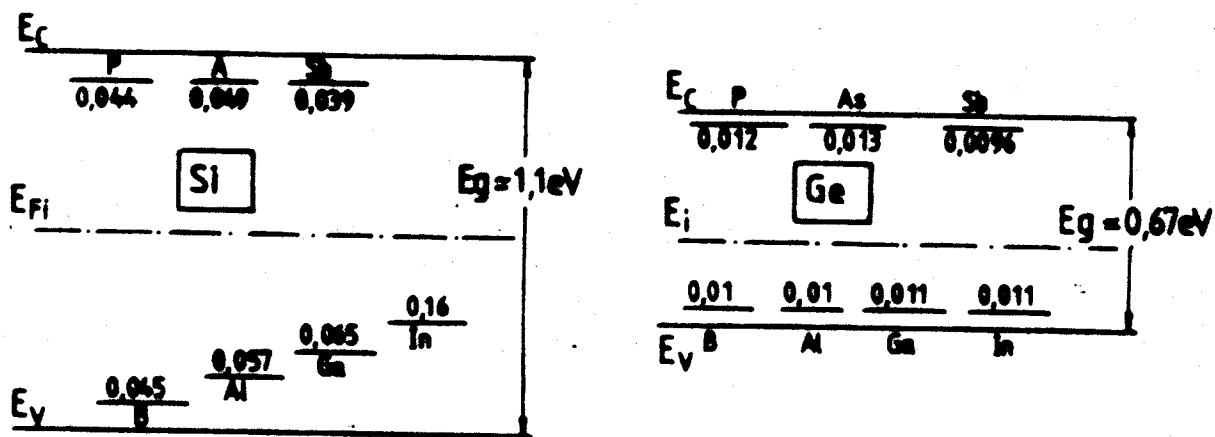


Fig.4.4.

Dacă într-un semiconductor se introduc simultan  $N_a$  atomi acceptori și  $N_d$  atomi donori se va obține un semiconductor de un tip corespunzător concentrației celei mai mari a dopantului.

În Fig.4.4 sunt prezentate nivelele donoare și

acceptoare în Ge și Si pentru diferiți dopanți.

c. variația densității de purtători cu temperatura

Să considerăm un semiconductor extrinsec în care  $N_D > N_A$  și să urmărim variația cu temperatura a concentrației de electroni liberi din banda de conducție; vom face o analiză fenomenologică pe un caz comun prezentat în Fig.4.5.

A.- la  $T=0K$  nici o impuritate nu este ionizată, BV este plină, iar BC este liberă;

B.- la temperaturi scăzute,  $0 < T < 50K$ , electronii de pe nivelul donator trec cu ușurință în BC, în timp ce tranzițiile din BC în BV sunt neglijabile. La  $T=50K$  toate impuritățile sunt ionizate;

C.- în zona de temperatură cuprinsă între 50K și 500K numărul electronilor din BC rămâne constant și egal cu  $N_D - N_A$ ; în realitate contribuția nivelului acceptor este neglijabilă. Această zonă largă corespunde regiunii de utilizare normală a semiconductorilor și se numește zonă de epuizare. Ea este importantă pentru că numărul purtătorilor majoritari este constant cu temperatura.

