

Semiconductori și Dielectrics

Bârlea, N.-M., *Semiconductori, dielectrics și aplicații*, Ed. Albastră, Cluj-Napoca 2001, ISBN 973-650-028-4, 249 pagini.

SEMICONDUCTORI

Proprietățile materialelor semiconductoare sunt larg folosite într-o mulțime de dispozitive cu care ne întâlnim frecvent în viața de zi cu zi, precum tranzistorii, diodele luminescente, redresorii, termistorii, celulele fotoelectrice, circuitele integrate, etc. Pentru a le înțelege să vedem de ce se numesc semiconductori.

Conductivitatea electrică

Sarcinile electrice mobile dintr-un material conductor se pot deplasa sub acțiunea unui câmp electric aplicat din exterior. În acest fel rezultă un curent electric "I" care este legat de căderea de tensiune pe material "U" prin **legea lui Ohm**:

$$U/I = R \quad (1)$$

$$[U]_{SI} = V \text{ (Volt)} \quad [I]_{SI} = A \text{ (Amper)} \quad [R]_{SI} = \Omega \text{ (Ohm)}$$

unde constanta R este **rezistența electrică** a dispozitivului.

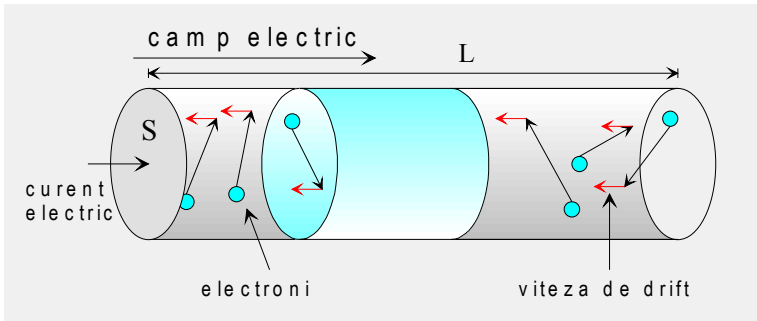


Figura 1. Circulația electronilor într-un conductor.

Pentru a explica legea lui Ohm ne închipuim un conductor cilindric de secțiune "S" și lungime "L" care are "n" electroni în unitatea de volum cu masa "m" și sarcina elementară "q". Aplicarea unei diferențe de potențial "U" la capetele conductorului generează în interiorul conductorului un câmp electric "E", ce este legat de tensiune de relația:

$$E = U/L \quad [E]_{SI} = V/m \quad (2)$$

ca la condensatorul plan. Rezultatul acțiunii câmpului electric asupra sarcinii electrice elementare "q" este o forță "F":

$$F = q \cdot E \quad (3)$$

ce conform legii a doua a dinamicii imprimă electronului o accelerație:

$$a = F/m \quad (4)$$

Electronii mișcându-se în material se ciocnesc cu ionii din nodurile rețelei cristaline, mai precis cu cei deplasați de la pozițiile lor de echilibru de agitația termică. Notăm cu " τ " intervalul de timp dintre două ciocniri succesive ale electronului, numit **împ de relaxare**. Câmpul electric acționează asupra electronului în acest interval de timp, imprimând acestuia o viteză suplimentară:

$$v_d = a \cdot \tau = q \cdot \tau \cdot E/m \quad (5)$$

numită **viteză de drift** sau **viteză de antrenare**. Ciocnindu-se cu ionii din nodurile rețelei cristaline, electronul pierde energia suplimentară primită de la câmpul electric și revine la starea inițială cu viteza orientată aleator. Fenomenul este similar cu cel al suflării aerului printr-un tub, unde peste vitezele termice ale moleculelor, orientate haotic, se suprapune viteza cu care e suflat aerul, viteza de antrenare. Raportul dintre viteza de drift și intensitatea câmpului este **mobilitatea** purtătorilor de sarcină:

$$\mu = v_d / E = q \cdot \tau / m \quad [\mu]_{SI} = m^2 / (V \cdot s) \quad (6)$$

Printr-o secțiune S a conductorului vor trece în intervalul de timp " dt " doar electronii care se află la distanța " $v_d \cdot dt$ " de suprafața " S ". Știind concentrația " n " a electronilor putem calcula numărul de electroni din volumul " $dV = S \cdot v_d \cdot dt$ " și sarcina " dQ " ce traversează secțiunea " S ":

$$dQ = q \cdot n \cdot S \cdot v_d \cdot dt \quad (7)$$

Curentul electric prin material va fi:

$$I = dQ/dt = q \cdot n \cdot S \cdot v_d = q^2 \cdot n \cdot \tau \cdot E \cdot S/m = (q^2 \cdot n \cdot \tau / m) \cdot U \cdot S/L \quad (8)$$

direct proporțional cu tensiunea aplicată, conform legii lui Ohm. Numim **conductivitate electrică** mărimea:

$$\sigma = q^2 \cdot n \cdot \tau / m = q \cdot n \cdot \mu \quad (9)$$

$$[\sigma]_{SI} = \Omega^{-1} \cdot m^{-1} \text{ (S/m, Siemens/m sau mho/m)}$$

ce depinde doar de constante universale și proprietăți de material, fiind din această cauză o proprietate de material. **Rezistivitatea electrică** " ρ ", este inversul conductivității:

$$\rho = 1/\sigma \quad [\rho]_{SI} = \Omega \cdot m \quad (10)$$

Rezistența electrică se va putea exprima în funcție geometria dispozitivului, secțiunea " S " și lungimea " L " și rezistivitatea electrică " ρ " a materialului din care este făcut:

$$R = \rho \cdot L/S \quad (11)$$

Conductivitatea electrică a materialelor la temperatura camerei variază în limite foarte largi de la cea a argintului $6,2 \cdot 10^7 \Omega^{-1}m^{-1}$ până la cea a parafinei de $10^{-16} \Omega^{-1}m^{-1}$:

- metale pure de ordinul a $10^7 \Omega^{-1}m^{-1}$;
- aliaje peste circa $10^5 \Omega^{-1}m^{-1}$;
- semiconductori între 10^{-7} și $10^4 \Omega^{-1}m^{-1}$;
- izolatori sub $10^{-11} \Omega^{-1}m^{-1}$.

Materialele semiconductoare au o conductivitate electrică cuprinsă între cea a metalelor și cea a izolatoarelor (la temperatura camerei). Rezistivitatea electrică a semiconductorului depinde de obicei puternic de temperatură, scăzând cu creșterea temperaturii, au coeficient negativ de temperatură, în opoziție cu metalele a căror rezistivitate crește cu creșterea temperaturii, au coeficient pozitiv de temperatură (figura 2).

Din formula (9) a conductivității electrice se vede că singurele mărimi ce se pot modifica cu schimbarea temperaturii sunt timpul de relaxare și concentrația electronilor. La metale modificarea rezistenței electrice cu temperatura se datorează variației timpului dintre ciocniri cu temperatura, la semiconductori datorită numărului de purtători.

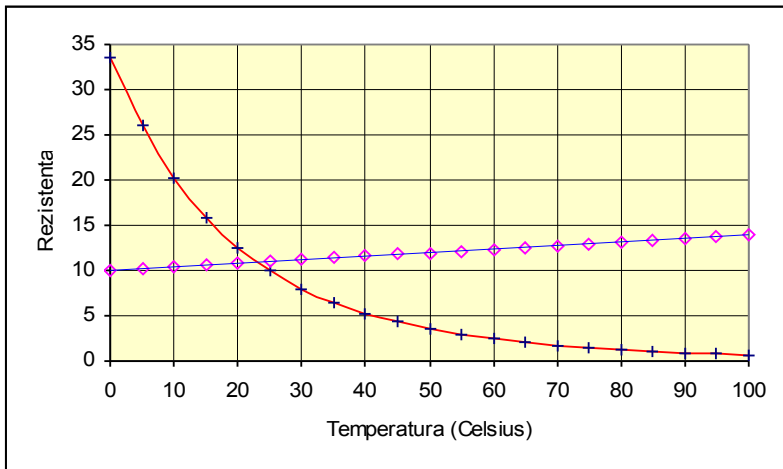


Figura 2. Rezistența electrică în funcție de temperatură pentru metale (Pt) și semiconductori.

O metodă des utilizată de măsurare a rezistivității este "**metoda celor 4 contacte**". Avem 4 contacte plasate coliniar la distanțe egale "s" pe suprafața unui volum semiinfinite de material. Prin contactele de la extremități se

injecțează curentul "I", iar contactele din mijloc măsorează cădere de tensiune " ΔU ". Rezistivitatea materialului va fi dată de relația:

$$\rho = 2 \cdot \pi \cdot s \cdot \Delta U / I \quad (12)$$

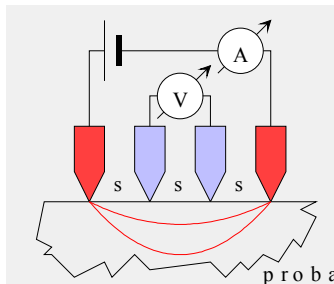


Figura 3. Metoda celor 4 contacte.

La probe ce nu pot fi considerate semiinfinite se aplică relația:

$$\rho = 2 \cdot \pi \cdot s \cdot \Delta U / (C \cdot I) \quad (13)$$

unde C este un factor de corecție determinabil. (Gh. Zet, Dodu Ursu, "Fizica Stării Solide. Aplicații în Inginerie", Editura Tehnică 1989) Alte metode se pot consulta în anexa "Măsurarea rezistivității electrice a semiconductorilor".

Efectul Hall

Există un fenomen fizic care ne dă posibilitatea de-a măsura densitatea purtătorilor mobili de sarcină, **efectul Hall**. Efectul Hall se datorează câmpului magnetic, respectiv forței Lorentz care acționează asupra sarcinilor electrice în mișcare. Ecuația forței Lorentz " F_L " ce se exercită asupra particulelor încărcate electric cu sarcina " q " ce se mișcă cu viteza " v " într-un câmp magnetic de inducție " B " este:

$$F_L = q (v \times B) \quad (14)$$

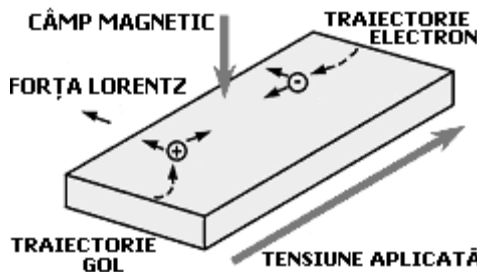


Figura 4. Efectul Hall este generat de forța Lorentz.

Accelerația cauzată de forța Lorentz este perpendiculară pe vectorul vitează al particulei încărcate electric, astfel că în lipsa altor forțe traiectoria particulei este o curbă (arc de cerc în câmp constant).

Aplicând unei bucăți paralelipipedice de material o tensiune electrică "U" pe lungimea "L", apare un câmp electric ce impune celor "n" sarcini electrice din unitatea de volum o vitează de drift "v_d". Curentul electric "I" prin secțiunea probei de grosime "g" și lățime "d", va fi:

$$I = q \cdot n \cdot v_d \cdot S = q \cdot n \cdot v_d \cdot g \cdot d \quad (15)$$

Dacă în același timp se aplică un câmp magnetic "B" perpendicular pe suprafața probei purtătorii de sarcină sunt deviați lateral, pe direcția lățimii "d", de forța Lorentz (14). Se vor acumula sarcini electrice pe fețele laterale ale probei până când forța datorată câmpului electric E_H generat de ele va contrabalansa forța Lorentz:

$$q \cdot v_d \cdot B = q \cdot E_H = q \cdot U_H / d \quad (16)$$

În acest moment mișcarea sarcinilor este din nou de-a lungul probei pe direcția câmpului electric E generat de tensiunea U aplicată din exterior. Acumularea de sarcini electrice pe fețele laterale ale probei generează o diferență de potențial U_H (ca la condensatorul plan), **tensiunea Hall**, pe care o obținem prin eliminarea vitezei de drift utilizând relațiile (15) și (16):

$$U_H = I \cdot B / (q \cdot n \cdot g) \quad (17)$$

Coefficientul Hall se definește ca:

$$R_H = E_H / (J \cdot B) = U_H \cdot g / (I \cdot B) = 1 / (n \cdot q) \quad (18)$$

Concluzie măsurând tensiunea Hall "numărăm" sarcinile electrice elementare din unitatea de volum.

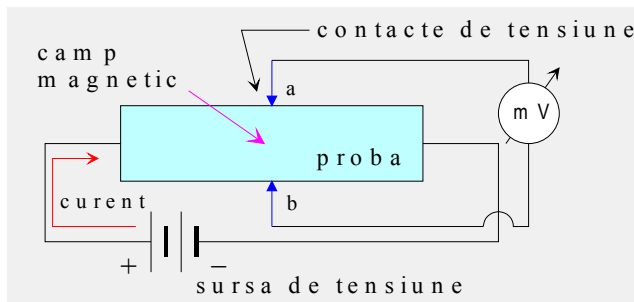


Figura 5. Montaj tipic pentru măsurarea tensiunii Hall. Contactele plasate în punctele "a" și "b" culeg de obicei și o cădere de potențial rezistivă pe lângă tensiunea Hall.

Figura 5 prezintă un montaj pentru măsurarea tensiunii Hall. Ca să eliminăm căderea de tensiune rezistivă dintre punctele "a" și "b" se măsoară tensiunea U_{ab} cu câmp magnetic și fără câmp magnetic, iar diferența este chiar tensiunea Hall:

$$U_H = U_{ab}(B) - U_{ab}(0) \quad (19)$$

Cunoscând tensiunea Hall se determină concentrația de purtători mobili de sarcină. În semiconductorii puri alura curbei concentrației de purtători în funcție de temperatură este similară cu cea a conductivității electrice (figura 6). Aceste date experimentale confirmă că variația după temperatură a conductivității se datorează variației în funcție de temperatură a numărului de purtători mobili de sarcină electrică din semiconductor.

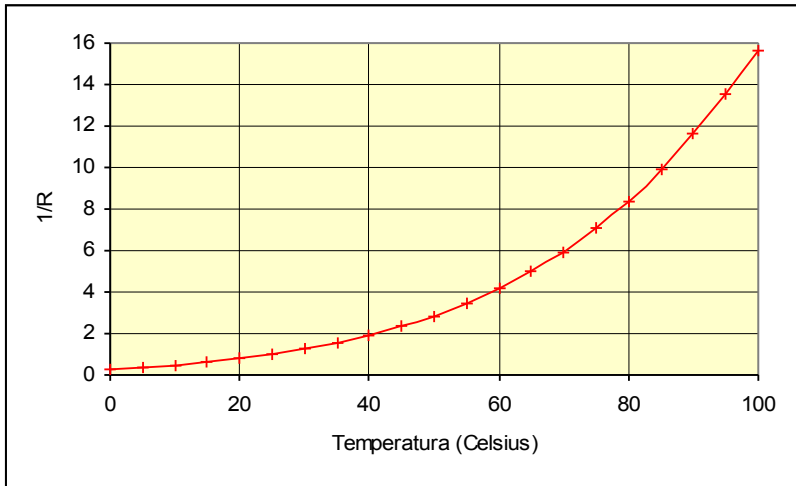


Figura 6. Conductanța electrică a unui semiconductor pur.

La întrebarea "De ce se modifică cu temperatura numărul purtătorilor mobili de sarcină electrică dintr-un semiconductor?" se poate răspunde cunoscând modul în care se comportă electronii într-un astfel de material. Altfel spus cum se distribuie stările electronice după energie și felul în care se ocupă aceste stări.

ELECTRONII ÎN SEMICONDUCTOR

Se găsește experimental și mecanica cuantică demonstrează că într-un atom electronii au o energie bine definită, **nivelele de energie**. Pe un nivel de energie de tip "s" pot "încăpea" doar 2 electroni cu momente cinetice proprii opuse ("spini" opuși), implicit momentele magnetice.

Când mai mulți atomi, de exemplu N , sunt așezați unii lângă alții, într-o **rețea cristalină** ordonată, nivelele de energie ale atomilor se largesc și devin **benzi de energie**. Acest fenomen este o consecință a relațiilor de nedeterminare Heisenberg. Fiindcă un electron stă doar un interval de timp finit " Δt " lângă un atom anume, energia sa va avea o nedeterminare " ΔE " cu atât mai mare cu cât intervalul de timp este mai mic. Domeniile de energii interzise din atom devin într-un solid **benzi de energie interzise**, iar nivelele de energie din atom devin **benzi de energie permise**. Într-o astfel de bandă de energie de tip "s" "încap" $2N$ electroni (N fiind numărul atomilor din cristal).

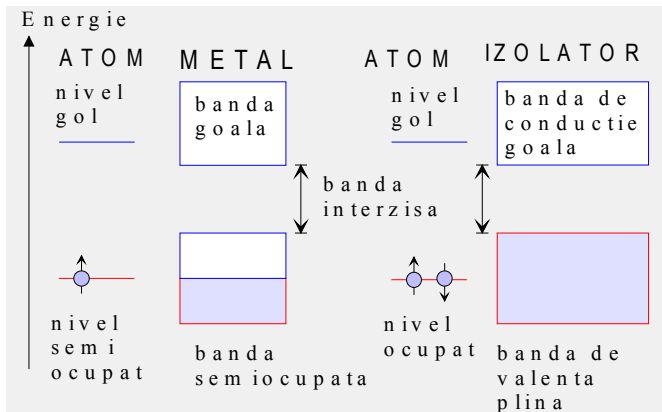


Figura 1. În materialele solide un nivel de energie atomic devine bandă de energie.

Dacă atomul are doar un **electron de valență** pe acest nivel "s", atunci în cristal vor fi doar N electroni care ocupă doar jumătate din stările din **banda de valență**. Materialul va fi un **metal** ce va conduce bine curentul electric, fiindcă electronii pot prelua energie de la un câmp electric aplicat din exterior și trece pe nivele de energie superioare, acestea fiind libere.

Dacă atomul are doi electroni de valență pe nivelul "s", **banda de valență** va fi ocupată în întregime, materialul cristalin va fi un **izolator**. Un câmp electric extern nu poate transfera energie electronilor fiindcă aceștia nu au stări de energie superioară libere. Adevărul este că există stări libere cu energie mai mare, dar acestea se găsesc în **banda de conducție**, aflată peste **banda**

interzisă, la o depărtare energetică prea mare față de energia care o poate da electronilor un câmp electric uzual.

Ocuparea stărilor din bandă se face de către electroni conform **funcției de distribuție Fermi-Dirac**:

$$f(E) = 1 / (e^{(E - F) / (kT)} + 1) \quad (1)$$

care ne spune care este **probabilitatea de ocupare** a nivelului cu energia "E", la temperatura "T" (în grade Kelvin, K). "F" este **energia nivelului Fermi** (practic media aritmetică a energiei ultimului nivel ocupat cu primul nivel liber, riguros energia pentru care probabilitatea de ocupare este 1/2), iar $k =$ constanta Boltzmann $= 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K.

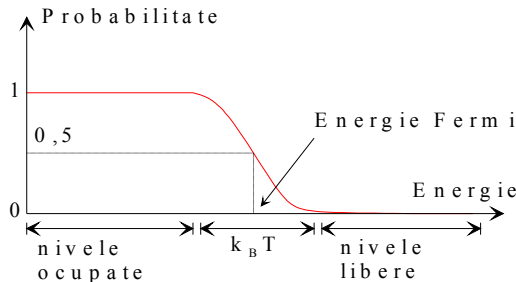


Figura 2. Funcția de distribuție Fermi-Dirac.