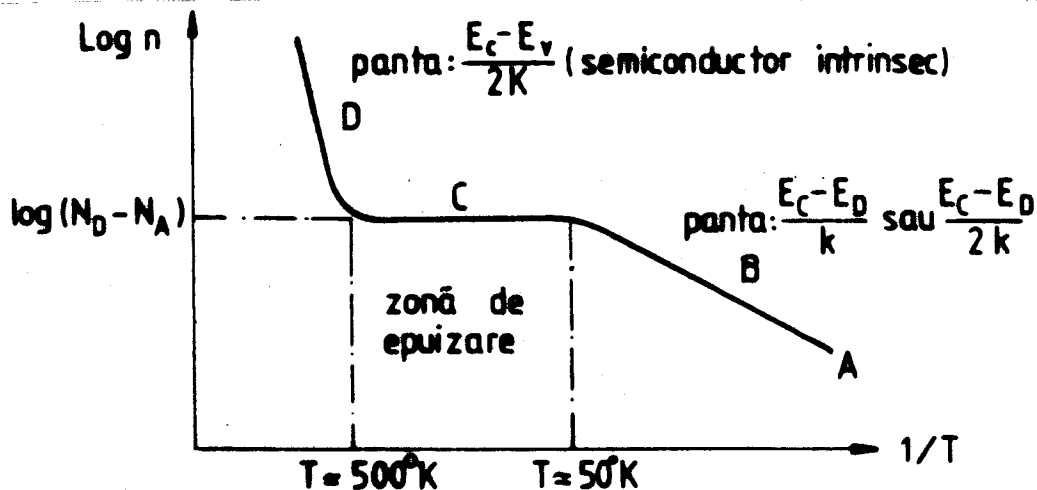


Fig.4.5.

D.- la temperaturi înalte,  $T > 500K$ , numărul de electroni din BC începe să crească pe seama tranzițiilor din BV în BC,

cristalul comportându-se ca un semiconductor intrinsec.

Să analizăm în detaliu zona de epuizare pentru care știm că:

- toate impuritățile sunt ionizate, deci temperatura este suficient de mare;

- tranzițiile din BV în BC sunt neglijabile în comparație cu electronii și golurile generați de impurități.

Pentru calculul lui  $n$  și  $p$  avem următoarele relații:

$$\begin{aligned} n \cdot p &= n_i^2 && (\text{echilibrul termodinamic}) \\ n + N_A &= p + N_D && (\text{neutralitatea electrică}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Condiția de neutralitate electrică arată că numărul sarcinilor negative fixe (acceptorii)  $N_A$  și mobile  $n$  este egal cu numărul sarcinilor pozitive fixe (donorii)  $N_D$  și mobile  $p$ . Ținând cont că dopajele uzuale sunt astfel încât:

$$|N_D - N_A| > n_i \quad (4.13)$$

se deduce:

- pentru semiconductori de tip n:

$$N_D > N_A \quad (\text{caz particular } N_A = 0)$$

$$\text{ Purtatori majoritari: } n = N_D - N_A$$

$$\text{ Purtatori minoritari: } p = \frac{n_i^2}{N_D - N_A}$$

- pentru semiconductori de tip p:

$$N_A > N_D \quad (\text{caz particular } N_D = 0)$$

$$\text{ Purtatori majoritari: } p = N_A - N_D$$

$$\text{ Purtatori minoritari: } n = \frac{n_i^2}{N_A - N_D}$$

Se observă că densitatea de purtători majoritari este constantă în zona de epuizare și este determinată de numărul impurităților. Densitatea purtătorilor minoritari variază cu temperatura, ea fiind inferioară celei dintr-un

cristal intrinsec.

d. poziția nivelului Fermi

Deoarece numărul impurităților este foarte mic, structura de benzi nu se modifică sensibil și rămân valabile expresiile lui  $n$  și  $p$  în funcție de nivelul Fermi la echilibru termodinamic. Exprimând  $N_c$  din (4.7) în funcție de  $n_i$  și înlocuind în expresia lui  $n$  și respectiv  $p$  se găsește:

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}} \quad (4.14)$$

$$p = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}}$$

Densitatea de purtători într-un cristal este dependentă de distanța dintre nivelul Fermi al cristalului pur (intrinsec)  $E_{Fi}$  și cel al cristalului dopat  $E_F$ . Variația nivelului Fermi cu temperatura este prezentată în Fig.4.6. În zona de epuizare  $n$  fiind constant rezultă că  $E_F$  variază cu temperatura. La temperaturi foarte mari  $n=p$ , deci  $E_F = E_{Fi}$ .

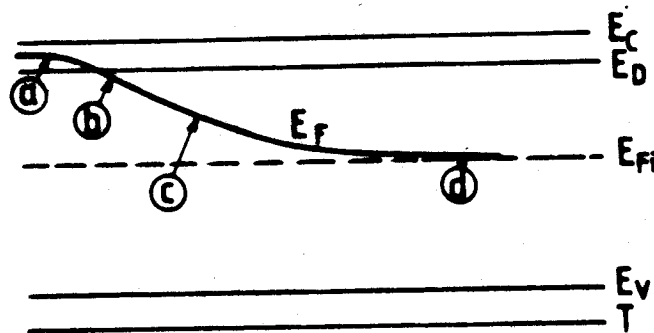


Fig.4.6.

epuizare  $n$  fiind constant rezultă că  $E_F$  variază cu temperatura. La temperaturi foarte mari  $n=p$ , deci  $E_F = E_{Fi}$ .