Pentru semiconductori energia $E - F$ fiind mare ($> 0,1 \text{ eV}$) comparativ cu energia termică kT ($\sim 25 \text{ meV}$ la 27°C) se poate neglija termenul unitate de la numitor față de exponențială, iar funcția de distribuție devine:

$$f(E) = e^{-(E - F) / kT} \quad (2)$$

funcția de distribuție clasică Boltzmann.

La zero grade Kelvin un semiconductor este izolator din punct de vedere electric deoarece electronii se află în banda de valență care este complet plină. Un câmp electric extern uzual nu ar putea modifica energia electronilor fiindcă aceștia ar avea nevoie de-o energie cel puțin egală cu lărgimea benzii de energie interzisă, aflată între banda de valență și cea de conducție.

La temperatura camerei, din cauza agitației termice, o parte foarte mică a electronilor din banda de valență sunt excitați în banda de conducție. În acest fel apar purtători de sarcină electrică negativă mobili în banda de conducție electronică, **electronii**, și purtători de sarcină pozitivă mobili în banda de valență, **golurile**. Sub acțiunea unui câmp electric extern acești purtători de sarcină mobili se pot mișca, generând un curent electric. Deci până la urmă mărimea ce condiționează apartenența unei substanțe la categoria materialelor semiconductoare este mărimea zonei interzise de energie, izolatorii fiind cu zone interzise peste 4 eV . ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)

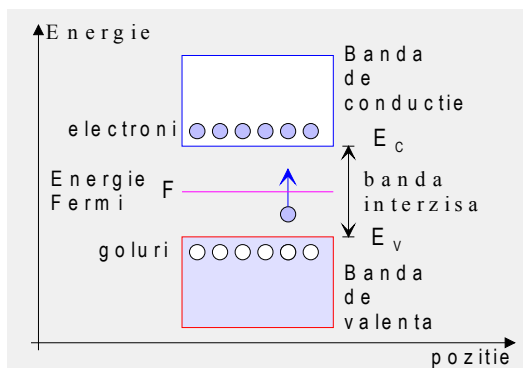


Figura 3. Din cauza agitației termice electroni din banda de valență sunt excitați în banda de conducție.

Proprietăți semiconductoare prezintă elementele chimice din grupele III, IV, V și VI ca B, Si, Ge, Se, Te. Pe lângă semiconductorii elementari sunt larg folosiți compușii binari, cu formula chimică AB, unde A este un element trivalent, iar B este pentavalent, compuși III-V (ca InSb și GaAs) sau A este un element un element bivalent iar B este hexavalent, compuși II-VI ca ZnS, ZnO și CdS sau compuși IV-IV precum carbura de siliciu, SiC.

Semiconductor	Si	Ge	Se	Te	InSb	InP	GaP	PbS	CdS
Zona interzisă (eV)	1,15	0,67	0,8	0,33	0,23	1,29	2,32	0,34	2,5

Semiconductor	Cu ₂ O	TiO ₂	ZnO	SnO ₂	ZnSb	GaAs	SiC	SiO ₂
Zona interzisă (eV)	2,17	3,03	3,2	3,5	0,56	1,40	3	~8

Numărul de electroni din unitatea de volum din banda de conducție a semiconductorului "n", **densitatea electronilor**, va fi conform relației (2), de tipul:

$$n = N_c \cdot e^{(F - E_c) / (k \cdot T)} \quad (3)$$

unde:

$$N_c = 2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m'_c \cdot k_B \cdot T)^{3/2} / h^3 \quad (4)$$

este **densitatea efectivă de stări** din banda de conducție;

– $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ J·s, constanta lui Planck;

– E_c – fundul benzii de conducție, nivelul din banda de conducție cu cea mai mică energie;

- m'_e – masa efectivă a electronului din banda de conducție, de multe ori mult diferită de masa electronului liber din cauza interacțiunii electronului cu rețeaua cristalină.

Pentru a obține funcția de distribuție a golurilor, definite ca locuri rămase neocupate în banda de valență a semiconductorului, scădem din 1 (gradul maxim de ocupare a unui nivel electronic) funcția de distribuție a electronilor:

$$f_h(E) = 1 - f_c(E) = 1 - 1/(e^{(E-F)/kT} + 1) = e^{(E-F)/kT}/(e^{(E-F)/kT} + 1) \quad (5)$$

Fiindcă energia $E - F$ ($< -0,1$ eV) este mult mai mare în valoare absolută decât energia termică kT ($\sim 0,025$ eV, la 300K), se poate neglija termenul exponențial de la numitor față de unitate, iar funcția de distribuție a golurilor în banda de valență devine:

$$f_h(E) = e^{(E-F)/(kT)} \quad (6)$$

Numărul golurilor din banda de valență din unitatea de volum a semiconductorului "p", **concentrația golurilor**, se obține atunci ca:

$$p = N_v \cdot e^{(E_v - F)/(kT)} \quad (7)$$

unde:

$$N_v = 2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m'_g \cdot k_B \cdot T)^{3/2} / h^3 \quad (8)$$

este **densitatea efectivă de stări** din banda de valență;

- E_v – vârful benzii de valență, nivelul din banda de valență cu cea mai mare energie;
- m'_g – masa efectivă a golului din banda de valență, de multe ori mult diferită de masa electronului liber din cauza interacțiunii electronului cu rețeaua cristalină.

Relațiile (3) și (7) sunt de bază în descrierea comportării unui semiconductor.

Ele sunt aplicabile oricărui semiconductor. Dacă se face produsul concentrațiilor purtătorilor de sarcină pozitivă și negativă se obține:

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{(E_v - E_c)/(kT)} = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (kT)} = n_i^2(T) \quad (9)$$

legea acțiunii maselor. Din lege se vede că produsul concentrațiilor nu depinde de poziția nivelului Fermi, care nu mai apare în relație, ci doar de mărimea zonei interzise $\Delta E = E_c - E_v$ și de temperatură. Această relație este valabilă atunci când semiconductorul se găsește în condiții de echilibru. Legea acțiunii maselor este un criteriu care ne spune dacă materialul semiconductor se găsește sau nu în condiții de echilibru.

Poziția nivelului Fermi se determină din condiția de conservare a numărului de particule. Dacă semiconductorul se impurifică cu atomi donori, crește numărul

de electroni liberi în material, iar nivelul Fermi se deplasează către banda de conducție. Creșterea de k ori a numărului de electroni va implica scăderea de k ori a numărului de goluri conform legii acțiunii maselor.

Pentru **semiconductori intrinseci**, fără impurități, concentrația electronilor liberi este aceeași cu a golorilor, fiindcă electronii din banda de conducție se obțin prin transferul lor din banda de valență. Folosind legea acțiunii maselor (9) obținem:

$$n = p = n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (10)$$

unde n_i poartă numele de **concentrație intrinsecă de purtători**, fiind o proprietate de material dependentă de temperatură.

Ținând cont de formula conductivității electrice:

$$\sigma = n \cdot q^2 \cdot \tau_e / m_e + p \cdot q^2 \cdot \tau_g / m_g \quad (11)$$

și de relația (10) se găsește că:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (12)$$

sau pentru rezistivitatea electrică:

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (13)$$

Acest comportament al rezistivității electrice în funcție de temperatură se întâlnește la **termistori**, dispozitive electronice cu două terminale care-și modifică puternic rezistența electrică cu temperatura. Ei sunt folosiți în special la măsurarea temperaturii. Expresia rezistenței lor electrice în funcție de temperatură este:

$$R(T) = R_\infty \cdot e^{B/T} \quad (14)$$

unde constanta B se poate exprima prin intermediul valorilor rezistenței electrice la două temperaturi diferite:

$$B = [T_1 \cdot T_2 / (T_2 - T_1)] \cdot \ln(R_1 / R_2) \quad (15)$$

de obicei 25 °C (298K) și 85 °C (358K), concret:

$$B = 1780 \cdot \ln(R_{25} / R_{85}), \quad [B]_{SI} = K \quad (16)$$

Unitatea de măsură pentru mărimea B este gradul Kelvin. Mărimea B este o constantă de material, lucru care se poate vedea prin compararea relațiilor (13) și (14) de unde se deduce:

$$B = \Delta E / (2 \cdot k_B) \quad (17)$$

adică B este direct legat de mărimea zonei interzise a materialului semiconductor.

Coefficientul de temperatură al rezistenței electrice a termistorului, panta tangentei la curba rezistenței în funcție de temperatură, se definește prin analogie cu materialele metalice ca:

$$\alpha = (1/R) \cdot dR/dT = -B/T^2 \quad [\alpha]_{SI} = \text{°C}^{-1} \quad (18)$$

El se exprimă de obicei în procente pe grad (%/°C).

TERMISTORUL

Denumirea "termistor" este o combinație a cuvintelor englezești "**thermally sensitive resistor**" (rezistență sensibilă termic), ce descrie cu exactitate funcția de bază a dispozitivului, de a-și schimba predictibil rezistența electrică în funcție de schimbarea temperaturii sale absolute.

Termistorul NTC (Negative Temperature Coefficient, coeficient negativ de temperatură) este un dispozitiv semiconductor relativ simplu, cu două terminale. Este realizat din amestecuri sinterizate de oxizi ai metalelor de tranziție ca manganul, cobaltul, nichelul, fierul, cuprul, uraniul. Spre deosebire de metale, la care rezistența electrică crește cu temperatura, la termistori rezistența scade cu creșterea temperaturii lor:

$$R(T) = A \cdot e^{B/T} \quad (1)$$

unde: A = constantă ce depinde de geometria dispozitivului;
T = temperatura în grade Kelvin;
R = rezistența la temperatura T;
B = constantă a materialului semiconductor, măsurată în K,

sau:

$$\ln R = \ln A + B \cdot (1/T) \quad (1')$$

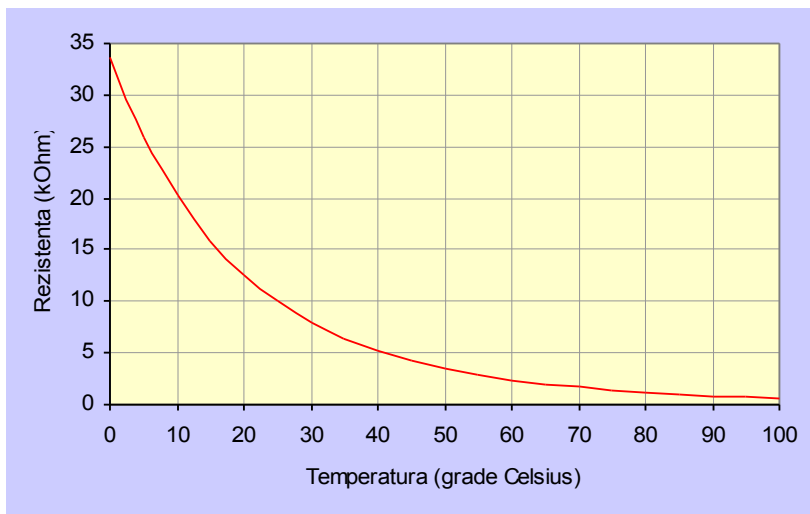


Figura 1. Rezistența electrică a termistorului în funcție de temperatură.

B se determină din valorile rezistenței la două temperaturi:

$$B = [T_1 \cdot T_2 / (T_2 - T_1)] \cdot \ln (R_1 / R_2)$$

$$B = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2} \quad (2)$$

și este direct legat de banda interzisă a semiconductorului ΔE :

$$\Delta E = 2 \cdot B \cdot k_B \quad (3)$$

unde k_B este constanta Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}^\circ\text{K} = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^\circ\text{K}$).

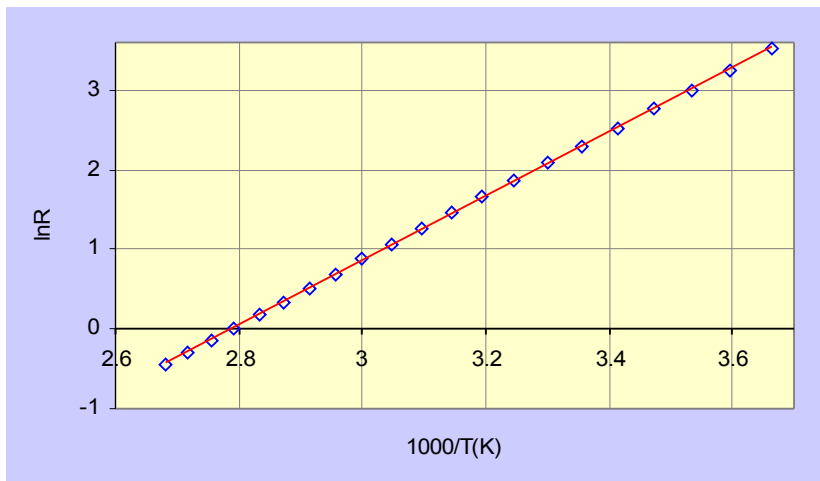


Figura 2. Graficul logaritmului rezistenței electrice " $\ln R$ " în funcție de inversul temperaturii absolute $\times 1000$, " $10^3 / T$ ".

Exemplu

Calculăm " B " știind rezistența:

$$R_1 = 1600 \Omega \quad \text{la temperatura } t_1 = 37,8^\circ\text{C} \text{ și}$$

$$R_2 = 155,8 \Omega \quad \text{la temperatura } t_2 = 104,4^\circ\text{C}.$$

Transformăm temperaturile din grade Celsius în grade Kelvin :

$$T_1 = t_1 + 273,15 = 310,95 \text{ K}, \quad T_2 = t_2 + 273,15 = 377,55 \text{ K}$$

și aplicăm formula pentru " B ":

$$B = [310,95 \cdot 377,55 / (377,55 - 310,95)] \ln (1600/155,8) = 4106,7 \text{ K}$$

Acum putem calcula mărimea zonei interzise:

$$\Delta E = 2 \cdot k_B \cdot B = 2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 4106,7 = 0,708 \text{ eV (electron-Volt)}$$

Rezistența termistorului R , la temperatura absolută T , se poate afla în funcție de rezistența R_0 la o temperatură absolută inițială T_0 cu relația:

$$\ln(R/R_0) = B \cdot (1/T - 1/T_0) \quad (4)$$

sau:

$$R = R_0 \cdot e^{B \cdot (1/T - 1/T_0)} \quad (5)$$

Ecuția Steinhart-Hart este cea mai bună formulă empirică pentru descrierea curbei rezistență electrică-temperatură la termistori:

$$1/T = a + b \ln R + c(\ln R)^3, \quad (6)$$

Parametrii utilizați pentru a descrie caracteristicile oricărui termistor sunt:

- rezistența electrică nominală la 25°C;
- raportul rezistențelor pentru două temperaturi date (25°C și 85°C);
- coeficientul de temperatură al rezistenței:

$$\alpha = (1/R) \cdot dR/dT = -B/T^2 \text{ exprimat în } \% / ^\circ\text{C}; \quad (7)$$

- puterea disipată maximă;
- coeficientul de disipație termică "K";
- constanta de timp termică "τ";
- domeniul de temperatură, T_{\min} și T_{\max} .

Cauza schimbării temperaturii termistorilor poate fi:

- *externă*, datorită temperaturii mediului ambiant,
- *internă*, rezultat al trecerii curentului prin dispozitiv (autoîncălzire),
- *combinată* (externă + internă).

Dacă un termistor este parcurs de un curent electric temperatura sa se crește până când căldura degajată prin efectul Joule este echilibrată de schimbul termic cu mediul ambiant. Autoîncălzirea este determinată de forma sa geometrică, de montura aleasă, de dimensiunea și materialul terminalelor și de orice alt factor ce poate contribui la disiparea căldurii. Puterea ce trebuie disipată este generată electric, adică:

$$P = RI^2 = U^2/R \quad (8)$$

Termistorul având temperatura "T" mai mare decât cea mediului "T₀", transferă mediului (disipă) puterea termică:

$$P' = K \cdot (T - T_0) = K \cdot \Delta T \quad (9)$$

de unde **coeficientul de disipație termică** K este:

$$K = P'/\Delta T \quad [\text{W}/^\circ\text{C}, \text{ mai util mW}/^\circ\text{C}] \quad (10)$$

și măsoară puterea electrică necesară pentru menținerea termistorului cu 1°C deasupra temperaturii ambiante.

În stare staționară, când se echilibrează puterea generată electric cu cea disipată termic, avem:

$$P = R \cdot I^2 = U^2/R = K \cdot (T - T_0) \quad (11)$$

Folosind relația rezistenței electrice a termistorului găsim:

$$U^2 = K \cdot (T - T_0) \cdot A \cdot e^{B/T}, \quad (12)$$

sau:

$$2 \cdot \ln U = \ln K + \ln(T - T_0) + \ln A + B/T \quad (13)$$

Această funcție are un maxim când:

$$d(\ln U)/dT = 0 \quad (14)$$

Explicit este:

$$1/(T - T_0) - B/T^2 = 0 \text{ sau } T^2 - B \cdot T + B \cdot T_0 = 0 \quad (15)$$

cu soluția fizic acceptabilă:

$$T_{\max} = (B/2)[1 - (1 - 4 \cdot T_0/B)^{1/2}] \quad (16)$$

pentru temperatura corespunzătoare tensiunii maxime pe termistor:

$$U_{\max} = [K \cdot (T_{\max} - T_0) \cdot A \cdot e^{B/T_{\max}}]^{1/2} \quad (17)$$

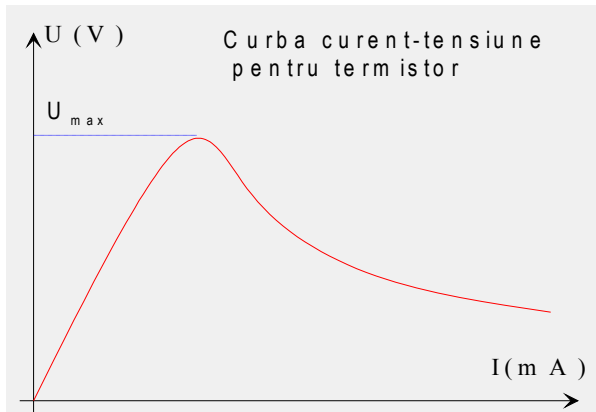


Figura 3. Caracteristica curent-tensiune a termistorului.

Ecuția (11) rezolvată pentru curent:

$$2 \cdot \ln I = \ln K + \ln(T - T_0) - \ln A - B/T \quad (18)$$

furnizează o relație biunivocă între curent și temperatură, adică pentru un anumit curent avem o singură valoare a temperaturii. Această ecuație permite să se calculeze prin puncte curbele $U=f(I)$, ținând seama pentru fiecare temperatură valoarea lui R este dată de relația (1), de unde putem determina tensiunea folosind legea lui Ohm. În figura 3 se prezintă **curbele caracteristice tensiune-curent** ale termistorului.

Valoarea coeficientului de disipație termică depinde de condițiile de testare și din această cauză valorile de catalog ale lui sunt doar indicative.

Constanta de timp termică "τ" reprezintă timpul necesar termistorului să reducă cu 63,2 % diferența inițială de temperatură dintre termistor și mediul înconjurător. Ea se calculează după relația :

$$\tau = H/K \quad (19)$$

unde:

K – coeficientul de disipare ($W/^\circ C$);

H – capacitatea termică a termistorului ($J/^\circ C$):

$$H = m \cdot c \quad (20)$$

cu:

m – masa termistorului (kg);

c – căldura specifică a termistorului ($J/(kg \cdot ^\circ C)$).

Semnificația constantei de timp reiese din **ecuația de bilanț termic**:

$$\begin{aligned} & \text{căldura schimbată cu mediul măsurat } [K \cdot (T_o - T) \cdot dt] = \\ & = \text{căldura acumulată de termistor } [H \cdot dT] \end{aligned}$$

$$K \cdot (T_o - T) \cdot dt = H \cdot dT \quad (21)$$

ce are soluția:

$$T = T_o - (T_o - T_i) \cdot e^{-t/\tau} \quad (22)$$

unde:

T_o – temperatura mediului;

T_i – temperatura inițială a termistorului;

T – temperatura termistorului la momentul "t".

Măsurarea constantei de timp termice "τ" se face după procedura următoare:

- se pune termistorul într-un mediu cu temperatură cunoscută T_o , fără curenți de aer;
- se aplică termistorului suficientă putere electrică pentru a-i crește temperatura până la o valoare dată T_{final} ;

- se întrerupe alimentarea electrică și se măsoară în cât timp diferența de temperatură dintre termistor și mediu scade cu 63,2% față de valoarea inițială a ei, adică termistorul ajunge la temperatura:

$$T = T_o + 36,8 \% \cdot (T_{\text{final}} - T_o).$$

Metoda autoîncălzirii definește timpul necesar termistorului să revină la temperatura mediului și dă o informație importantă legată de capacitatea senzorului de a-și modifica rezistența electrică sub influența unei schimbări bruște (treaptă) de temperatură. În aplicațiile cu termistori autoîncălziți este mai importantă capacitatea termică "H" a acestuia decât constanta de timp.

APLICAȚII pentru TERMISTORI

1. **Măsurarea temperaturii.** Sensibilitatea ridicată a termistorilor determină utilizarea lor în schemele ieftine de măsurare a temperaturii. Un circuit simplu este cel din figura 1 cu un termistor plasat pe un braț al unei punți Wheatstone.

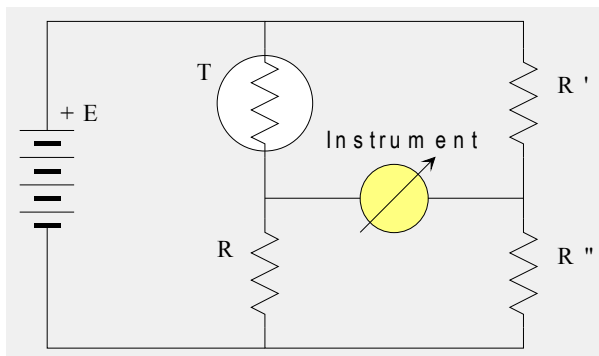


Figura 1. Măsurarea în punte

Plasând un al doilea termistor pe celălalt braț, în diagonală, se dublează sensibilitatea circuitului.

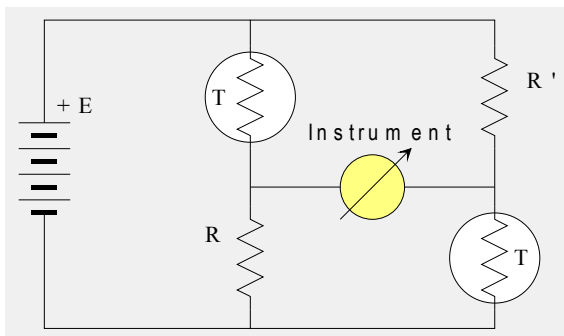


Figura 2. Dublarea sensibilității punții folosind doi termistori.

Este util să se obțină un semnal de ieșire liniar în funcție de temperatură. O rezistență în serie cu termistorul, un divizor de tensiune, figura 3, permite obținerea unei tensiuni de ieșire liniarizate.

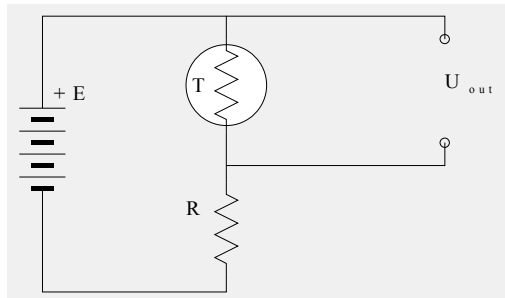


Figura 3. Liniarizarea tensiunii de ieșire ca funcție de temperatură folosind o rezistență serie.

O rezistență în paralel cu termistorul liniarizează rezistența circuitului ca funcție de temperatură (figura 4). Pentru intervale de temperatură mai mici de $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ o singură rezistență liniarizează răspunsul circuitului cu o precizie mai bună de $\pm 0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

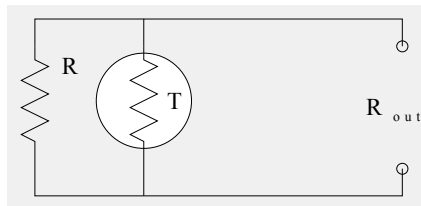


Figura 4. Liniarizarea rezistenței de ieșire ca funcție de temperatură folosind o rezistență în paralel cu termistorul.

O liniarizare mai bună se poate obține prin utilizarea unei rețele de rezistențe în serie/paralel cu termistorul ca în figura 5.

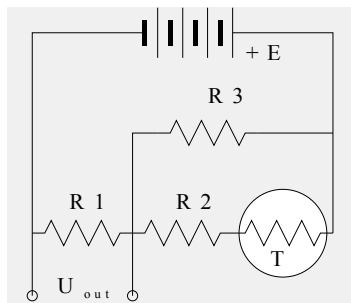


Figura 5. Rețea de liniarizare a răspunsului termistorului ca funcție de temperatură.

2. Controlul temperaturii se poate realiza simplu prin plasarea unui termistor în serie cu un releu, o rezistență variabilă și o baterie (sursă de alimentare). Releul se va închide când termistorul este cald și se va deschide când termistorul este rece. Rezistența variabilă dă posibilitatea de a regla temperatura la care să anclanșeze releul.

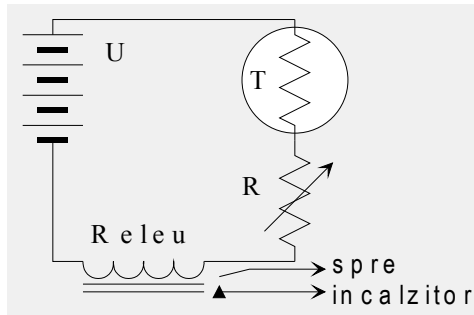


Figura 6. Control de temperatură cu un termistor ca termometru și un releu ce comandă rezistența de încălzire.

Un control mult mai precis se obține plasând termistorul într-o punte alimentată în curent alternativ ce are pe diagonala de măsurare un amplificator cu câștig mare cu ieșirea pe un releu. Sistemul poate fi un simplu control on/off (deschis/închis) al unui tranzistor ce acționează un releu sau controler proporțional-integral cu buclă închisă. Se poate obține relativ simplu un control al temperaturii mai bun de $0,001\text{ }^{\circ}\text{C}$.

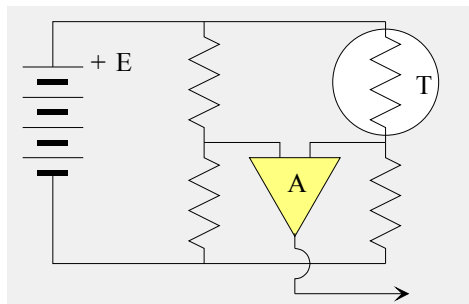


Figura 7. Control precis de temperatură cu termistor în montaj punte și amplificator de eroare.

3. Compensarea temperaturii. Pentru a compensa creșterea rezistenței electrice a conductoarelor metalice cu temperatura, fapt deranjant la bobinele de cupru din aparatele de măsură, motoarele sau generatoarele electrice, bobinele de deflexie de la tuburile catodice sau înfășurările releelor, se leagă în serie un termistor șuntat de o rezistență. Rezistența șunt are rolul de a reduce coeficientul de temperatură al termistorului de la valori de ordinul a $4\%/^{\circ}\text{C}$ (cu semnul minus bineînțeles) la valoarea corespunzătoare cuprului circa $0,4\%/^{\circ}\text{C}$.

4. **Protecția la curenți tranzitorii.** Circuitul din fig. 1-11 se comportă ca un amortizor de șoc pentru un bec cu incandescență. Filamentul rece al becului are rezistență electrică mică și din această cauză curentul absorbit de bec la închiderea circuitului este foarte mare, ceea ce duce la degradarea filamentului. Punând termistorul în serie cu filamentul becului, la închiderea circuitului cea mai mare parte din căderea de tensiune se regăsește pe termistorul rece. Datorită puterii electrice apicate termistorul se încălzește treptat și rezistența sa electrică scade, scăzând și căderea de tensiune pe el, implicit crește tensiunea aplicată filamentului din bec. Această tehnică de pornire lentă ("soft start") face să crească semnificativ timpul de viață al becurilor cu incandescență.

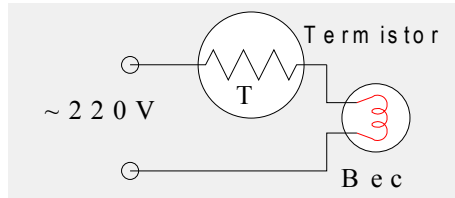


Figura 8. Protecția becurilor cu incandescență cu termistor de limitare a curentului de pornire.

O aplicație similară este legată de sursele de alimentare în comutație ce au imediat după redresor un condensator electrolitic de capacitate mare. La pornire, condensatorul fiind descărcat, curentul absorbit din rețea este foarte mare, limitat fiind doar de rezistența electrică R . Aceasta ar trebui să aibe o valoare mare la pornirea sursei, până la încărcarea condensatorului, după care valoarea ar trebui să tindă la zero. Un termistor realizează această funcție fiindcă la pornire este rece, rezistența sa electrică este mare, iar după ce este încălzit de curentul ce trece prin el rezistența lui electrică devine mică.

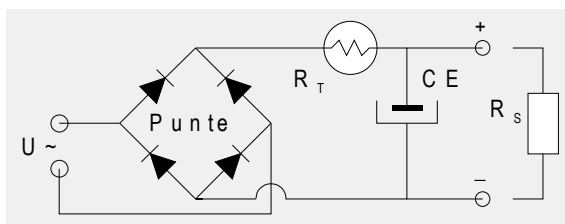


Figura 9. Protecția alimentatoarelor la curentul tranzitoriu de pornire folosind un termistor.

Termistorii care sunt folosiți limitarea șocurilor de curent trebuie să aibă în vedere următoarele:

- Curentul maxim suportat la pornire, I_{max} ;
- Curentul maxim staționar
- Temperatura maximă a mediului

- Capacitatea electrică a condensatorului de filtrare
- Timpul de viață al sursei.

Curentul maxim suportat la pornire, I_{max} , este determinat de componentele aflate în serie cu condensatorul și întrerupătorul cum ar fi siguranțele fuzibile, traseele cablajului imprimat, contactele întrerupătorului sau diodele redresoare. Rezistența minimă, fără sarcină, la rece, a termistorului se află ca raport între tensiunea maximă de intrare și I_{max} .

Capacitatea electrică a condensatorului de filtrare și tensiunea de alimentare determină energia ce trebuie suportată de termistor. Inițial descărcat condensatorul se încarcă relativ rapid, acumulând energia $CU^2/2$. Sarcina ce încarcă condensatorul trece prin termistor și îl încălzește, energia termică generată pe termistor fiind într-o bună aproximație egală cu energia acumulată de condensator. Capacitatea termistorului de a suporta acest impuls de energie este dată practic de masa dispozitivului. Acest lucru se poate vedea scriind ecuația de bilanț termic a termistorului ca:

$$\text{Energia primită} = \text{Energia acumulată} + \text{Energia disipată}$$

sau sub forma diferențială :

$$P \cdot dt = H \cdot dT + K \cdot (T - T_a) \cdot dt$$

unde : P puterea generată în termistor;
 H capacitatea termică a termistorului;
 K coeficientul disipației;
 t timpul;
 T temperatura termistorului;
 T_a temperatura mediului ambiant.

Pe durata scurtă de timp cât se încarcă condensatorul, tipic mai puțin de 0,1 secunde, se disipă puțină energie, majoritatea energiei termice generate în termistor fiind preluată de capacitatea calorică a acestuia prin creșterea propriei temperaturi.

Curentul maxim staționar e determinat în principal de timpul de viață impus produsului în care este înglobat termistorul. Din ecuația de bilanț termic în stare staționară (temperatura rămâne constantă în timp):

$$P = R \cdot I^2 = K \cdot (T - T_a)$$

se vede că problema curentului maxim devine o problemă de temperatură maximă a termistorului ce determină timpul de viață al acestuia.

5. Indicatoare de nivel. Termistorul se poate utiliza pentru sesizarea prezenței sau absenței unui lichid datorită diferenței mari între coeficientul de disipare termică în lichid față de cel din gaz. În lichid termistorul poate disipa de 4 până

la 6 ori mai multă putere decât în aer. Un termistor autoîncălzit va fi mai rece în lichid decât în aer. Sistemul va funcționa bine dacă termistorul din aerul cel mai rece se va răci introdus în cel mai cald lichid pe care îl presupune aplicația. O metodă mai bună folosește doi termistori, unul aflat permanent în aer ce va compensa variațiile temperaturii aerului, celălalt ca sesizor de nivel al lichidului.

Indicatoare de nivel simple se pot realiza punând un termistor în serie cu un bec și o baterie. Becul va lumina dacă termistorul este în aer fiindcă aici temperatura sa e mare, rezistența electrică mică. În lichid termistorul se va răci, pierde mai multă căldură, îi crește rezistența electrică și scăzând curentul prin circuit becul se va stinge. Dacă în loc de bec se pune un releu se poate controla nivelul lichidului în vas.

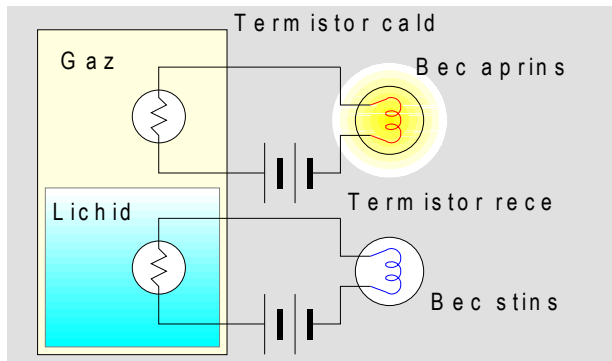


Figura 10. Indicator simplu de nivel cu un termistor autoîncălzit.

6. Debitmetre. Un termistor autoîncălzit va pierde mai multă căldură, va avea o temperatură mai mică, în curent de aer decât în aer care stă. Sistemul va funcționa bine dacă răcirea termistorului în aerul cel mai cald în mișcare este mai mare decât în aerul rece staționar. Folosind doi termistori, unul protejat de curentul de aer, celălalt aflat direct în curentul de aer, se compensează în mare măsură variațiile temperaturii mediului.

7. Temporizări se pot obține cu un termistor, o rezistență variabilă, o baterie și un releu în serie. Când se închide circuitul curentul ce apare încălzește termistorul, micșorând rezistența lui electrică va crește curentul prin circuit până la anclanșarea releului. Crescând valoarea rezistenței variabile va scădea curentul prin circuit și implicit va crește întârzierea la anclanșare a releului.

8. Comutări. Avem mai multe becuri de tensiune joasă legate în serie și alimentate la tensiune mare (rețea). În paralel cu fiecare bec se pune un termistor. Căderea mică de tensiune de pe fiecare bec nu încălzește apreciabil termistorii, iar curentul care circulă prin ei este mic. Dacă se arde filamentul unui bec atunci toată tensiunea de alimentare apare pe termistorul aferent becului ars și îl încălzește rapid scăzându-i rezistența electrică. Rezultatul va fi

creșterea curentului prin circuit astfel că celelalte becuri vor continua să lumineze normal. Înlocuind becul ars, acesta va prelua curentul din termistor care se va răci întorcându-se la starea inițială de rezistență mare.

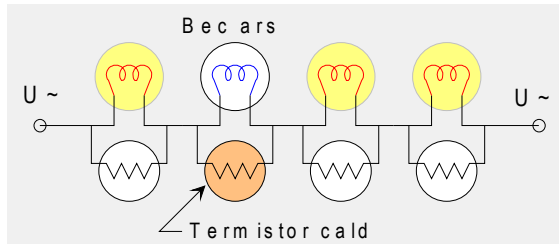


Figura 11. Arderea unui bec dintr-o ghirlandă determină încălzirea termistorului aflat în paralel cu el și oferind astfel o cale cu rezistență mică pentru curent menține aprinse celelalte becuri.

9. Măsurarea puterii . Se pune un termistor de 2000Ω într-o punte cu rezistențe de 200Ω . Se alimentează puntea printr-o rezistență variabilă în serie cu ea. Se reglează gradual curentul de alimentare până când termistorul se încălzește suficient ca să ajungă la 200Ω și puntea să fie echilibrată. Curentul se poate măsura și puterea disipată pe termistor se calculează. Aplicând termistorului putere de înaltă frecvență prin intermediul unor capacități electrice corespunzătoare acesta se va încălzi suplimentar dezechilibrând puntea. Reducem curentul continuu de alimentare a punții până când puntea se reechilibrează. Știind noul curent se poate calcula noua putere de curent continuu disipată pe termistor. Diferența dintre prima și a doua putere disipată pe termistor reprezintă chiar puterea de înaltă frecvență.

10. Altimetru . Se plasează un termistor la suprafața unui lichid ce este adus la fierbere prin încălzire. Rezistența electrică a termistorului este determinată de temperatura de fierbere a lichidului. Temperatura de fierbere a lichidului este dependentă de presiunea aplicată lichidului, care presiune este determinată de altitudine. Acest dispozitiv, numit hipsometru, este foarte sensibil și poate măsura altitudinea de la nivelul mării, 0 m, până peste 38 000 m cu o eroare mai mică de 1% din presiunea măsurată.

11. Măsurarea conductivității termice a gazelor . Folosit în modul autoîncălzit temperatura unui termistor crește datorită curentului ce trece prin el până când puterea electrică primită egalează puterea termică disipată. O schimbare în conductivitatea termică a mediului va modifica viteza de disipare a căldurii de către termistor și implicit temperatura sa, respectiv rezistența sa electrică.

În catarmetre, aparate care măsoară conductivitatea termică a gazelor, se folosesc două termistoare identice plasate simetric (nu diagonal) pe brațele adiacente ale unei punți Wheatstone alimentate în punctul de joncțiune a

termistorilor. Tensiunea aplicată trebuie să fie suficient de mare ca să încălzească termistorii peste temperatura mediului, tipic în jur de 150 °C. Celelalte două rezistențe din punte trebuie să aibe o valoare mai mare decât valoarea absolută a rezistenței dinamice negative (raportul dU/dI de pe curba U-I a termistorului) pentru a asigura stabilitatea punctului de funcționare a circuitului. Rezistența internă a instrumentului plasat pe diagonala de măsurare a punții trebuie să fie mai mare decât suma rezistențelor dinamice a termistorului.