#### 4.4. Curenți de conducție și de difuzie într-un semiconductor

În semiconductori se întâlnesc două tipuri de curenți electrici:

- curenți de conducție determinați de un câmp electric;
- curenți de difuzie determinați de repartiția neomogenă

a purtătorilor de sarcină.

a. Curenți de conducție

Sub acțiunea unui câmp electric de intensitate  $E$ , electronii din banda de valență sunt supuși unei forțe  $F=eE$  care le produce o accelerație conform legii a II-a a dinamicii:

$$m_n^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (4.15)$$

Dacă electronii ar fi complet liberi, viteza lor ar crește liniar în timp. Impuritățile și vibrațiile rețelei cristaline (fononii) limitează mișcarea electronilor. Efectul acestor "ciocniri" este asemănător celui creat de un mediu vâcos în care mișcarea atinge o viteză limită. În timpul de relaxare corespunzător a două "ciocniri" succesive considerăm că viteza limită atinsă este  $v_n$ . Pentru electroni rezultă că:

$$m_n^* \frac{\vec{v}_n}{\tau_n} = -e\vec{E}$$

$$\vec{v}_n = \frac{e\tau_n}{m_n^*} \vec{E} = \mu_n \vec{E} \quad (4.16)$$

$$\mu_n = \frac{e\tau_n}{m_n^*} \quad [\mu] = \frac{m^2}{Vs}$$

Se observă că viteza electronilor este proporțională cu intensitatea câmpului electric, factorul de proporționalitate se numește mobilitate  $\mu$ . Mobilitatea scade cu creșterea temperaturii și cu concentrația impurităților. La valori mari ale intensității câmpului electric, peste  $10^3$  V/cm, relația între  $v$  și  $E$  nu mai este liniară, deoarece mobilitatea scade cu creșterea lui  $E$ . În condiții normale de lucru mobilitatea se consideră constantă.

Pentru goluri există relații asemănătoare:

$$\vec{v}_p = \frac{e\tau_p}{m_p^*} \vec{E} ; \mu_p = \frac{e\tau_p}{m_p^*} ; \vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad (4.17)$$

Densitatea de curent generat de electroni  $j_n$  este:

$$\vec{j}_n = -en\vec{v}_n = -en(-\mu_n\vec{E}) = en\mu_n\vec{E} \quad (4.18)$$

Densitatea de curent generat de goluri  $j_p$  este:

$$\vec{j}_p = ep\vec{v}_p = ep(\mu_p\vec{E}) = ep\mu_p\vec{E} \quad (4.19)$$

Densitatea de curent de conducție într-un semiconductor este suma celor două densități, așa cum se observă și din Fig.4.7.:

$$\vec{j} = en\mu_n\vec{E} + ep\mu_p\vec{E} = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (4.20)$$

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) = \frac{1}{\rho}$$

Conductivitatea electrică a semiconductorului, notată cu  $\sigma$  este inversul rezistivității electrice  $\rho$  și depinde de concentrația de purtători și de mobilitatea electrică. Pentru:

- semiconductori intrinseci:

$$n=p=n_i ; \sigma = en_i(\mu_n + \mu_p) = e\sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}} (\mu_n + \mu_p) \quad (4.21)$$

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

Se observă creșterea exponențială a conductivității electrice cu temperatura.

- semiconductori extrinseci în zona de epuizare:

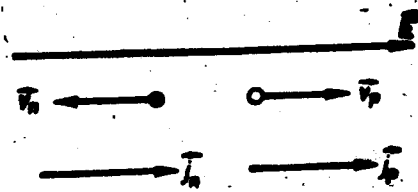


Fig.4.7.

$$\text{tip } n: \quad n \gg p ; \quad n = N_D - N_A ; \quad p \sim 0$$

$$\sigma = en\mu_n = e\mu_n(N_D - N_A) \quad (4.22)$$

$$\text{tip } p: \quad p \gg n ; \quad p = N_A - N_D ; \quad n \sim 0$$

$$\sigma = ep\mu_p = e\mu_p(N_A - N_D)$$

Rezistivitatea semiconductorilor extrinseci este practic fixată prin numărul impurităților (mobilitatea fiind aproximativ constantă cu temperatura).