Un termistor este montat într-o zonă cu mediu cunoscut, adică este înconjurat de un gaz sau un amestec de gaze cu conductivitate termică bine determinată. Celălalt termistor se plasează în mediul care trebuie monitorizat. Orice schimbare a conductivității termice a acestui mediu va modifica rata de disipare a căldurii care se va traduce într-o variație a rezistenței electrice a termistorului datorită modificării temperaturii sale. Modificarea rezistenței va dezechilibra puntea, dezechilibru vizibil pe instrumentul de măsură ce poate fi gradat direct în unități de măsură potrivite (% gaz de măsurat).

Într-o aplicație tipică cei doi termistori sunt plasați în două cavități separate ale aceluiași bloc metalic (ideal din argint care are cea mai mare conductivitate termică, dar de obicei din cupru, alamă sau aluminiu) pentru a se asigura aceeași temperatură a mediului termistorilor. Când este aer în ambele cavități puntea este echilibrată. Dacă aerul dintr-una din cavități este înlocuit (parțial sau total) de bioxidul de carbon termistorul respectiv devine mai cald din cauza conductivității termice mai mici a CO_2 față de aer. Tensiunea de dezechilibru a punții este practic direct proporțională cu concentrația CO_2 în gazul măsurat. Un astfel de instrument poate avea capăt de scală 0,5% CO_2 în aer (domeniu de măsură 0 ÷ 0,5% CO_2 în aer) folosind amplificatoare pentru semnalul de dezechilibru al punții.

Cu mici modificări acest aranjament poate fi folosit ca debitmetru ce poate măsura debite de ordinul a $1\text{ mm}^3/\text{min}$, iar raportul între cel mai mare și cel mai mic debit măsurabil poate fi de $10^5/1$. Într-un montaj asemănător termistorii pot fi utilizați ca joje de vid pe un domeniu de la 10 Torr până la 10^{-5} Torr.

IMPURITĂȚI ÎN SEMICONDUCTORI

Comportarea unei impurități într-un semiconductor

Introducerea de atomi străini în materialul semiconductor poartă numele de **dopare**. Într-un semiconductor elementar ca siliciul (Si) ce are 4 electroni de valență, atomii cu 5 electroni de valență, ca fosforul (P), introduc în banda de conducție electroni și de aceea se numesc atomi donori sau simplu **donori**. Atomii cu 3 electroni de valență, ca aluminiul (Al), captează electroni din banda de valență și de aceea se numesc atomi acceptori, sau scurt **acceptori**.

Pentru a argumenta afirmația de mai sus vom folosi modelul Bohr pentru atomul de hidrogen pentru a descrie o impuritate donoare în materialul semiconductor. Acest lucru este justificat prin faptul că ne interesează doar comportamentul celui de-al cincilea electron de valență, ceilalți electroni ecranând doar sarcina electrică nucleară a atomului, care apare ca un atom hidrogenoid (sarcina nucleară $+1e$).

Cele două relații de bază sunt egalitatea dintre forța centrifugă și forța electrostatică de atracție dintre electron și nucleu ca forță centripetă, precum și relația de cuantificare a momentului cinetic orbital:

$$m \cdot v^2 / R = e^2 / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot R^2) \quad (1)$$

$$m \cdot v \cdot R = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot h$$

unde: $-R$ este raza traiectoriei electronului,
 $-\epsilon$ permitivitatea electrică a mediului, iar
 $-n$ numărul cuantic principal, un număr natural nenul.

Energia totală a electronului fiind:

$$E = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}} = m \cdot v^2 / 2 - e^2 / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot R) \quad (2)$$

putem calcula din sistemul (1) energia și raza orbitei:

$$E_n = -(1/n^2) \cdot [m \cdot e^4 / (8 \cdot \epsilon^2 \cdot h^2)] \quad (3)$$

$$R_n = n^2 \cdot \epsilon \cdot h^2 / (\pi \cdot m \cdot e^2)$$

care pentru $n=1$, în vid, au valorile:

$$R_1 = 0,5 \text{ \AA} \quad (4)$$

$$E_1 = -13\text{eV}$$

Atomul nostru fiind în interiorul cristalului de siliciu trebuie să ținem seama că aici masa efectivă a electronului este $m^* = 0,2m$, iar permitivitatea electrică

relativă este $\epsilon_r = 11,7$. Lucrul acesta modifică energia și raza orbitei electronului conform următoarelor relații ușor deductibile din (3):

$$r_1^* = r_1 \cdot \epsilon_r / (m^*/m) = 58 \cdot r_1 = 29 \text{ \AA} \quad (5)$$

$$E_1^* = E_1 \cdot (m^*/m) / \epsilon_r^2 = 0,0014 \cdot E_1 = -0,019 \text{ eV}$$

Se vede că raza traiectoriei electronului este foarte mare comparativ cu distanța dintre atomii vecini (5,5Å în Si) și energia de legătură a electronului cu atomul donor este slabă, doar 19 meV. Din această cauză energia termică de 25 meV la temperatura camerei este suficientă ca să transforme electronul legat al impurității într-un electron "liber" în banda de conducție a semiconductorului.

Nivelele de energie ale donozilor se află în banda interzisă a semiconductorului, imediat sub fundul benzii de conducție. Nivelele de energie ale acceptozilor se află în banda interzisă a semiconductorului, imediat deasupra vârfului benzii de valență.

În tabelele de mai jos se prezintă poziția nivelelor de energie pentru dopanții uzuali, energia lor fiind măsurată față de fundul benzii de conducție pentru donozii și față de vârful benzii de valență pentru acceptozii.

	Energie atomi Donozii (eV)			Energie atomi Acceptozii (eV)			
	P	As	Sb	B	Al	Ga	In
Si	0,045	0,049	0,039	0,045	0,057	0,065	0,16
Ge	0,012	0,0127	0,0096	0,0104	0,0102	0,0108	0,0112

Influența impurităților asupra semiconductorului

Până aici am văzut cum influențează semiconductorul comportarea unui atom străin aflat în rețeaua sa cristalină, în continuare vom studia modul în care influențează numărul atomilor străini comportamentul unui semiconductor. Gradul de impurificare a unui semiconductor este dat de concentrația atomică a impurităților, adică de raportul dintre numărul atomilor străini și numărul atomilor gazdă. Astfel o concentrație $c=0,01\%$ atomice de fosfor (100ppm, părți pe milion) în siliciu, înseamnă că avem un atom de fosfor la fiecare 10.000 de atomi de siliciu. Fiindcă siliciul are masa molară $M_{Si} = 28,09 \text{ g/mol}$ (la care corespund numărul lui Avogadro $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ atomi Si/mol) și densitatea $d = 2,33 \text{ g/cm}^3$, rezultă în unitatea de volum un număr de atomi de Si:

$$N = N_A \cdot d / M = 4,97 \cdot 10^{22} \text{ atomi Si/cm}^3$$

Știind concentrația atomică a donozilor putem calcula numărul atomilor donozii din unitatea de volum:

$$N_d = c \cdot N = 4,97 \cdot 10^{18} \text{ atomi P/cm}^3$$

În siliciu pur la 27°C concentrația intrinsecă de purtători de sarcină liberi este:

$$n = p = n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

iar numărul total de purtători va fi:

$$n + p = 2,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

Fiindcă fiecare atom donor de P aduce în banda de conducție a Si un electron, rezultă că numărul electronilor de conducție va fi practic egal cu numărul atomilor donori N_D , numărul golurilor din banda de valență fiind dat de legea acțiunii maselor:

$$p = n_i^2 / N_D = 42,3 \text{ goluri/cm}^3 \quad !$$

Rezultă că numărul electronilor este cu 17 ordine de mărime mai mare decât cel al golurilor, iar numărul total de purtători în cristalul impurificat este de 10^8 ori (100 de milioane de ori) mai mare decât cel din materialul pur. Practic și conductivitatea cristalului impurificat este de 10^8 ori mai mare decât conductivitatea electrică a cristalului pur.

Semiconductori cu impurități

Vom examina restricțiile care trebuie să le satisfacă concentrațiile purtătorilor de sarcină electrică într un semiconductor în condiții de echilibru, adică la temperatură constantă și fără curenți electrici. Într-un semiconductor există patru clase de particule încărcate cu sarcini electrice :

=> *particule cu sarcină pozitivă* :

1. goluri mobile, p, aflate în banda de valență ;
2. ioni donori, N_d^+ , cu nivele de energie E_d , în banda interzisă, foarte aproape de fundul benzii de conducție;

=> *particule cu sarcină negativă* :

1. electroni mobili, n, aflați în banda de conducție ;
2. ioni acceptori, N_a^- , cu nivele de energie E_a , în banda interzisă, foarte aproape de vârful benzii de valență.

Simbolurile n, p, N_d și N_a reprezintă concentrația volumică a respectivei particule încărcate cu sarcina elementară "q" cu semnul corespunzător.

Densitatea locală de sarcină se poate scrie :

$$\rho = q \cdot (p - n + N_d^+ - N_a^-) \quad (6)$$

iar ca o consecință a conservării sarcinii electrice, densitatea locală de sarcină trebuie să fie zero, de unde :

$$n - p = N_d^+ - N_a^- \quad (7)$$

Semiconductor cu impurități donoare

Folosind ecuația de neutralitate și legea acțiunii maselor putem determina poziția nivelului Fermi și concentrația purtătorilor de sarcină în funcție de temperatură. N_d fiind concentrația impurităților donoare, putem evalua numărul de electroni n_d care se află pe nivelele de impuritate cu ajutorul funcției de distribuție Fermi–Dirac:

$$n_d = N_d / (e^{(E_d - F) / (k \cdot T)} + 1) \quad (8)$$

Numărul electronilor pierduți de impuritatea donoare este egal cu numărul impurităților donoare ionizate N_d^+ :

$$\begin{aligned} N_d^+ &= N_d - n_d = N_d \cdot (e^{(E_d - F) / (k \cdot T)}) / (e^{(E_d - F) / (k \cdot T)} + 1) \approx \\ &\approx N_d \cdot e^{(E_d - F) / (k \cdot T)} \end{aligned} \quad (9)$$

dacă exponentul $(E_d - F) / (k \cdot T) < -3$, fiindcă atunci $e^{(E_d - F) / (k \cdot T)} \ll 1$.

Electronii din banda de conducție se obțin pe baza ionizării impurităților donoare N_d^+ și a formării golurilor în banda de valență, ecuația de neutralitate devenind pentru un semiconductor de tip n :

$$n = p + N_d^+ \quad (10)$$

în plus având legea maselor:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} \quad (11)$$

care ne spune că într-un semiconductor nedegenerat, în condiții de echilibru, produsul concentrațiilor electronilor și golurilor nu depinde de poziția nivelului Fermi "F" și nici de prezența în semiconductor a impurității, fiind egal cu pătratul concentrației unei semiconductorului intrinsec. Această lege ne permite să aflăm concentrația uneia dintre componente atunci când cealaltă este cunoscută:

$$p = n_i^2 / n = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} / n \quad (12)$$

Electronii liberi iau naștere prin ionizarea impurității și a substanței de bază. Pentru transferarea unui electron din banda de valență în banda de conducție este necesară o energie egală cu lărgirea zonei interzise $\Delta E = E_c - E_v$, iar transferarea unui electron de pe un nivel al impurității donoare în banda de conducție este necesară o energie egală cu energia de ionizare a impurității $\Delta E_d = E_c - E_d$. Fiindcă energia de ionizare a impurității ΔE_d este de ordinul sutimilor de electron-volt, iar lărgimea zonei interzise ΔE este de ordinul electron-voltului cele două procese vor juca roluri diferite în funcție de temperatură.

La **temperaturi joase** rolul principal va fi jucat de ionizarea impurităților și din acest motiv golurile din banda de valență vor fi mult mai puține decât impuritățile ionizate:

$$p \ll N_d^+ \quad (13)$$

Această inegalitate se va menține atât la temperaturi joase, cât și la **temperaturi intermediare** unde ionizarea impurității este completă:

$$N_d^+ = N_d \quad (14)$$

până când prin creșterea temperaturii, ionizarea materilului de bază devine suficient de intensă înât concentrația intrinsecă depășește concentrația donatorilor:

$$n_i > N_d \quad (15)$$

iar semiconductorului devine intrinsec la **temperaturi înalte**.

Înțelesul de temperatură joasă sau ridicată este în legătură cu concentrația impurităților. Aceeași valoare a temperaturii poate fi joasă sau ridicată, în funcție de concentrația impurităților și caracteristicile gazdei semiconductoare. La o concentrație mică, temperatura poate apărea ca fiind ridicată, pe când la o concentrație mare de impurități ea poate apărea ca o temperatură joasă. [se poate face o discuție pe bază de grafice n_i , n , p , $N_d^+ = f(T)$]

La **temperaturi joase** rolul principal este jucat de ionizarea impurităților, ecuația de neutralitate reducându-se la:

$$n = N_d^+ \quad (16)$$

Pentru temperaturi suficient de coborâte se poate aplica distribuția Boltzmann și impurităților, deci:

$$n = N_d \cdot e^{(E_d - F) / (k \cdot T)} \quad (17)$$

dar concentrația electronilor din semiconductor este:

$$n = N_c \cdot e^{-(E_c - F) / (k \cdot T)} \quad (18)$$

Combinând cele două relații, obținem pentru nivelul Fermi expresia:

$$F = (E_d - E_c) / 2 + (k \cdot T / 2) \cdot \ln (N_d / N_c) \quad (20)$$

Înlocuind această expresie într-una din formulele pentru densitatea electronilor de conducție, găsim :

$$n = (N_c \cdot N_d)^{1/2} \cdot e^{-(E_c - E_d) / (2 \cdot k \cdot T)} = (N_c \cdot N_d)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E_d / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (21)$$

Se remarcă poziția nivelului Fermi pentru $T \rightarrow 0$ ca fiind la mijlocul intervalului dintre fundul benzii de conducție E_c și nivelul impurității E_d . Pentru temperaturi suficient de joase $N_c < N_d$ și termenul ce conține logaritmul este pozitiv, indicând o deplasare a nivelului Fermi în sus către fundul benzii de conducție la creșterea temperaturii.

Tot în aproximația temperaturilor joase, dar la temperaturi suficient de mari, N_c crescând cu creșterea temperaturii, egalează concentrația impurității N_d , care nu

depinde de temperatură. Astfel logaritmul se anulează, iar poziția nivelului Fermi este din nou în mijlocul intervalului $[E_d, E_c]$. Deci crescând temperatura, poziția nivelului Fermi urcă, trecând printr-un maxim, după care coboară cu creșterea temperaturii.

În ceea ce privește densitatea electronilor de conducție, se observă din relația (21) că numărul lor este direct proporțional cu rădăcina pătrată a concentrației impurității N_d , iar comportarea în funcție de temperatură este controlată de factorul exponențial $e^{-\Delta E_d / (2 \cdot k \cdot T)}$, energia de activare fiind jumătate din energia de ionizare a impurității ΔE_d .

Mărind suficient de mult temperatura, ionizarea impurității este totală:

$$N_d^+ = N_d \quad (22)$$

și trecem în **domeniul de epuizare (saturație)**. Ecuația de neutralitate este:

$$n = N_d \quad (23)$$

care combinată cu ecuația densității electronilor de conducție (18), ne permite determinarea nivelului Fermi:

$$F = E_c + k \cdot T \cdot \ln(N_d/N_c) \quad (24)$$

Expresia ne arată că nivelul Fermi coboară cu creșterea temperaturii fiindcă $N_d \ll N_c$. Pe domeniul de epuizare densitatea electronilor de conducție este independentă de temperatură și egală cu concentrația impurităților.

Evaluarea temperaturii la care apare domeniul de epuizare se poate face în cadrul aproximației temperaturilor joase punând condiția:

$$N_d = n = (N_c \cdot N_d)^{1/2} e^{-\Delta E_d / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (25)$$

de unde:

$$T_e = \Delta E_d / [k_B \cdot \ln(N_c/N_d)] \quad (26)$$

Același rezultat se poate obține punând condiția ca nivelul Fermi să coincidă cu nivelul energetic al impurității:

$$F = E_d \quad (27)$$

Mărind în continuare temperatura, concentrația golurilor din banda de valență crește rapid ajungând să egaleze concentrația impurităților și deci a electronilor de conducție. Semiconductorul este acum în **domeniul intrinsec**. Estimarea temperaturii T_i la care semiconductorul devine intrinsec o putem face punând condiția ca numărul purtătorilor mobili de sarcină pozitivă să egaleze numărul purtătorilor mobili de sarcină negativă:

$$n = p = N_d \quad (28)$$

Folosind legea acțiunii maselor:

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} \quad (29)$$

avem:

$$N_d^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T_i)} \quad (30)$$

de unde:

$$T_i = (\Delta E / k_B) \cdot \ln(N_c \cdot N_v / N_d^2) \quad (31)$$

Temperatura la care semiconductorul devine intrinsec este direct proporțională cu lățimea zonei interzise a materialului de bază și crește cu creșterea concentrației impurităților N_d . Același rezultat pentru T_i se obține punând condiția ca densitatea intrinsecă a purtătorilor n_i să egaleze concentrația impurităților:

$$n_i = N_d \quad \int \quad (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T_i)} = N_d \quad (32)$$

Poziția nivelului Fermi se obține ca la un semiconductor intrinsec obișnuit egalând expresia densității electronilor din banda de conducție cea pe care o obținem din legea acțiunii maselor ținând cont că $n=p$:

$$N_c \cdot e^{-(E_c - F) / (k \cdot T)} = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-(E_c - E_v) / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (33)$$

de unde:

$$\begin{aligned} F &= (E_c + E_v) / 2 + (k \cdot T / 2) \cdot \ln(N_v / N_c) = \\ &= (E_c + E_v) / 2 + (3/4) \cdot k \cdot T \cdot \ln(m'_g / m'_e) \end{aligned} \quad (34)$$

Se vede că nivelul Fermi se va deplasa cu creșterea temperaturii din mijlocul zonei interzise către banda care are particulele cele mai ușoare.

Semiconductorul dopat cu impurități acceptoare și donoare

În semiconductorul dopat cu impurități acceptoare și donoare, la $T=0K$, zona de conducție va fi goală și cea de valență complet plină ($n=p=0$), dar existând N_a nivele libere, la impuritățile acceptoare, și N_d electroni, la impuritățile donoare, electronii vor coborâ pe nivelele energetice cele mai joase E_a , ionizând impuritățile.

Dacă numărul impurităților donoare este egal cu numărul impurităților acceptoare, $N_d=N_a$ atunci:

$$N_d=N_d^+ \text{ și } N_a=N^- \quad (35)$$

iar nivelul Fermi va fi la mijlocul distanței dintre E_a și E_d :

$$F = (E_d + E_a) / 2 \quad \text{la } T = 0 \text{ K} \quad (36)$$

Un astfel de semiconductor se numește semiconductor compensat, fiindcă se produce o compensare reciprocă a impurităților donoare cu cele acceptoare, ne

mai fiind astfel furnizoare de electroni și goluri libere. Fiind puternic impurificat, un astfel de semiconductor va avea o mobilitate a purtătorilor mult mai mică decât cea a semiconductorului pur.

Dacă compensarea nu este totală, mărimea:

$$N_d - N_a = N'_d \quad (N_d > N_a) \quad (37)$$

va juca rolul concentrației de impurități de un singur fel, deoarece diferența de concentrații $N_d - N'_d$ folosește la compensarea impurității acceptoare.

Există diferențe între comportarea unui semiconductor parțial compensat și un semiconductor dopat cu un singur fel de impuritate. Astfel la temperaturi suficient de joase numărul impurităților donoare ionizate egalează numărul impurităților acceptoare:

$$N_d^+ = N_a^- \quad (38)$$

Dar impuritățile acceptoare sunt complet ionizate:

$$N_a^- = N_a \quad (N_d > N_a) \quad (39)$$

iar impuritățile donoare ionizate (N_d^+), apar ca diferența dintre numărul de impurități donoare și numărul impurităților donoare ocupate de electroni:

$$N_d^+ = N_d - [N_d / (e^{(E_d - F)/(k \cdot T)} + 1)] \quad (40)$$

de unde rezultă:

$$F = E_d + k \cdot T \cdot \ln [(N_d - N_a) / N_a] \quad (41)$$

Expresia nivelului Fermi ne arată că la $T = 0$ K el coincide cu poziția nivelului impurității donoare (cea mai abundentă). Înlocuind în expresia concentrației electronilor de conducție valoarea nivelului Fermi se obține:

$$\begin{aligned} n &= [N_c \cdot (N_d - N_a) / N_a] \cdot e^{-(E_c - E_d) / (k \cdot T)} = \\ &= [N_c \cdot (N_d - N_a) / N_a] \cdot e^{-\Delta E_d / (k \cdot T)} \end{aligned} \quad (42)$$

Observăm din această expresie că valoarea energiei de activare este ΔE_d , adică de două ori mai mare decât în cazul semiconductorului cu un singur tip de impuritate donoare.

JONȚIUNEA P-N

Alipind două materiale semiconductoare, unul de tip p și celălalt tip n, apare fenomenul de **difuzie**, a golurilor din regiunea p în regiunea n și electronilor din regiunea n în regiunea p. Difuzia este generată de agitația termică și de existența variației concentrației cu poziția în zona de contact (gradientului de concentrație). Dacă în partea stângă avem o concentrație mai mare de electroni decât în partea dreaptă, atunci o suprafață normală pe direcție va fi traversată de mai mulți electroni dinspre stânga decât dinspre dreapta. Fluxul net de electroni prin unitatea de suprafață va fi:

$$\text{flux de electroni} = n \cdot v_n = -D_n \cdot \partial n / \partial x \quad (1)$$

unde:

$$D_n = \tau \cdot k_B \cdot T / m = \mu_n \cdot k_B \cdot T / q - \text{coeficient de difuzie [m}^2/\text{s]}$$

$$\tau - \text{timpul dintre două ciocniri}$$

$$\mu = q \cdot \tau / m - \text{mobilitate [m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})]$$

Variația concentrației de impurități trebuie să se facă pe distanțe mici (sub 10^{-7} m) pentru a se produce o **joncțiune p-n**, altminteri este doar un semiconductor obișnuit la care se modifică lent tipul de conducție.

Electronii ce difuzează în regiunea p se **recombină** cu golurile, în acest fel regiunea p din apropierea joncțiunii se încarcă negativ din cauza atomilor acceptori (ioni negativi) a căror sarcină nu mai este compensată de goluri pozitive mobile. Fenomenul este similar pentru regiunea n din apropierea joncțiunii, unde difuzează golurile, și care se încarcă cu sarcină electrică pozitivă din cauza atomilor donori (ioni pozitivi) ce rămân necompensați.

Se formează lângă joncțiune un **strat de sarcină spațială** fixă, negativă în regiunea p, pozitivă în regiunea n, numit **strat de baraj** (figura 1a). În exteriorul stratului de baraj materialele sunt neutre electric la nivel local. Fiindcă joncțiunea în ansamblu este neutră electric, conservarea sarcinii electrice impune ca sarcina negativă din stânga joncțiunii să fie egală cu sarcina pozitivă din dreapta ei, ca în figura 1b:

$$q \cdot S \cdot x_p \cdot N_a = q \cdot S \cdot x_n \cdot N_d$$

$$\int x_p / N_d = x_n / N_a = x_b / (N_a + N_d) \quad (2)$$

$x_b = x_p + x_n$ – fiind grosimea stratului de baraj.

Încărcarea cu electricitate a celor două zone crează o diferență de potențial " V_b " între zona n și zona p, figura 1c, numită **potențial de difuzie**, **potențial de contact**, **potențial de barieră** sau **diferență internă de potențial**. Energia potențială a electronilor e modificată de potențialul de contact, valoarea modificării este impusă de egalarea nivelelor Fermi din materialele

semiconductoare p și n, adică de stabilirea echilibrului termodinamic între regiunile p și n, ca în figura 2:

$$q \cdot V_b = F_n - F_p \quad (3)$$

unde nivelele Fermi sunt:

$$F_p = E_v - k_B \cdot T \cdot \ln(N_a / N_v) \quad (4)$$

$$F_n = E_c + k_B \cdot T \cdot \ln(N_d / N_c)$$

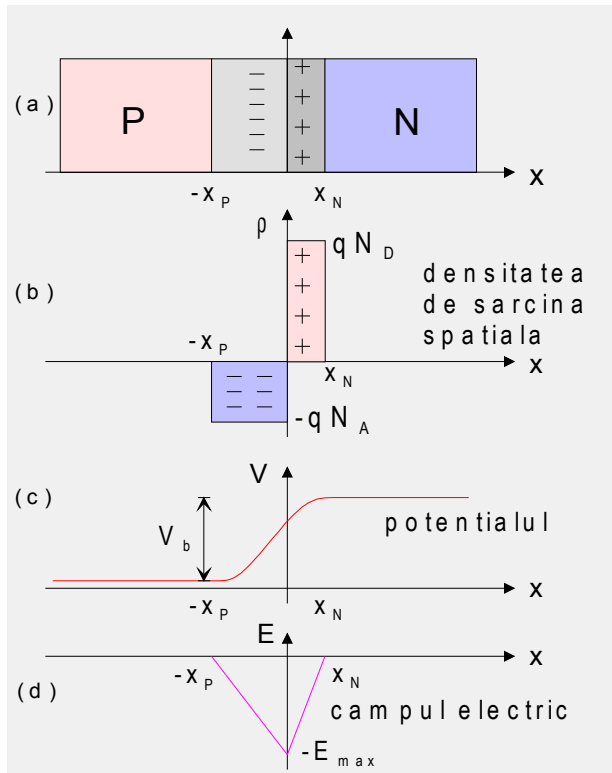


Figura 1. Fenomene electrostatice în jonțiunea PN.

Putem rescrie relația (3) ca:

$$q \cdot V_b = E_c - E_v + k_B \cdot T \cdot \ln[N_a \cdot N_d / (N_c \cdot N_v)] \quad (5)$$

unde ținând seama de concentrația intrinsecă a purtătorilor:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)}, \quad \Delta E = E_c - E_v \quad (6)$$

se obține relația cea mai compactă pentru potențialul de difuzie:

$$V_b = (k_B \cdot T / q) \cdot \ln(N_d \cdot N_a / n_i^2) \quad (7)$$

La atingerea valorii de echilibru pentru potențialul de difuzie, fluxul de electroni deplasați prin difuzie din stratul n în stratul p este egalat de fluxul de electroni deplasați de câmpul electric al stratului de sarcină spațială din stratul p în stratul n. Fenomenul este similar pentru goluri.

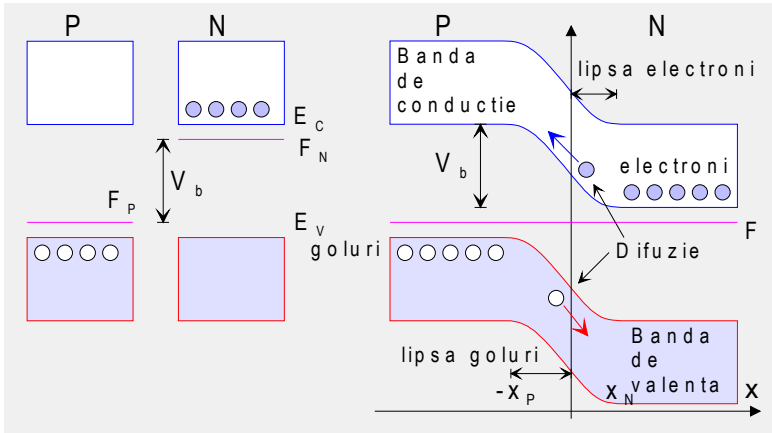


Figura 2. Structura benzilor de energie la joncțiunea nepolarizată.

Aplicând legea lui Gauss pentru distribuția de sarcină din stratul de baraj, obținem câmpul electric în semiconductor:

$$E(x) = \begin{cases} -q \cdot N_a \cdot (x+x_p) / \epsilon & \text{pentru } x \in (-x_p, 0) \\ q \cdot N_d \cdot (x-x_n) / \epsilon & \text{pentru } x \in (0, x_n) \\ 0 & \text{în rest} \end{cases} \quad (8)$$

Câmpul electric este nul în afara stratului de baraj (densitate de sarcină electrică zero) și variază liniar cu poziția în stratul de baraj, ca în figura 1d. Intensitatea maximă a câmpului electric este la zona de contact între cele două domenii în $x=0$:

$$E_{\max} = -q \cdot N_a \cdot x_p / \epsilon = -q \cdot N_d \cdot x_n / \epsilon \quad (9)$$

Potențialul se obține integrând relația (8) cu semnul schimbat:

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x < -x_p \\ q N_a (x+x_p)^2 / (2\epsilon) & x \in (-x_p, 0) \\ V_b - q \cdot N_d \cdot (x-x_n)^2 / (2\epsilon) & x \in (0, x_n) \\ V_b & x > x_n \end{cases} \quad (10)$$

unde condițiile la limită reies clar din (10) la $V(x_n)=V_b$ și $V(-x_p)=0$.

Pentru $x=0$, $V(x)$ trebuie să fie funcție continuă, deci:

$$V(0) = q N_a x_p^2 / (2\epsilon) = -q N_d x_n^2 / (2\epsilon) + V_b \quad (11)$$

de unde:

$$V_b = q(N_a x_p^2 + N_d x_n^2)/(2\epsilon) \quad (12)$$

care cu ajutorul relațiilor din (2) devine:

$$V_b = q \cdot N_a \cdot N_d \cdot x_b^2 / [2 \cdot \epsilon \cdot (N_a + N_d)] \quad (13)$$

Această relație (13) ne permite să exprimăm lărgimea stratului de baraj:

$$x_b = [(2\epsilon/q) \cdot (1/N_a + 1/N_d) \cdot V_b]^{1/2} \quad (14)$$

O diferență de potențial U aplicată din exterior modifică bariera de potențial V_b , făcând-o mai mare pentru tensiuni inverse ($U < 0$), plusul pe zona n și minusul pe zona p, sau mai mică pentru tensiuni directe ($U > 0$), plusul pe zona p și minusul pe zona n. În mod corespunzător se va modifica și lărgimea stratului de baraj, aceasta mărirându-se pentru tensiuni inverse și micșorându-se pentru tensiuni directe:

$$x_b(U) = [(2 \cdot \epsilon / q) \cdot (1/N_a + 1/N_d) \cdot (V_b - U)]^{1/2} \quad (15)$$

Privind joncțiunea p-n ca pe un condensator plan, putem evalua capacitatea stratului de baraj sau **capacitatea de barieră**:

$$C_b = \epsilon \cdot S / x_b \quad (16)$$

folosind relația (15) găsim capacitatea pe unitatea de suprafață ($S=1\text{m}^2$):

$$1/C_b^2 = 2 \cdot (1/N_a + 1/N_d) \cdot (V_b \pm U) / (\epsilon \cdot q) \quad (17)$$

Această dependență liniară a lui $1/C^2$ este caracteristică joncțiunilor p-n abrupte, la care variația concentrației dopanților este de tip treaptă ca în figura 1, pentru alte tipuri de variație a concentrației se obțin alte corelații între capacitatea stratului de baraj și tensiune (vezi "Joncțiunea liniar gradată"). Relația (16) este valabilă pentru orice distribuție de impurități și ea permite aflarea distribuției impurităților în joncțiune:

$$N(x_b) = 2 / [\epsilon \cdot q \cdot d(1/C^2)/dx_b] \quad (18)$$

Caracteristica curent-tensiune

După cum s-a văzut mai înainte, în joncțiune circulă 4 curenți de purtători de sarcină mobili, 2 de difuzie și 2 de drift:

Curent de \supseteq	Cauza	Sensul
electroni	difuzia	N P
electroni	câmpul electric	P N
goluri	difuzia	P N
goluri	câmpul electric	N P

Fără tensiune electrică aplicată din exterior fluxul de electroni deplasați prin difuzie din stratul n în stratul p este egalat de fluxul de electroni deplasați de câmpul electric al stratului de sarcină spațială din stratul p în stratul n. Fenomenul este similar pentru goluri. Aplicând din exterior o **tensiune directă** U , pozitivă pe zona p și negativă pe zona n, se strică acest echilibru. Fiindcă rezistența electrică a joncțiunii p-n este mare comparativ cu restul semiconductorului, se consideră că întreaga diferență de potențial se regăsește pe regiunea x_n - x_p a stratului de baraj. Tensiunea directă reduce înălțimea barierei de potențial V_b și determină un flux suplimentar de goluri să difuzeze dinspre regiunea p spre cea n, unde se recombina progresiv cu electronii pe o distanță de ordinul de mărime al lungimii de difuzie. Similar un flux suplimentar de electroni se va mișca din regiunea n către regiunea p. Pomparea purtătorilor minoritari într-un semiconductor (goluri în regiunea n, electroni în regiunea p) se numește **injecție de purtători**. Majoritatea dispozitivelor semiconductoare operează pe principiul injecției de purtători.

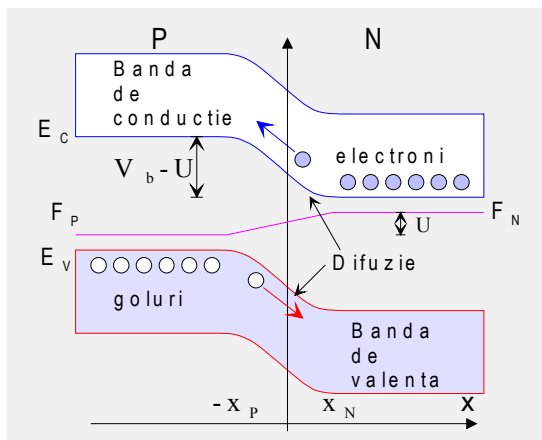


Figura 3. Tensiunea directă micșorează bariera de potențial, iar difuzia purtătorilor este mai intensă.

Pentru a vedea cum se comportă purtătorii de sarcină în joncțiune, ținem cont că avem pentru purtătorii majoritari și minoritari următoarele relații:

$$\text{regiunea N} \quad n_n = N_d \quad p_n = n_i^2 / N_d \quad (19a)$$

$$\text{regiunea P} \quad p_p = N_a \quad n_p = n_i^2 / N_a \quad (19b)$$

Rescriem ecuația de echilibru termodinamic (7) folosind relațiile (19):

$$n_p = n_n \cdot e^{-q \cdot V_b / (k \cdot T)} \quad (20)$$

$$p_n = p_p \cdot e^{-q \cdot V_b / (k \cdot T)}$$

Tensiunea directă U , aplicată din exterior, micșorează bariera de potențial, iar relația (20) se poate rescrie ca:

$$n'_p = n_n \cdot e^{-q(V_b - U)/(k \cdot T)} = n_p \cdot e^{qU/(k \cdot T)} \quad (21)$$

$$p'_n = p_p \cdot e^{-q(V_b - U)/(k \cdot T)} = p_n \cdot e^{qU/(k \cdot T)}$$

unde mărimile cu (') reprezintă noile concentrații ale purtătorilor în situația aplicării diferenței exterioare de potențial. Concentrațiile sunt valabile în punctele $-x_p$ și x_n de la marginea stratului de baraj, adică acolo unde semiconductorul este deja neutru din punct de vedere electric. Relația (21) arată că pentru tensiuni directe pe joncțiune ($U > 0$) cresc concentrațiile purtătorilor minoritari la marginile regiunii de sarcină spațială. Concentrațiile de purtători în exces vor fi:

$$\Delta n_p(x_n) = p'_n(x_n) - p_n = p_n \cdot (e^{qU/(k \cdot T)} - 1) \quad (22)$$

$$\Delta n_p(-x_p) = n'_p(-x_p) - n_p = n_p \cdot (e^{qU/(k \cdot T)} - 1)$$

Fiindcă neutralitatea electrică se conservă în exteriorul regiunii de sarcină spațială, modificarea concentrațiilor purtătorilor minoritari și majoritari trebuie să fie aceeași. Cu alte cuvinte, concentrația de goluri în exces trebuie să fie egală cu concentrația de electroni în exces, astfel ca neutralitatea electrică să se mențină în exteriorul stratului de baraj.

La echilibru concentrația purtătorilor minoritari este cu multe ordine de mărime mai mică decât concentrația purtătorilor majoritari, astfel că schimbări egale ca mărime ale concentrațiilor vor afecta mult mai mult concentrația purtătorilor minoritari decât concentrația purtătorilor majoritari.

- Exemplu:*
- concentrația inițială a purtătorilor majoritari 10^{15} cm^{-3}
 - concentrația inițială a purtătorilor minoritari 10^5 cm^{-3}
 - schimbarea de concentrație cu 10^{11} cm^{-3}
 - schimbarea concentrației purtătorilor majoritari cu 0,01%
 - schimbarea concentrației purtătorilor minoritari de 10^6 ori!!

Rezultă că există un domeniu de valori ale tensiunilor pe joncțiune pentru care concentrațiile purtătorilor majoritari la marginile regiunii de sarcină spațială rămân practic neschimbate, deși concentrațiile de purtători minoritari pot să fi crescut cu mai multe ordine de mărime. Acesta este numit ***domeniul de nivel mic de injecție***.

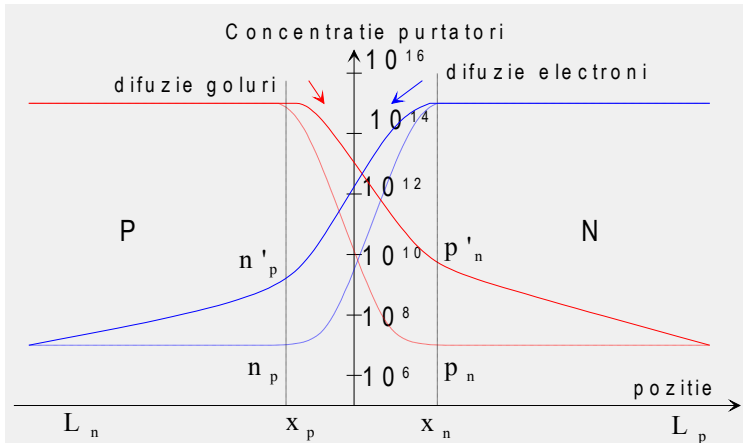


Figura 4. Aplicând tensiune directă pe joncțiune se injectează purtători minoritari.