În Tabelul 4.1. sunt prezentate câteva proprietăți fizice ale semiconductorilor.

Tabelul 4.1.

Materialul semiconductor	$E_g$	$\mu_n$	$\mu_p$	$\epsilon_r$
	eV	$m^2/V.s$	$m^2/V.s$	
Si	1,15	1,9	0,48	11,8
Ge	0,65	3,8	1,8	16
GaAs	1,35	8,5	0,40	13,5
GaSb	0,69	4,0	0,65	15,2
InSb	0,17	70	1,0	16,8
SiC	3,0	0,06	0,008	10,2
PbS	0,37	0,80	1.0	17,8

#### b. Curenți de difuzie

Să considerăm un semiconductor în absența câmpului electric, în interiorul căruia există o distribuție neomogenă a purtătorilor generată sub acțiunea căldurii sau a luminii. Conform unui proces natural, concentrația excedentară tinde să se repartizeze uniform, deci se produce o difuzie în toate



direcțiile. Mișcarea purtătorilor de sarcină este echivalentă cu un curent electric a cărui intensitate depinde direct proporțional de variațiile locale ale concentrației. Densitatea curentului de difuzie este proporțională cu gradientul purtătorilor care cauzează acest curent:

$$\vec{j}_p = -eD_p \nabla p \quad (4.23)$$

$$\vec{j}_n = -(-e)D_n \nabla n = eD_n \nabla n$$

Curentul de difuzie se deplasează spre concentrații mici, fapt indicat prin semnul minus prezent în ecuațiile de mai sus. Coeficienții de proporționalitate  $D_n$  și  $D_p$  sunt constantele de difuzie și au ca unitate uzuală de măsură  $\text{cm}^2/\text{s}$ .

#### c. Curentul total într-un semiconductor

În cazul general când există atât câmp electric (de proveniență internă sau externă) cât și neomogenități (grad  $n$  sau grad  $p \neq 0$ ) curentul total este suma dintre curentul de conducție și cel de difuzie:

$$\vec{j}_n = en\mu_n \vec{E} + eD_n \nabla n \quad (4.23)$$

$$\vec{j}_p = ep\mu_p \vec{E} - eD_p \nabla p$$

#### 4.5. Semiconductori neomogeni

Cea mai mare parte a dispozitivelor semiconductoare sunt alcătuite din cristale neomogene în care concentrația de purtători se modifică de la un punct la altul. În condiții de echilibru termodinamic când cristalul nu interacționează cu surse energetice exterioare (câmp electric, radiații electromagnetice) altele decât cele termice cu care se află în echilibru este valabilă statistica Fermi-Dirac și expresiile concentrațiilor  $n$  și  $p$  deduse anterior; în plus, nivelul Fermi este constant pe întreg cristalul.

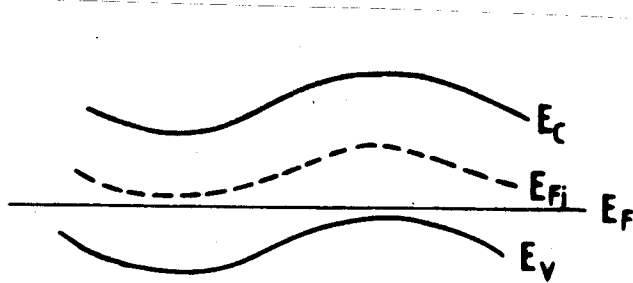


Fig.4.8.

Presupunem un cristal neomogen unidimensional a cărui structură de benzi este prezentată în Fig.4.8.

Nivelul Fermi este constant, iar distanța între  $E_f$  și  $E_{f1}$  (nivelul Fermi pentru cristalul intrinsec sau

mijlocul benzii interzise) depinde de concentrația purtătorilor prin expresiile:

$$n = n_i e^{\frac{E_f - E_{f1}}{kT}} ; \quad p = n_i e^{\frac{E_{f1} - E_f}{kT}} \quad (4.25)$$

Să considerăm electronii din banda de valență a căror energie este dată de energia de la baza benzii de conducție  $E_c$ , energie de tip potențial, la care se însumează energia electronului din BV, energie de tip cinetic:

$$E = E_{pot} + E_{cin} = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (4.26)$$

Energia  $E_c$  corespunde unui potențial intern  $V$  dat de relația:

$$E_c = -eV \quad (4.27)$$

Deoarece  $E_c$  este variabil, potențialul intern este și el variabil. Orice variație de potențial înseamnă un câmp electric, în cazul de față, un câmp electric intern  $E_i$  :

$$E_i = -\nabla V = -\frac{dV}{dx} = \frac{1}{e} \frac{dE_c}{dx} \quad (4.28)$$

În concluzie, la echilibru termodinamic, o variație a concentrației purtătorilor de sarcină este însoțită de o modificare a structurii benzilor de energie și de apariția unui câmp electric intern.

Între constantele de difuzie, mobilitate și temperatură există o relație simplă pe care o vom deduce în continuare.

Într-un semiconductor neomogen aflat la echilibru termodinamic curentul total este nul, curentul de difuzie este egal și de sens contrar celui de conducție:

$$j_n = 0 \rightarrow en\mu_n E_i + eD_n \nabla n = 0 \rightarrow en\mu_n E_i = -eD_n \frac{dn}{dx} \quad (4.29)$$

$$j_p = 0 \rightarrow ep\mu_p E_i - eD_p \nabla p = 0 \rightarrow ep\mu_p E_i = eD_p \frac{dp}{dx}$$

În aceste condiții, câmpul electric intern este:

$$E_i = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (4.30)$$

$$E_i = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}$$

Calculăm  $dE_c / dx$  folosind relația (4.25):

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{1}{kT} n_i \frac{dE_{F_i}}{dx} e^{\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}} = -\frac{1}{kT} n \frac{dE_{F_i}}{dx}$$

$$\text{dar: } \frac{dE_{F_i}}{dx} = \frac{dE_c}{dx}, \quad (4.31)$$

$$\rightarrow \frac{dn}{dx} = -\frac{1}{kT} n \frac{dE_c}{dx} \rightarrow \frac{dE_c}{dx} = -\frac{kT}{n} \frac{dn}{dx}$$

Înlocuind acest rezultat în (4.28) se găsește expresia lui  $E_i$  care este apoi folosită în (4.30):

$$E_i = -\frac{1}{e} \frac{kT}{n} \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} \quad (4.32)$$

asemănător pentru goluri:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e}$$

Din relațiile (4.32) rezultă relația lui Einstein pentru semiconductorii aflați la echilibru termodinamic:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e} \quad (4.33)$$

Ea are o importanță deosebită deoarece permite calculul coeficienților de difuzie dacă se cunoaște mobilitatea la temperatura care interesează.

#### 4.6. Procese fizice în joncțiunea p-n

Joncțiunea p-n este un ansamblu semiconductor ce prezintă două regiuni distincte p și n separate printr-o suprafață plană. Ea prezintă proprietăți remarcabile și constituie nucleul multor dispozitive semiconductoare.

În esență, joncțiunea p-n este o graniță internă într-un unic cristal: de o parte se află donori în exces, iar în cealaltă se află acceptori în exces. Joncțiunea se obține frecvent prin tehnica aliajului, Fig.4.9., sau prin epitaxie (evaporare în vid și depunerea pe un substrat cristalin a filmelor cu compoziția dorită).

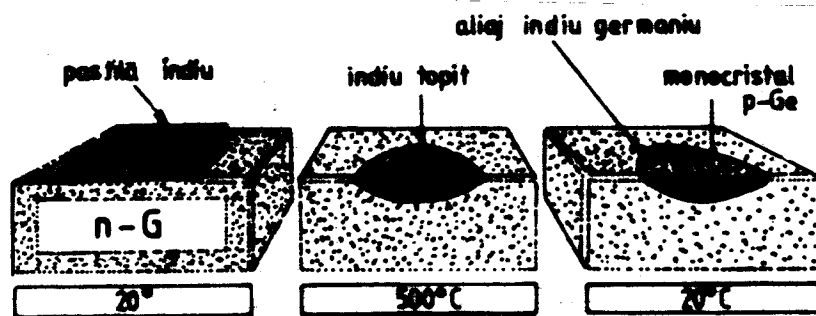


Fig.4.9.