În regiunea neutră concentrația purtătorilor minoritari în exces scade cu poziția după o lege exponențială:

$$p_n(x) = p_n + (p'_n - p_n) \cdot e^{-(x-x_n)/L_p} \quad (23)$$

de unde curentul de difuzie va fi în $x = x_n$:

$$j_p = -q \cdot D_p \cdot (\partial \Delta p / \partial x) = q \cdot D_p \cdot (p'_n - p_n) / L_p \quad (24)$$

sau:

$$j_p = (q \cdot p_n \cdot D_p / L_p) \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \quad (25)$$

În stratul de baraj densitatea purtătorilor de sarcină este foarte mică, doar cea corespunzătoare curenților, generată doar de curenții de purtători minoritari și din această cauză fenomenul de recombinare electron-gol este extrem de redus. Drept consecință în zona stratului de baraj densitatea de curent nu se modifică, iar curentul total va fi atunci suma curenților de goluri și electroni:

$$j = j_p(x_n) + j_n(-x_p) = j_o \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \quad (26)$$

cu notația: $j_o = q \cdot (D_p \cdot p_n / L_p + D_n \cdot n_p / L_n)$ (27)

Înmulțind cu suprafața se obține forma cea mai des folosită, cea pentru curent:

$$I = I_o \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \quad (28)$$

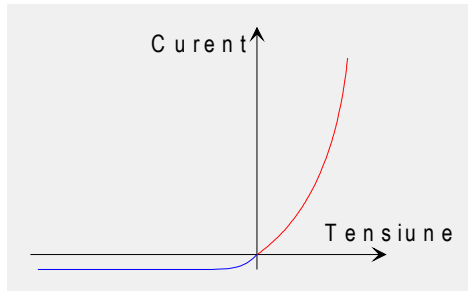


Figura 5. Caracteristica curent-tensiune a joncțiunii PN.

De o parte și de alta a stratului de baraj pe o distanță egală cu lungimea de difuzie, curenții de difuzie ai purtătorilor minoritari sunt înlocuiți cu curenții de câmp ai purtătorilor majoritari. Deși câmpul electric este mai mic în exteriorul stratului de baraj, concentrația purtătorilor majoritari fiind foarte mare, curentul de câmp este dominant în cazul purtătorilor majoritari, iar recombinarea electron-gol este mare.

Pentru tensiuni inverse, U negativ, termenul exponențial devine rapid foarte mic față de unitate ($U < -4 \cdot k_B \cdot T/q$) și curentul invers este independent de U :

$$I_{\text{inv}} = -I_0 \quad (29)$$

Pentru tensiuni directe mai mari decât $0,1V$ ($4kT/q$), termenul exponențial este mult mai mare decât unitatea și curentul va fi:

$$I_{\text{direct}} = I_0 \cdot e^{qU/(kT)} \quad (30)$$

Când contează curentul de recombinare, relația (28) devine:

$$I = I_0 \cdot (e^{qU/(2kT)} - 1) \quad (31)$$

iar pentru cazuri intermediare, unde $1 \leq m \leq 2$, avem relația:

$$I = I_0 \cdot (e^{qU/(m \cdot kT)} - 1) \quad (32)$$

APLICAȚII ALE DIODELOR

Circuite de protecție

Circuitul din figura 6 protejează consumatorul R_S față de conectarea inversă la sursa de alimentare. La conectare inversă, din cauza rezistenței foarte mari a diodei la polarizare inversă, prin rezistența de sarcină nu va trece curent electric.

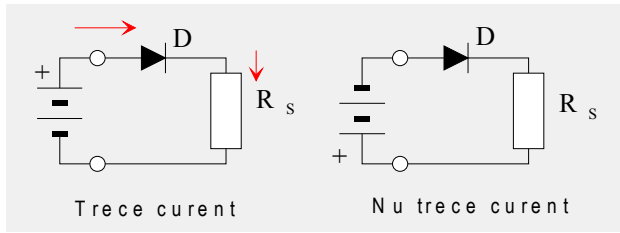


Figura 6. Circuit de protecție la tensiuni inverse (dioda "antiprost").

Două diode plasate antiparalel ca în figura 7, limitează valoarea maximă a tensiunii ce poate apărea la bornele instrumentului de măsură la valoarea tensiunii lor de deschidere. Sub această tensiune rezistența lor este foarte mare comparativ cu cea a instrumentului, iar peste această tensiune rezistența lor este mult mai mică decât cea a instrumentului și curentul va trece preponderent prin dioda deschisă, protejând aparatul. De obicei se folosesc diode cu Ge care au tensiunea de deschidere 0,2V.

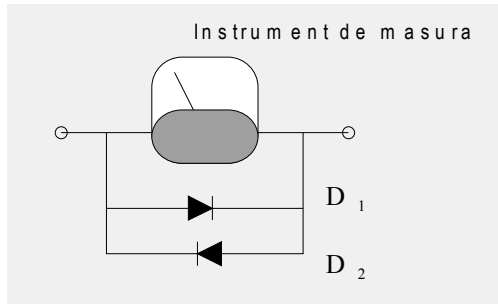


Figura 7. Circuit cu diode pentru protejarea la supratensiuni.

Circuite de redresare a curentului alternativ

Cu o diodă se poate transforma curentul alternativ în curent continuu. Fără condensatorul electrolitic CE, curentul este de fapt pulsant, cu condensator, pulsațiile sunt mult mai mici. Valoarea capacității condensatorului electrolitic trebuie să fie suficient de mare ca să suporte consumul pe timpul cât prin diodă nu trece curent.

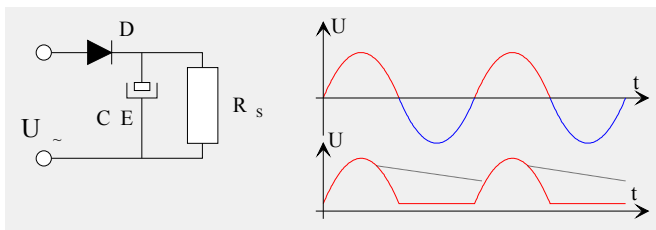


Figura 8. Redresarea monoalternanță.

Folosind 4 diode legate în punte se utilizează ambele alternanțe pentru alimentarea consumatorului cu tensiune continuă. Pulsațiile tensiunii sunt mai mici și mai ușor de eliminat cu ajutorul unui condensator electrolitic.

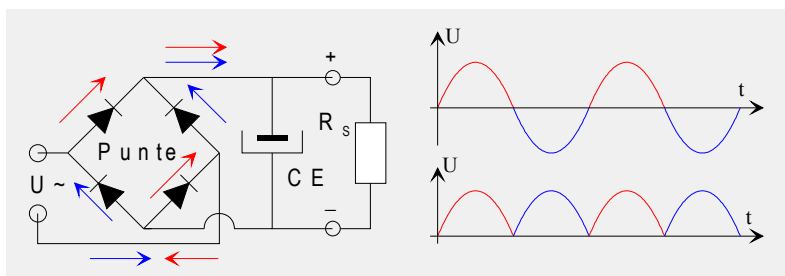


Figura 9. Redresarea bialternanță.

DIODELE LUMINISCENTE

În 1962 s-au comercializat de către General Electric Co. primele diode luminescente (DL sau LED, light emitting diode). Ele au fost cele mai simple dispozitive semiconductoare care produceau lumină. Erau realizate pe baza unor compuși semiconductori III-V (elemente chimice din coloana III și coloana V a tabloului periodic al elementelor), fiind o joncțiune p-n polarizată direct. Tensiunea directă aplicată injectează prin bariera joncțiunii purtători minoritari (de obicei electroni în zona p) care se recombină cu purtătorii majoritari, eliberând fotoni cu energia practic egală cu ΔE , energia zonei interzise. Materialul inițial folosit, arseniura fosfura de galiu (GaAsP) are zona interzisă $\Delta E = 2,03$ eV. Ținând cont că energia fotonului este:

$$\Delta E = W_{\text{foton}} = h \cdot \nu = h \cdot c / \lambda$$

lungimea de undă corespunzătoare este:

$$\lambda = hc / \Delta E = 610 \text{ nm}$$

aparținând domeniului roșu al spectrului vizibil.

Eficiența luminoasă a diodelor luminescente din acea perioadă era mai mică de 0,2 lm/W. Această eficiență slabă se datora **eficienței cuantice interne** mici și **eficienței de extracție** slabe. Întregul efort ulterior de îmbunătățire a performanțelor DL s-a axat în principal pe îmbunătățirea eficiențelor cuantice și de extracție .

Eficiența cuantică internă a DL este raportul dintre numărul fotonilor generați și numărul purtătorilor minoritari injectați. Într-o DL majoritatea purtătorilor minoritari sunt electronii injectați în regiunea dopată p. Eficiența cuantică internă ar fi 100% dacă toți electronii injectați ar produce fotoni recombinându-se cu golurile, **recombinare radiativă**. Din păcate există **recombinări neradiative** între electroni și goluri, în care energia rezultată este cedată cristalului, încălzindu-l.

Dacă timpul necesar recombinării radiative " t_r " este mult mai mic decât timpul necesar recombinărilor neradiative " t_{nr} ", eficiența cuantică internă va fi foarte aproape de 100%, un exemplu în acest sens fiind GaAs care din păcate emite în infraroșu.

Eficiența cuantică externă a DL este de multe ori mult mai mică decât eficiența cuantică internă fiindcă mulți fotoni nu apucă să părăsească cristalul fiind absorbiți de acesta.

Din punct de vedere energetic cea mai simplă situație favorabilă recombinărilor radiative este cea în care fundul benzii de conducție și vârful benzii de valență corespund aceluiași impuls. În acest caz în procesul de recombinare electron-

gol cu emiterea de foton se conservă energia și impulsul. Energia se conservă fiindcă energia fotonului emis egalează energia pierdută de electronul care se recombina cu golul, iar impulsul se conservă fiindcă impulsul fotonului este practic zero. Acest tip de semiconductor se numește semiconductor cu zonă interzisă directă mai simplu **semiconductor direct**. Din păcate materiale de acest tip sunt disponibile doar pentru domeniul infraroșu și un pic din roșu.

Semiconductorii indirecți, la care vârful benzii de valență și fundul benzii de conducție se plasează la impulsuri diferite, sunt mult mai frecvenți decât semiconductorii direcți. În semiconductorii indirecți recombina electron-gol are loc cu o variație apreciabilă de impuls. Acest impuls nu poate fi preluat de foton, care are practic impulsul zero, ci este preluat de rețeaua cristalină, de fononi, vibrațiile ale rețelei cristaline.

În principiu și în semiconductorii indirecți pot avea loc recombinații radiative, dar fiind cu participarea fononilor, procesul este mai puțin probabil, timpul necesar recombinației radiative devine mult mai lung și implicit eficiența cuantică internă foarte mică. Multe DL sunt făcute din semiconductori indirecți, precum GaP, pentru verde și SiC pentru albastru.

Pentru îmbunătățirea randamentului luminos se adaugă impurități izoelectronice cu elementul pe care-l înlocuiesc (fac parte din aceeași coloană a tabloului periodic), de exemplu azot în fosfura de galiu, GaP:N. Atomii de azot creează local deformări ale rețelei ce sunt capcane pentru electroni. Electronii fiind astfel bine localizați spațial, conform principiului nedeterminării nu vor avea un impuls bine definit. Acest "truc" permite tranziții radiative fără participare de fononi. În acest fel crește eficiența cuantică, dar nu suficient pentru a rivaliza cu semiconductorii direcți.

Se numește **homojoncțiune** o joncțiune PN ce are de-o parte și de alta același material semiconductor de bază, diferind doar dopajul. Pentru maximizarea eficienței cuantice este necesar un dopaj mare, ceea ce produce o **joncțiune adâncă** (plasată la distanță mare de suprafața materialului, partea adâncă) având ca rezultat absorbția multor fotoni de către cristal până când aceștia ies prin suprafața anodului.

Multe din neplăcerile inerente homojoncțiunilor pot fi rezolvate cu ajutorul **heterojoncțiunilor**, joncțiuni PN în care materialele p și n au benzi interzise diferite. Ca exemplu se poate crește un **strat fereastră** de tip n din AlGaAs peste stratul activ de tip p din GaAs. Stratul fereastră este transparent față de fotonii generați în stratul activ, având o zonă interzisă mai largă decât cea a stratului activ. Fiind transparent poate fi făcut suficient de gros pentru a minimiza recombinațiile la suprafața semiconductorilor. Astfel de dispozitive au o **eficiență cuantică externă** tipică de **20%** și un randament luminos de **2 lm/W**.

O parte din vechile probleme rămân fiindcă unii din electronii injectați pătrund adânc în zona activă p, înainte de a se recombină. Fotonii astfel produși sunt absorbiți înainte de-a ajunge la suprafață și fotonii emiși în jos, către catod sunt deasemenea absorbiți. Pentru utilizarea acestor fotoni s-au dezvoltat structuri cu duble heterojuncțiuni. Stratul activ este cuprins între două straturi cu zonă interzisă mai mare, transparente pentru fotonii emiși. Stratul superior este **strat fereastră**, transparent, iar cel inferior este **strat de confinare**, care împiedică electronii injectați să pătrundă dincolo de heterojuncțiune. Din această cauză în regiunea activă se poate face mai subțire, ceea ce minimizează absorbția.

Eficiența cuantică extenă este egală cu eficiența cuantică internă înmulțită cu randamentul de extracție. Randamentul de extracție este în mod uzual mult mai mic decât 1 din cauza absorbției interne, reflexiei pe joncțiune și reflexiei interne totale la unghiuri mai mici de 25° pentru diodele încapsulate cu rășină epoxidică. Randamentul de extracție poate fi de circa 4%.

Cercetătorii de la Hewlett – Packard Co. în SUA, Toshiba Corp. și Stanley Electric Co. în Japonia, au proiectat DL cu strat activ gros (zeci μm) care emit bine pe lateral (în planul joncțiunii, nu perpendicular pe el ca până acum) ridicând randamentul de extracție la mai mult de 10%. În structurile cu dublă heterojuncțiune se poate crește un strat de confinare atât de gros ($>100 \mu\text{m}$) încât el poate juca rol de substrat transparent. Ca rezultat eficiența de extracție crește la 30%. LED-urile comerciale, făcute din AlGaAs cu dublă heterostructură și substrat transparent au o eficiență luminoasă de **10 lm/W**. Tot aici se situează DL roșii, oranj și galbene realizate din AlInGaP cu substrat absorbant. Se pregătesc pentru comercializare și variantele cu substrat transparent care produc **20 lm/W** (1994).

S-au produs în laboratoarele de cercetare dispozitive cu randament luminos de **40 lm/W** în domeniul oranj. Această eficiență luminoasă este mai bună decât cea a becurilor cu halogen.

Culoarea albastră a fost greu de obținut pentru DL. Diode albastre s-au realizat din SiC, cu o zonă interzisă indirectă de 2,86 eV și eficiențe luminoase de 0,04 lm/W. Rezolvarea a venit de la o firmă japoneză, Nichia Chemical Industries Inc., Anan, Tokushima, care a reușit utilizarea azotului de galiu GaN, ce produce lumină albastră cu o eficiență cuantică externă de 2% față de SiC care are 0,02%.

Caracterizarea radiației emise

Radiația emisă de către o diodă luminescentă se caracterizează radiometric (unități fizice obiective) prin **fluxul total radiant** " Φ_R ", măsurat în Watt, sau fotometric (unități subiective legate de senzația fiziologică) prin **fluxul total luminos** Φ_L care se măsoară în lumeni. Fluxul este prin definiție raportul dintre energia radiației și timp (adică este rata de curgere a energiei radiante Q)

Energia radiantă Q_R se măsoară în Joule, iar energia luminoasă Q_L se măsoară în lumen-oră (lm·h).

Raportul dintre fluxul luminos $\Phi_L(\lambda)$ și fluxul radiant $\Phi_R(\lambda)$ pentru o radiație monocromatică de lungime λ se numește **echivalent fotometric** al radiației monocromatice

$$K(\lambda) = \Phi_L(\lambda) / \Phi_R(\lambda)$$

Și se măsoară în lm/W. Valorile lui $K(\lambda)$ sunt prezentate în tabelul:

Valorile sensibilității relative a ochiului omului $V(\lambda) = K(\lambda)/K_{\max}(\lambda)$ și a echivalentului fotopic al radiației $K(\lambda)$:

λ (nm)	V	K (lm/W)	λ (nm)	S	K (lm/W)
380	0,00004	0,0272	570	0,952	647,36
400	0,0004	0,272	580	0,87	591,6
410	0,0012	0,816	590	0,757	514,76
420	0,004	2,72	600	0,631	429,08
430	0,016	7,89	610	0,503	342,04
440	0,023	15,64	620	0,381	259,08
450	0,038	25,84	630	0,265	180,2
460	0,06	40,08	640	0,175	119
470	0,091	61,88	650	0,107	72,76
480	0,139	94,52	660	0,061	41,48
490	0,208	141,44	670	0,032	21,76
500	0,323	219,64	680	0,017	11,56
510	0,503	342,04	690	0,0082	5,576
520	0,71	482,8	700	0,0041	2,788
530	0,862	586,16	710	0,0021	1,428
540	0,954	648,72	720	0,00105	0,714
550	0,995	676,6	730	0,00052	0,3536
555	1	680	740	0,00025	0,17
560	0,995	676,6	750	0,00012	0,081
570	0,952	647,36	760	0,00006	0,0408

În aceeași tabelă sunt prezentate și valorile sensibilității fotopice relative a ochiului omului $V(\lambda)$.

Aceste două mărimi sunt reprezentate grafic în figura:

Mărimea $K(\lambda)$ se mai numește și sensibilitatea (absolută) ochiului omului și se notează cu litera S.

În radiometrie se utilizează următoarele mărimi:

1. **Fluxul radiant** $\Phi_R = dQ_R/dt$, se măsoară în W, în multe cazuri este denumit **putere radiantă** și se notează cu P.
2. **Emitanța** $M_R = d\Phi_R/dA$, este fluxul emis de către unitatea de arie de suprafață emisivă; se măsoară în W/m^2 .
3. **Intensitatea radiantă** $I_R = d\Phi_R/d\omega$ este raportul dintre fluxul radiant și unghiul solid sub care vede sursa observatorul, măsurat în Watt pe steradian (W/Sr). Când sursa este punctuală, $I_R = \Phi_R/(4\pi)$.
4. **Radianța**, $L_R = (dI_R/dA)(1/\cos\theta)$, este fluxul radiant pe unitatea de unghi solid, pe unitatea de arie emisivă sub un unghi θ față de normala la suprafață; se măsoară în $W/Sr \cdot m^2$.
5. **Iradianța** E_R este raportul dintre fluxul radiant și aria suprafeței detectorului. Există relația $E_R = I_R/d^2$, unde d este distanța de la sursă la detector, perpendiculară pe suprafața acestuia din urmă. Se măsoară în W/m^2 .

În fotometrie se utilizează următoarele mărimi:

1. **Fluxul luminos**, $\Phi_L = dQ_L/dt$, este rata de transport a energiei luminoase; Φ_L se măsoară în lumeni (lm).
2. **Intensitatea luminoasă** $I_L = d\Phi_L/d\omega$ este fluxul pe unitatea de unghi solid de la o sursă îndepărtată; se măsoară în candelă (Cd) sau în lm/Sr . Această noțiune s-a introdus deoarece modul în care ochiul omenesc percepe radiația emisă depinde nu numai de flux ci și de dimensiunile sursei. Dacă unghiul sub care vede un observator normal o sursă este de două minute, aceasta apare ca sursă punctuală. Pentru o sursă cu diametrul de 0,38 mm aceasta înseamnă că ochiul observatorului se găsește la o distanță de 61 cm față de sursă.
3. **Excitanța luminoasă** $M_L = d\Phi_L/dA$, este fluxul pe unitatea de arie a suprafeței emise; se măsoară în lm/m^2 .
4. **Iluminarea**, E_L este raportul dintre fluxul luminos și aria suprafeței detectorului. Există relația $E_L = I_L/d^2$, unde d este distanța de la sursă la

suprafața detectorului, perpendiculară pe aceasta. Se măsoară în lumeni pe metru pătrat sau în lux (lx).