##### a. Joncțiunea p-n la echilibru

Înțelegerea joncțiunii p-n se axează pe două principii:

- când două materiale sunt în contact, are loc un transfer de sarcină până când nivelul Fermi devine același;

- în materialele semiconductoare de tip p și n nivelul Fermi se află în apropierea nivelului donor, respectiv acceptor.

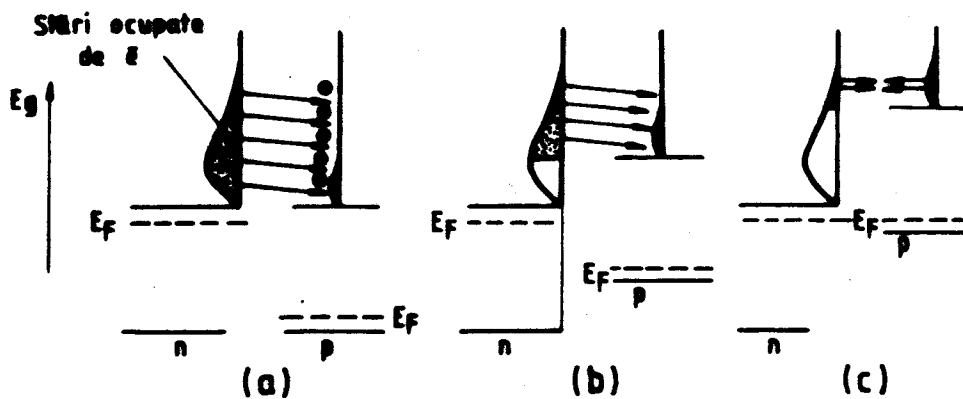


Fig.4.10.

În zona de contact între două materiale semiconductoare de tip p și n excesul de electroni liberi din materialul n tinde să-și reducă energia difuzând în locurile libere din BC a materialului p, încărcându-l cu sarcina negativă, Fig.4.10.a. Câmpul electric care se produce se opune difuziei altor electroni. Nivelele de energie din zona p sunt astfel decalate față de cele din zona n, Fig. 4.10.b. Se atinge un echilibru dinamic când deplasarea nivelelor este astfel încât populația lor este practic egală de o parte și de cealaltă a joncțiunii, Fig.4.10.c. Aceasta se petrece când  $E_f$  este același în întreg materialul. Apar evident și alte contribuții (difuzia golurilor din p în n) procesele fiind analoage.

Să analizăm mai detaliat procesele fizice în joncțiunea p-n la echilibru termodinamic când capetele joncțiunii se află la același potențial și la aceeași temperatură. Nu există flux global de electroni sau de goluri,  $j_n = j_p$ .

În Fig.4.11. se prezintă cele două zone ale unei joncțiuni:

- în zona p există:

sarcini libere: golurile în majoritate și câțiva electroni;

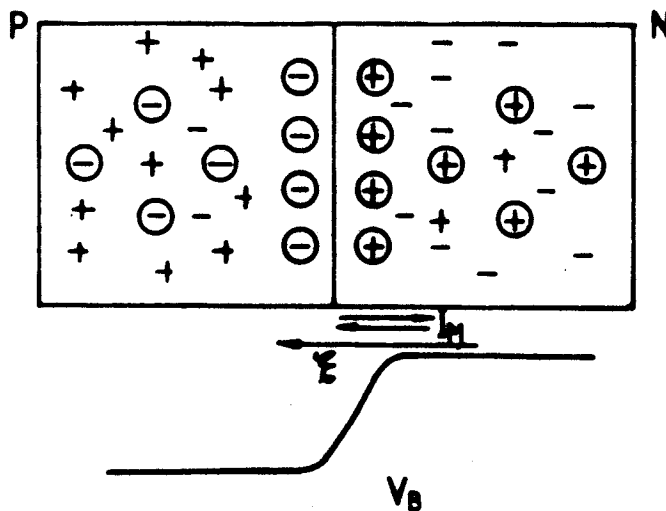
sarcini fixe: ionii negativi ai acceptorilor ionizați;

- în zona n există:

sarcini libere: electronii în majoritate și golurile în minoritate;

sarcini fixe: ionii pozitivi ai donatorilor ionizați;

(sarcinile libere sunt desemnate prin cerculețe). Electronii din zona n difuzează în zona p, iar golurile din p trec în n. Deși mișcarea purtătorilor majoritari este opusă, curenții generați au același semn, se însumează, formând un



curent al majoritarilor de la p la n, notat  $I_n$ . Analog, există o mișcare a purtătorilor minoritari de la n la p care generează curentul minoritarilor, notat cu  $I_p$ . În condiții de echilibru termodinamic curentul total este nul, deci  $I_n = I_p$ .