Există următoarele relații între diversele unități de măsură pentru iluminare:

$$1 \text{ lux} = 1 \text{ lm/m}^2 = 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ ftcandele (footcandele)} = 10^{-4} \text{ fot};$$

$$1 \text{ fot} = 1 \text{ lm/cm}^2 = 9,3 \cdot 10^2 \text{ ftcandele} = 10^4 \text{ lx};$$

$$1 \text{ footcandelă} = 1 \text{ lm/ft}^2 = 10,76 \cdot 10^{-4} \text{ fot} = 10,76 \text{ lux}.$$

5. **Strălucirea** sau **luminanța** $B = (dI_L/d\omega)(\cos\theta)^{-1}$, este fluxul pe unitatea de unghi solid, pe unitatea de arie de suprafață emisivă sub unghiul θ față de normala la suprafață; se măsoară în candelale pe metru pătrat (cd/m^2) sau nit (nt).

Există următoarele relații între diversele unități de măsură ale strălucirii:

$$1 \text{ Lambert (Lb)} = (1/\pi) \text{ Cd/m}^2 = 9,29 \cdot 10^2 \text{ ft-lambert} = 0,318 \text{ Stilb (sb)};$$

$$1 \text{ footlambert} = (1/\pi) \text{ Cd/ft}^2 = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ Lambert} = 3,43 \cdot 10^{-4} \text{ stilb};$$

$$1 \text{ Stilb} = 1 \text{ Cd/cm}^2 = 2,919 \cdot 10^3 \text{ ft lambert} = \pi \text{ lambert};$$

$$1 \text{ Nit} = 1 \text{ Cd/m}^2 = 0,2919 \text{ ft lambert} = \pi \cdot 10^{-4} \text{ lambert}.$$

Pentru o diodă luminescentă se mai definesc eficiența de putere η_p și eficiența luminoasă η_L . Eficiența de putere este definită prin relația:

$$\eta_p = \text{Putere optică} / \text{Putere electrică} = \eta_e \int P(\lambda) d\lambda / (qU)$$

unde: η_e este eficiența cuantică externă,

$P(\lambda)$ – putere radiantă a diodei polarizată la tensiunea directă U.

Pentru diodele care emit în vizibil se introduce noțiunea de eficiență luminoasă care leagă emisia diodei de răspunsul spectral al ochiului omului.

Răspunsul spectral relativ al ochiului omenesc se numește și funcție de luminozitate relativă și se notează cu $V(\lambda)$. Ea are valoarea maximă, așa cum reiese din figura și tabela , la $\lambda = 555 \text{ nm}$. η_L pentru un spectru oarecare se definește prin relația:

$$\eta_L = 680 \int V(\lambda) P(\lambda) d\lambda / \int P(\lambda) d\lambda \text{ [lumen/Watt, lm/W]}$$

Pentru o diodă luminiscentă

$$\eta_p = \frac{\text{Putere optică de ieșire (în lumeni)}}{\text{Putere electrică la intrare (în W)}} \text{ (lm/W) } ()$$

Măsurarea parametrilor caracteristici

Măsurarea fluxului total

Pentru măsurarea fluxului total se utilizează un fotometru integrator care constă dintr-o sferă cu diametrul de 15-30 cm acoperită în interior cu o vopsea care difuzează lumina uniform și neselectiv. Dioda luminescentă se fixează în interiorul sferei cât mai aproape de centrul acesteia și între ea și detector se așează un ecran de dimensiuni atât de mici încât pe detector să nu cadă lumina direct de la sursă. Detectorul fixat pe peretele sferei (fig.) are o fereastră construită dintr-un material difuzant (de lumină). Se folosesc detectori fotovoltaici din siliciu sau seleniu, ori fotomultiplicatori. Din fluxul total, Φ , emis de sursă cade pe unitatea de suprafață din sferă cantitatea:

$$E = [\Phi/(4\pi r^2)][R/(1 - R)]$$

care reprezintă fluxul dat de lumina reflectată de restul sferei. "R" este coeficientul de reflexie și "r" este raza sferei. Având detectorul etalonat se determină din răspunsul acestuia E și din ecuația () fluxul total Φ . Sfera se calibrează, de asemenea, cu o lampă al cărei flux total este cunoscut, de exemplu, un bec cu filament de tungsten.

Măsurarea intensității luminii emise

Pentru măsurarea intensității luminii emise pe direcția axială se utilizează instalația din figura (). Ea constă dintr-o cutie lungă de 10-15 cm, acoperită în interior cu vopsea neagră; are fixată la un capăt dioda luminescentă, iar la celălalt capăt detectorul. Detectorul este în prealabil calibrat și cunoscând răspunsul său în funcție de iluminarea E se determină intensitatea I_L a luminii emise din relația $E = I_L / d^2$, unde d este distanța dintre dioda luminescentă și detector. Pentru determinarea distribuției unghiulare a luminii emise se rotește dioda luminescentă în timp ce detectorul se menține în poziție fixă și se determină intensitatea luminii pentru diverse poziții (unghiuri). Cel mai comod este să se rotească dioda luminescentă cu o viteză constantă cu ajutorul unui motor și să se înregistreze răspunsul detectorului cu ajutorul unui inscriptor, așa cum se reprezintă în montajul experimental din figura ().

Determinarea distribuției spectrale

Pentru determinarea distribuției spectrale se utilizează instalația din figura (). Lumina emisă de către dioda luminescentă pătrunde într-un monocromator și apoi este detectată, de exemplu, cu o diodă p-i-n din siliciu sau cu un fotomultiplicator. În fața detectorului se așează un filtru special pentru ca răspunsul său să fie uniform. Monocromatorul se etalonează cu ajutorul unei lămpi de sodiu care dă două linii intense foarte apropiate între ele la 5890Å și 5896Å. Un exemplu de distribuție spectrală obținut pentru o diodă luminescentă din GaAs/AlGaAs este reprezentat în figura (). Lărgimea liniei (măsurată în punctele în care intensitatea luminii emise se reduce la jumătate) este de aproximativ 40 nm. Lărgimea liniei depinde de tipul diodei

luminescente (joncțiune, heterojoncțiune etc.). În mod obișnuit pentru diodele luminescente în infraroșu lărgimea liniei este cuprinsă între 20 și 60 nm.

Determinarea culorii luminii emise

Percepția culorii se face cu ajutorul conurilor din retina ochiului, iar nivelurile foarte joase ale iluminării se percep cu ajutorul bastonașelor. Minimul de sensibilitate este de 60 de cuante de culoare verde-albastru (510 nm) care cad pe corneea [30]. Orice nuanță de culoare poate fi obținută prin combinarea culorilor roșu, verde și albastru.

Sensibilitatea spectrală a ochiului depinde dacă percepția se face cu ajutorul conurilor sau cu ajutorul bastonașelor. Răspunsul ochiului cu ajutorul conurilor se numește **răspuns fotopic**, iar cu ajutorul bastonașelor se numește **răspuns scotopic**. Sensibilitatea ochiului în cele două cazuri este reprezentată în figura ().

Răspunsul fotopic se obține după ce ochiul a fost adaptat la o lumină de cel puțin 3nt (Cd/m²). Procesul de adaptare durează aproximativ două minute.

Răspunsul scotopic se obține la întuneric, după ce ochiul omului a fost adaptat la întuneric timp de aproximativ 45 minute; condiția de întuneric înseamnă maxim 3·10⁻⁵ nt.

Se observă că la creșterea iluminării între cele două limite, răspunsul spectral al ochiului se deplasează de la verde spre albastru.

Culoarea unei surse se poate evalua utilizând funcțiile de culoare $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ numite și tristimulus, reprezentate în figura (), stabilite de către Comisia internațională de iluminare. Curba $y(\lambda)$ este normată la valoarea corespunzătoare lungimii de undă de 550 nm și reprezintă de fapt răspunsul fotopic al ochiului. Coordonatele tristimulus X, Y, Z ale unei surse cu fluxul spectral radiant total $\Phi(\lambda)$ sunt date de expresiile:

$$X = \int \Phi(\lambda) x(\lambda) d\lambda$$

$$Y = \int \Phi(\lambda) y(\lambda) d\lambda$$

$$Z = \int \Phi(\lambda) z(\lambda) d\lambda$$

Coordonatele cromatice se calculează din relațiile:

$$x = X/(X+Y+Z) \quad y = Y/(X+Y+Z) \quad z = Z/(X+Y+Z)$$

unde X, Y, Z sunt date de relațiile () pentru o sursă nemonocromatică, iar pentru o sursă monocromatică sunt valorile citite pe curbele din figura () la lungimea de undă respectivă. Coordonatele cromatice sunt definite astfel încât $x+y+z=1$. Această relație arată că este suficient să identificăm numai două din coordonate, de exemplu x și z, cealaltă coordonată fiind apoi ușor determinată. Astfel harta de culoare se reprezintă proiectată în spațiul cu două dimensiuni în planul xy. Harta standard de culoare este reprezentată în figura (). Pe

diagramă sunt delimitate regiunile care corespund semnalelor de culoare roșie, galbenă, verde și albastră. Culoarea luminii emise se poate determina prin mai multe metode: cu ochiul liber, după distribuția spectrală sau printr-o metodă tristimulus cu filtre [31]. Metoda percepției cu ochiul liber este cea mai rapidă însă cea mai puțin exactă deoarece perceperea nuanței culorii poate diferi de la om la om. Metoda distribuției spectrale constă în măsurarea fluxului emis pe intervale $\Delta\lambda$, care depind de lărgimea fantei monocromatorului și determinarea coordonatelor tristimulus din relațiile:

$$X = \sum_k \Phi(\lambda) \cdot x(\lambda) \cdot \Delta(\lambda) \quad Y = \sum_k \Phi(\lambda) \cdot y(\lambda) \cdot \Delta(\lambda) \quad Z = \sum_k \Phi(\lambda) \cdot z(\lambda) \cdot \Delta(\lambda)$$

în care sumarea se face pe domeniul vizibil. Calibrarea instalației se face cu ajutorul unei lămpi a cărei distribuție spectrală este cunoscută, de exemplu un bec de wolfram. Se determină coordonatele cromatice x , y , z și din diagrama din figura () se determină culoarea.

În metoda tristimulus se înregistrează lumina emisă cu ajutorul a trei detectori, fiecare detector având sensibilitatea spectrală corespunzătoare funcțiilor de culoare $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$. Curenții prin fotodetectori sunt proporționali cu coordonatele tristimulus X , Y , Z . Se determină apoi coordonatele cromatice. Dificultatea constă în realizarea unor detectori cu sensibilitate spectrală corespunzătoare funcțiilor de culoare. De obicei acest lucru se realizează prin așezarea în fața detectorilor din siliciu sau seleniu a unor filtre care constau din mai multe straturi de sticlă colorată.

Temperatura de culoare a unei surse este temperatura pe care trebuie să o aibă un corp negru pentru a produce aceeași senzație de culoare ca și sursa considerată. Temperatura de culoare nu coincide cu cea a filamentului, diferența dintre ele fiind până la 100 K. Pentru multe din lămpile standard temperatura de culoare este în condiții normale de funcționare egală cu 2870K. În unele cazuri pe sursa de lumină se înscrie temperatura de culoare.

Măsurarea timpului de creștere

În multe aplicații practice este necesar să se obțină puteri radiante cât mai mari de la diodele luminescente. În asemenea cazuri trebuie ca prin diodă să treacă curenți de valoare mare și datorită evitării încălzirii dispozitivului peste limita admisă se lucrează în impulsuri. Încălzirea dispozitivului se datorează puterii electrice disipate, P_e ; temperatura T_j a joncțiunii crește peste valoarea T_a a temperaturii mediului ambiant cu valoarea $R_t \cdot P_e$, unde R_t este rezistența termică (se măsoară în $^{\circ}\text{C}/\text{W}$).

$$T_j = T_a + R_t \cdot P_e$$

Valoarea maximă a lui P_e depinde de temperatura maximă admisă pentru joncțiune [11] și de rezistența termică joncțiune-mediul ambiant. În multe cazuri $R_t = 500^{\circ}\text{C}/\text{W}$. $P_e = U \cdot I$, unde U și I sunt tensiunea și curentul la polarizarea directă a joncțiunii. În cazul funcționării în impulsuri, $P_e = \eta \cdot U \cdot I$ unde η este

raportul dintre lărgimea pulsului și perioadă (perioada este egală cu suma dintre lărgimea pulsului și distanța dintre două pulsuri). Dacă $\eta=1/100$ aceasta înseamnă că în cazul funcționării în impulsuri produsul "U·I" poate să aibă valoarea de 100 ori mai mare decât în cazul funcționării în curent continuu. O problemă care apare în tendința de mărire a lui η este cea a limitării valorii minime a frecvenței f a pulsurilor (f este numărul de pulsuri pe secundă). Valoarea minimă a lui f este frecvența de licărire, adică frecvența peste care dioda emite lumină de strălucire constantă; sub această frecvență, care este cuprinsă între 8 și 30 pulsuri pe secundă, strălucirea luminii emise apare intermitentă (dioda licărește).

Cu ajutorul circuitului reprezentat în figura () se poate măsura la oscilograf tensiunea pe diodă în cazul lucrului în pulsuri și găsi valoarea maximă a tensiunii admise și modificând frecvența pulsurilor se poate găsi frecvența de licărire. Rezistența R din circuit are valoare mare astfel încât generatorul de pulsuri să funcționeze pentru diodă ca sursă de curent.

O altă problemă este legată de timpul de răspuns al diodei luminescente, care se determină din compararea la un oscilograf cu două canale a pulsului de intrare cu cel de ieșire. În acest scop se utilizează instalația din figura (). Timpii de răspuns (de creștere) ai diodei și detectorului sunt în general mai mari decât ai osciloscopului și ai generatorului, astfel încât aceștia din urmă se pot neglija. Timpul de creștere al sistemului este:

$$\tau_s = (\tau_L^2 + \tau_D^2)^{1/2}$$

unde τ_L este timpul de răspuns al diodei luminescente și τ_D – timpul de răspuns al detectorului.

Dacă detectorul este o fotodiodă PIN, timpul de creștere este sub o nanosecundă, astfel că $\tau_s = \tau_L$ și deci din măsurarea lui τ_s rezultă direct valoarea lui τ_L .

Măsurarea rezistenței termice a diodei luminescente

Pentru măsurarea rezistenței termice, definită de ecuația (), trebuie măsurate temperatura joncțiunii T_j , temperatura suportului T_s (în acest caz se determină rezistența termică diodă-suport) precum și puterea disipată. O metodă de măsură este să se traseze grafic variația cu temperatura a poziției maximumului emisiei pentru două valori ale curentului electric

FOTODIODA

1. Considerații generale

Un semiconductor iluminat generează o tensiune fotoelectromotoare:

1. dacă semiconductorul este iluminat neuniform,
2. dacă în semiconductorul iluminat există un câmp electric, magnetic, gradient de impurități sau un gradient de temperatură.

În situații reale, fiecare din aceste posibilități influențează mai mult sau mai puțin efectul global măsurat. Este interesant de studiat tensiunea fotoelectromotoare produsă numai de una din cauzele de mai sus și nu un efect sumă. În primul caz, când semiconductorul este iluminat neuniform, avem de a face cu **efectul Dember**, iar în cazul când semiconductorul este iluminat uniform în câmp magnetic obținem **efectul fotoelectromagnetic**. Cazul când în semiconductorul iluminat există un gradient de temperatură sau de centri de recombinare este mai puțin studiat în literatură și nu prezintă o deosebită importanță practică.

Ne vom ocupa numai de comportarea unui semiconductor iluminat în care există un câmp electric intern cauzat de prezența gradientilor impurităților donoare și acceptoare. Dacă este iluminată regiunea n a joncțiunii p-n atunci în vecinătatea suprafeței se vor crea perechi electron-gol a căror concentrație va scădea treptat spre interiorul semiconductorului. Să presupunem că stratul de baraj al joncțiunii se află la o distanță comparabilă cu lungimea de difuzie a purtătorilor. În acest caz perechea electron-gol întând în câmpul intern al stratului de baraj va fi separată. Electronii vor fi dirijați spre regiunea n a joncțiunii iar golurile spre regiunea p. Prin urmare echilibrul termodinamic al joncțiunii este perturbat, iar acest lucru se materializează prin apariția unei diferențe de potențial care cauzează trecerea unui curent prin circuitul exterior al fotoelementului.

2. Teoria efectului fotoelectric în joncțiunea p-n

Teoria efectului fotoelectric în joncțiunea p-n a fost făcută de Cumberrow care pentru a calcula caracteristica curent-tensiune în funcție de radiația incidentă a făcut următoarele ipoteze:

- grosimea stratului de baraj " 2δ " este mică în comparație cu l_p și l_n (grosimile regiunilor p și respectiv n), cât și în comparație cu lungimile de difuzie ale electronilor L_n și golurilor L_p ;
- câmpul electric în afara stratului de baraj este mic așa că poate fi neglijat;

- concentrațiile golurilor în regiunea p și ale electronilor în regiunea n sunt mici, așa că peste tot se poate folosi statistica Boltzmann (nedegenerare).

Joncțiunea p-n este considerată plană așa că problema poate fi tratată în cazul unidimensional. Se iluminează regiunea p a joncțiunii normal pe planul joncțiunii. Curentul total I, care este constant pe lungimea fotoelementului, se poate scrie ca fiind suma curenților de electroni I_n și goluri I_p în oricare secțiune perpendiculară pe direcția x. În secțiunea $x=0$ (planul joncțiunii) vom avea:

$$I = I_p(0) + I_n(0) \quad (1)$$

Conform ipotezelor făcute $I_p(0)=I_p(\delta)$ și $I_n(0)=I_n(\delta)$ și deci putem scrie:

$$I=I_p(\delta)+I_n(-\delta) \quad (2)$$

A doua ipoteză conduce la relațiile:

$$I_n(-\delta) = q \cdot D_n \cdot (dn/dx)_{x=-\delta} \quad I_p(\delta) = -q \cdot D_p \cdot (dp/dx)_{x=\delta} \quad (3)$$

unde D_n și D_p sunt coeficienții de difuzie a electronilor și respectiv golurilor iar q este sarcina electronului. Prin urmare, pentru a calcula curenții trebuie să cunoaștem distribuția purtătorilor de neechilibru pe lungimile regiunilor n și p.