Fig.4.11.

Primi purtători care difuzează sunt cei mai

aproșiți de joncțiune și lasă în urma lor sarcini fixe, negative în p și pozitive în n. În vecinătatea joncțiunii se formează un strat dublu de sarcină spațială numit zona de sărăcire unde neutralitatea electrică nu mai este respectată. Sarcinile din zona de sărăcire generează un câmp electric

orientat de la n la p care se opune curentului majoritar și favorizează trecerea minoritarilor din n în p. Acest câmp corespunde unei bariere de potențial  $V_b$ , Fig.4.11.

În concluzie, la echilibru termodinamic curentul majoritarilor  $I_n$ , care difuzează prin joncțiune și care este limitat de bariera de potențial este compensat exact de curentul invers al minoritarilor  $I_p$ , care sunt accelerați de barieră.  $I_n$  nu este limitat decât de viteza de recreare a purtătorilor liberi din zonele neutre (crearea termică a perechilor electron-gol).

#### b. Joncțiunea p-n în prezența câmpului electric $S$

Să examinăm mai în amănunt difuzia purtătorilor prin joncțiune. Amintim observația de la punctul a. că energia nivelelor din cele două zone ale joncțiunii este deplasată astfel încât există un număr egal de purtători la nivele cu aceeași energie din cele două zone.

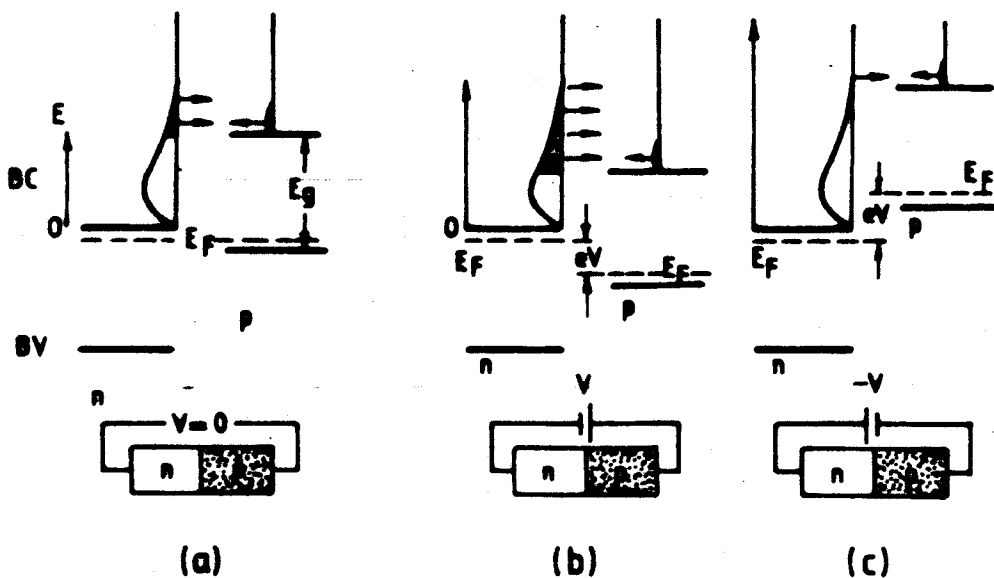


Fig.4.12.

Numărul de electroni din zona p,  $n_p$ , este atât de mic

încât se consideră că ei ocupă nivelele din imediata apropiere a bazei benzii de conducție. Numărul lor este proporțional, conform statisticii Fermi-Dirac (în particular, Boltzmann) cu  $\exp[-(E-E_r)] = \exp(-E_g/kT)$ .

- în absența câmpului electric exterior numărul electronilor care difuzează la orice nivel este proporțional cu populația nivelului respectiv, astfel încât se poate scrie:

$$\begin{aligned} n \rightarrow p : I_M &= C e^{-\frac{E_g}{kT}} \\ p \rightarrow n : I_m &= A n_p \\ I_M = I_m &\Rightarrow C e^{-\frac{E_g}{kT}} = A n_p \end{aligned} \quad (4.34)$$

unde A și C sunt constante de proporționalitate pentru difuzia din zona p, respectiv, n, iar  $n_p$  este concentrația de electroni din zona p, Fig.4.12.a.

- la polarizarea directă cu potentialul V (borna pozitivă a sursei este cuplată la zona p) baza benzii de conducție din zona p se deplasează cu energia eV în jos față de baza benzii de conducție din zona n, Fig.4.12.b. Se produce un dezechilibru între populațiile nivelelor de aceeași energie care favorizează deplasarea electronilor din n în p. Joncțiunea fiind polarizată, dezechilibrul se păstrează, noi electroni trec din n în p, iar în circuit apare un curent electric. Numărul electronilor care trec din n în p crește la valoarea  $C \exp[-(E_g - eV)/kT]$  deoarece mai mulți electroni din n se află în dreptul benzii de conducție din p. Numărul electronilor care trec din p în n nu se modifică deoarece  $A n_p$  reprezintă totalitatea electronilor din p. Apare un curent net de electroni din n spre p egal cu:

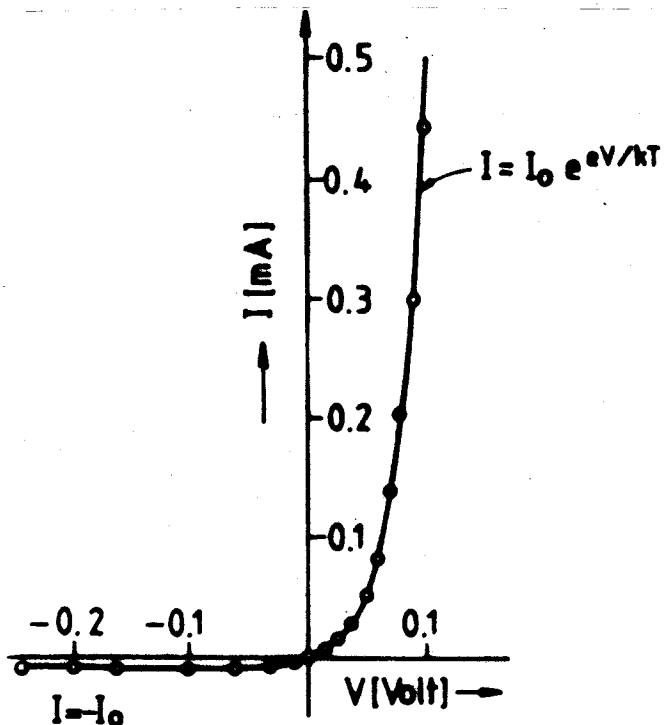


$$I_M = C e^{-\frac{E_g - eV}{kT}}$$

$$I_m = A n_p = C e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (4.34)$$

$$\rightarrow I = I_M - I_m = I_m (e^{\frac{eV}{kT}} - 1)$$

- la polarizarea inversă cu potentialul  $V$  (borna pozitivă a sursei este cuplată la zona  $n$ ), distanța între zonele  $n$  și



$p$  crește cu  $eV$ , difuzia de electroni din  $n$  în  $p$  scade la valoarea  $I_m$  [ $\exp(-eV/kT) - 1$ ] care este negativă, adică există un transfer de sarcină din  $p$  în  $n$ , Fig.4.12.c.

Caracteristica volt-amperică a joncțiunii  $p-n$  se află în Fig.4.13. și sintetizează discuția de mai sus.

Fig.4.13.

#### 4.7. Joncțiunea $p-n$ în câmpuri electrice intense

Fenomenul de clacaj se manifestă prin creșterea bruscă a curentului printr-o joncțiune  $p-n$  polarizată invers cu un câmp puternic, Fig.4.14.a. O tensiune de câțiva volți aplicată pe joncțiunea de câțiva  $\mu m$  dă un câmp de  $\sim 10^4$  V/cm.