Folosind ecuația de conservare a numărului de goluri, putem scrie următoarea ecuație diferențială pentru concentrația golurilor din regiunea n, în regim staționar:

$$d^2p/dx^2 - p/L_p^2 = -p_n / L_p^2 - g(x) \cdot \tau_p / L_p^2 \quad (4)$$

unde p_n este concentrația de echilibru a golurilor din regiunea n, $g(x)$ este numărul de goluri creat de lumină în unitatea de timp și volum iar τ_p este timpul de viață al golurilor. Această ecuație se rezolvă folosind următoarele condiții la limită:

$$\begin{array}{ll} p=p_n, & \text{pentru } x=l_n \\ p=p_n \cdot e^{(qU/kT)} & \text{pentru } x= \delta \end{array}$$

Dacă pe unitatea de suprafață a regiunii p la $x = -l_p$ cad în unitatea de timp H_s cuante și fiecare cuantă crează un electron atunci putem scrie:

$$g(x) = (H_s / L_\lambda) \cdot \exp[-(l_p + x) / L_\lambda]$$

unde $(1/L_\lambda)$ este coeficientul de absorbție a luminii. Prin urmare, ecuația diferențială (4) se poate transcrie astfel:

$$d^2p/dx^2 - p/L_p^2 = -[H_s / (L_\lambda \cdot D_p)] \cdot \exp[-(l_p+x)/L_\lambda] - p_n / L_p^2 \quad (5)$$

Soluția acestei ecuații cu condiția la limită (5) este,

$$p = \{p_n \cdot \exp[2 \cdot U / (kT)] - p_n - A \cdot \exp(-l_p / L_\lambda)\} \cdot \exp(-x / L_p) +$$

$$+ A \cdot \exp[-(l_p + x)/L_\lambda] + p_n \quad (6)$$

unde

$$A = H_s \cdot L_\lambda \cdot L_p^2 / [D_p \cdot (L_\lambda^2 - L_p^2)]$$

O expresie analoagă se poate găsi și pentru concentrația electronilor în regiunea p. Folosind aceste ecuații și relațiile (2) și (3) pentru curentul total care trece prin joncțiune obținem următoarea expresie:

$$I = q \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \cdot (g_p \cdot L_p' + g_n \cdot L_n') - q \cdot g_o \cdot (L_1 + L_2) \quad (7)$$

unde: $g_n = n_p / \varphi_n$ și $g_p = n_n / \varphi_p$ reprezintă vitezele de generare termică a purtătorilor iar L_p este lungimea de difuzie efectivă a golumilor în regiunea n a joncțiunii și este dată de expresia:

$$L_p' = L_p \cdot \text{tg}(l_n / L_p) \quad (8)$$

În cazul când $l_n \gg L_p$ se poate scrie ca $L_p' \cong L_p \cdot g_o$ este viteza de generare optică a perechilor electron-gol în punctul $x=0$ și este dată de formula:

$$g_o = (H_s / L_\lambda) \cdot \exp(-l_p / L_\lambda) \quad (9)$$

L_λ este adâncimea efectivă unde are loc generarea de perechi electron-gol sub acțiunea luminii în regiunea n a joncțiunii p-n și este dată de:

$$L_1 = (L_p / L_\lambda) \cdot [1 - \text{sech}(l_n / L_p) \cdot \exp(-l_n / L_\lambda) - \text{th}(l_n / L_p)] \cdot L_p \cdot L^2 / (L_p^2 - L_\lambda^2) \quad (10)$$

O expresie analoagă se poate scrie și pentru L_2 . Introducând notațiile:

$$q \cdot g_p \cdot L_p = I_{ps}, \quad q \cdot g_n \cdot L_n = I_{ns}, \quad q \cdot g_o \cdot (L_1 + L_2) = I_L$$

obținem **formula caracteristicii curent-tensiune** a fotoelementului:

$$I = (I_{ps} + I_{ns}) \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) - I_L \quad (11)$$

Primul termen din (11) coincide cu caracteristica curent-tensiune a unei joncțiuni p-n la întuneric. Al doilea termen din (11) este proporțional cu intensitatea radiației incidente și reprezintă **fotocurentul**.

Trebuie subliniat faptul că efectele de suprafață pot influența considerabil funcționarea fotoelementelor. Pentru a lua în considerare în calculele făcute mai sus efectele de suprafață ar trebui modificată condiția la limită (5) astfel:

$$(D_p \cdot dp / dx)_{x=l_n} = -s \cdot (p - p_n)_{x=l_n} \quad (12)$$

unde s este viteza de recombinare la suprafață. Această condiție la limită înseamnă că are loc un proces suplimentar de recombinare datorită difuziei purtătorilor spre suprafață. O condiție analoagă trebuie folosită și pentru $x=l_p$. În final se obține o formulă de tipul (7) unde mărimile L_p , L_n , L_1 și L_2 vor conține și vitezele de recombinare pe cele două suprafețe ale fotoelementului.

3. Schema echivalentă a fotoelementelor

Folosind rezultatele teoretice de mai sus, putem asocia unui fotoelement o schemă echivalentă care să dea aceeași caracteristică curent-tensiune. Schema echivalentă simplă care descrie funcționarea unui fotoelement la iluminarea continuă este prezentată în figura 1.

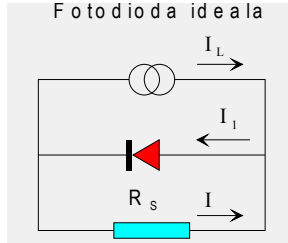


Figura 1. Schema echivalentă a fotodiodei.

Acțiunea luminii asupra fotoelementului este luată în considerare în această schemă prin introducerea sursei de curent I_L a cărei mărime este determinată de intensitatea și compoziția spectrală a radiației incidente. Mărimea I_L este egală cu curentul efectiv de electroni și goluri creat de lumină, care nu s-au recombinat până la procesul de separare din stratul de baraj. Recombinarea perechilor de electroni și goluri create de lumină este reprezentată în schemă prin introducerea barierei inactice fotoelectric prin care trece curentul I_1 . În circuitul exterior prin rezistența de sarcină R_s trece curentul I . Din această schemă se poate observa că:

$$I = I_1 - I_L \quad (13)$$

Dacă U este tensiunea pe rezistența de sarcină și implicit pe stratul de baraj atunci:

$$I_1 = I_s \cdot (e^{qU / (kT)} - 1) \quad (14)$$

În cazul unei joncțiuni p-n abrupte pentru I_s se obține expresia:

$$I_s = (k \cdot T / q) \cdot [b \cdot \sigma_i^2 / (1 + b^2)] \cdot (\rho_n / L_n + \rho_p / L_p) \cdot S \quad (15)$$

unde σ_i este conductibilitatea semiconductorului intrinsec, b este raportul mobilităților, ρ sunt rezistivitățile regiunilor n și respectiv p ale joncțiunii, L_n și L_p sunt lungimile de difuzie ale electronilor și respectiv golurilor iar S este suprafața joncțiunii.

Din (13) și (14) se poate obține formula care reprezintă familia de caracteristici curent-tensiune a fotoelementului, parametru fiind intensitatea radiației incidente:

$$I = I_s \cdot (e^{qU / (kT)} - 1) - I_L \quad (16)$$

În figura 2 este prezentată o familie de caracteristici curent-tensiune, a unui fotoelement din Si pentru diferite intensități ale radiației incidente. Curba care trece prin originea axelor de coordonate corespunde lui $I_L = 0$ (lipsa iluminării). Putem observa că odată cu creșterea intensității radiației incidente, caracteristicile curent-tensiune se deplasează în jos și traversează cadranul IV al sistemului de axe. Aici joncțiunea p-n iluminată se comportă ca o **sursă de curent**, iar circuitul exterior ca o rezistență de sarcină. Fiecare punct al caracteristicilor din cadranul IV corespunde unei anumite rezistențe de sarcină. Intersecția caracteristicii cu axa tensiunilor corespunde rezistenței de sarcină $R_s = \infty$, iar cea cu axa curenților lui $R_s = 0$.

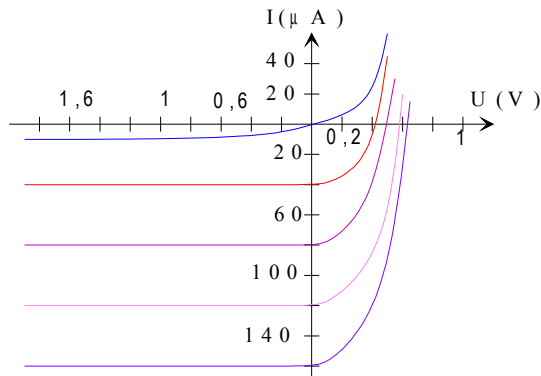


Figura 2. Curentul fotodiodei în funcție de tensiune la diverse iluminări.

În figura 3 este arătată porțiunea de caracteristică curent-tensiune discutată mai sus și care nu reprezintă altceva decât porțiunea de sarcină a fotoelementului în care funcționează ca transformator al energiei luminoase în energie electrică. Dacă fotoelementul este scurtcircuitat ($R_s = 0$) atunci în circuit se stabilește curentul I_{sc} a cărui mărime este determinată de calitatea fotoelementului și intensitatea radiației incidente.

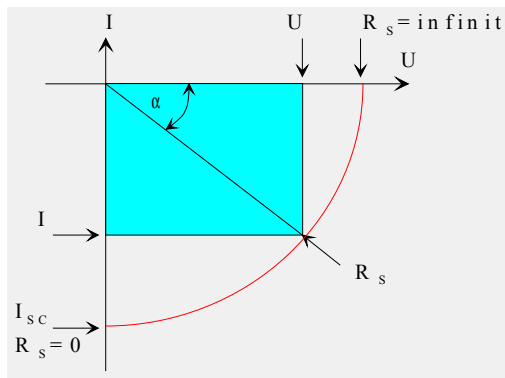


Figura 3. Elementele importante ale caracteristicii I-V din cadranul 4.

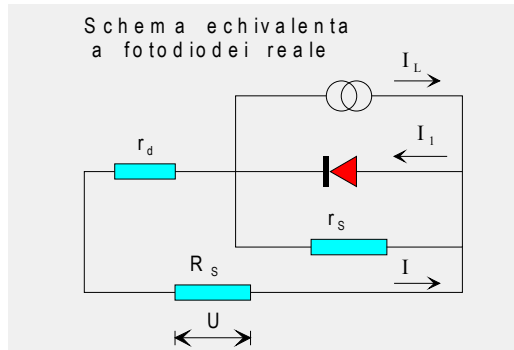


Figura 4. Schema echivalentă reală (completă) a fotodiodei.

Analiza făcută mai sus, rezultă din schema echivalentă simplă a fotoelementului din figura 1 care nu ține seama de existența rezistenței serie a joncțiunii p-n, de rezistența contactelor sau de rezistența de scurgere. În figura 4 este prezentată schema echivalentă reală a unui fotoelement iar r_d este rezistența serie a joncțiunii p-n. În acest caz caracteristica curent-tensiune a fotoelementului are următoarea formă:

$$\ln[(I + I_1)/I_s - (U - I \cdot r_d) / (I_s \cdot r_s)] = q \cdot (U - I \cdot r_d) / (k \cdot T) \quad (17)$$

care se poate deduce ușor din schema echivalentă (fig. 4).

Pentru fotoelemente se mai definește sensibilitatea integrală care este raportul dintre diferența curentilor la lumină și întuneric exprimată în mA și valoarea fluxului de lumină cu compoziția spectrală corespunzătoare radiației wolframului încălzit la 2840 K, exprimat în lumeni. Această definiție presupune implicit că sensibilitatea fotoelementului nu depinde de intensitatea fluxului luminos sau că fotocurentul variază liniar cu fluxul incident. Acest fapt este valabil numai în cazul iluminărilor slabe când rezistența stratului de baraj rămâne mai mare decât rezistența serie a fotodiodei. O altă cauză a neliniarității fotocurentului în funcție de intensitatea luminii la intensități mari constă în aceea că timpul de viață al purtătorilor minoritari depinde de nivelul injecției (aici de intensitatea luminii).

4. Instalația experimentală

În instalația experimentală se măsoară tensiunea fotoelectrică și caracteristicile curent-tensiune la întuneric și la diferite intensități ale radiației incidente. Tensiunea fotoelectromotoare se poate găsi din (16) făcând $I=0$ și deci vom avea:

$$U_f = (k \cdot T / q) \cdot \ln(1 - I_L / I_s) \quad (18)$$

Dacă se introduce o rezistență de sarcină R_s în serie cu fotodiada atunci va trece un curent $I = -U_f / R_s$ și deci din (16) obținem:

$$I_L - I_s \{ \exp[q \cdot U_f / (k \cdot T)] - 1 \} = U_f / R_s \quad (19)$$

Ecuția (19) descrie funcționarea fotoelementelor atunci când ele funcționează ca transformatoare de energie luminoasă în energie electrică.

Dacă fotoelementul este polarizat invers cu tensiunea U , atunci (19) se modifică astfel:

$$I_L - I_s \{ \exp[q \cdot (U_f - U) / (k \cdot T)] - 1 \} = (U_f - U) / R_s \quad (20)$$

Expresia (20) reprezintă **ecuația fundamentală a fotoelementului** în regim de fotodiodă. La tensiuni inverse mari $I \cong I_L + I_s$, iar pentru tensiuni directe $U > U_f$ obținem ecuația obișnuită a unei joncțiuni p-n.

Tensiunea fotoelectromotoare se măsoară cu ajutorul unui voltmetru digital cu rezistență de intrare mare, pentru diferite intensități ale radiației incidente. Conectând fotodioda în serie cu o sursă de tensiune U reglabilă și cu o rezistență de sarcină R_s reglabilă se poate ridica caracteristica curent-tensiune.

Dacă tensiunea inversă aplicată fotodiodei este suficient de mare astfel încât curentul invers să intre în regiunea de saturație, atunci măsurând tensiunea cu ajutorul voltmetrului pe o rezistență cunoscută putem determina mărimea $I_s + I_L$ când fotoelementul este iluminat și I_s când este la întuneric. Practic, pentru determinarea mărimilor I_s și I_L , se ridică caracteristicile curent-tensiune la întuneric și la diferite intensități ale radiației incidente, iar porțiunile de saturație ale curenților se extrapolează la $U=0$.

Verificarea principalelor caracteristici ale fotoelementelor se face folosind procedura descrisă mai jos.

1. Se măsoară tensiunea fotoelectromotoare pentru diferite intensități ale radiației incidente. Se construiește graficul $U_f = f(1/d^2)$ unde d este distanța de la sursa de lumină până la fotodiodă. Să se explice rezultatul.
2. Fără sursă de tensiune în circuit se măsoară tensiunea fotoelectromotoare de pe rezistența de sarcină R_s pentru diferite valori ale acesteia. Se face graficul $U_f = f(R_s)$ pentru două intensități ale radiației incidente.
3. Se ridică caracteristicile curent-tensiune la întuneric și pentru diferite intensități ale radiației incidente. Din rezultatele obținute să se găsească I_s și I_L și să se verifice relația (18). În acest scop pentru fiecare intensitate a luminii incidente trebuie măsurată și tensiunea fotoelectromotoare.
4. Se ridică caracteristica lux-amper a fotoelementului măsurând fotocurentul pentru diferite distanțe ale sursei de lumină până la fotodiodă. Se va trasa graficul $I_L = f(\Phi/d^2)$ unde Φ este fluxul luminos incident corespunzător sursei folosite (se dă în laborator).
5. Se află sensibilitatea integrală a fotoelementului studiat cu relația:

$$S_f = I_L / \Phi \quad [\text{mA/lumen}]$$

Întrebări

1. Ce este rezistența internă a joncțiunii p-n și cum se poate determina?
2. De ce sensibilitatea fotodiodei este mai mare la polarizare inversă decât la cea directă?

TRANZISTORI CU POARTĂ JONCTIUNE "TEC-J"

Construcția TEC-J

Simbolurile de reprezentare uzuale ale **tranzistorilor cu efect de câmp cu poartă jonctiune**, TEC-J cu canal N, respectiv cu canal P, sunt arătate în figura 1.

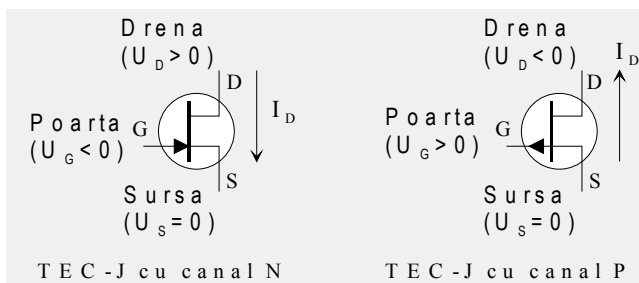


Figura 1. Simbolul tranzistorului cu efect de câmp cu poartă jonctiune.

Structura **tranzistorului cu efect de câmp cu poartă jonctiune**, TEC-J cu canal N, este arătată în figura 2. Pe un substrat semiconductor de tip P se realizează succesiv o regiune de tip N, ce constituie **canalul** propriu-zis prin care va circula curentul electric, apoi o regiune de tip P care constituie **poarta (grila, gate)** G. La capetele canalului se fixează contactele ohmice care vor constitui **sursa** S și **drena** D. Regiunea P este puternic dopată față de regiunea N, astfel între poartă și canal este o jonctiune de tipul P⁺N (TEC-J cu canal N).

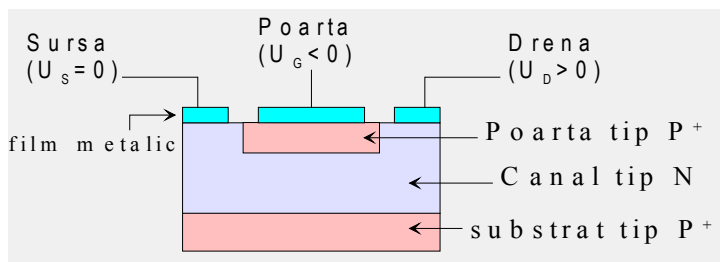


Figura 2. Structura internă a TEC-J.

Tensiunea U_G , negativă față de sursă, care se ia ca referință de potențial, aplicată porții, comandă curentul I_D din canalul conductor dintre sursă și drenă. Curentul este influențat până la un moment dat și de tensiunea U_D dintre sursă și drenă, cum vedem din caracteristicile curent-tensiune prezentate în figura 3.

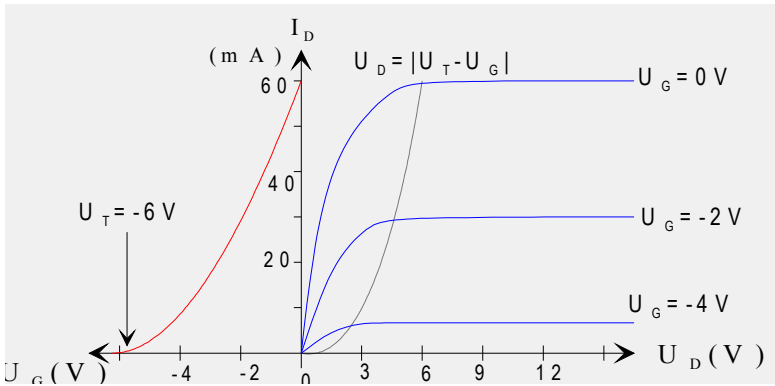


Figura 3. Curentul I_D prin canalul sursă-drenă în funcție de tensiunea U_D sursă-drenă și de tensiunea dintre sursă și poartă U_G (inversă)

Funcționarea TEC-J

Pentru înțelegerea funcționării TEC-J vom folosi modelul fizic simplificat din figura 4. Lungimea tehnologică a canalului este "L", lățimea " ℓ ", iar grosimea sa "d". Grosimea canalului este modificată de regiunea de sarcină spațială a joncțiunii porții G. Datorită faptului că joncțiunea este puternic asimetrică, regiunea de sarcină spațială este mult mai mare în interiorul canalului, regiunea din interiorul porții fiind foarte îngustă (întrucât ea nu influențează funcționarea TECJ, va fi neglijată în viitor).

O tensiune mare de polarizare inversă a joncțiunii, corespunde la o grosime "w" mare a regiunii de sarcină spațială. Regiunea de sarcină spațială fiind golită de purtători mobili de sarcină electrică are o rezistență electrică foarte mare, practic este un izolator electric. Din această cauză grosimea canalului prin care circulă electronii scade de la valoarea "d" la valoarea "d-w". Conductanța electrică a canalului (inversul rezistenței) este dată de relația bine cunoscută:

$$G = 1/R = \sigma \cdot \ell \cdot (d-w)/L \quad (1)$$

unde: $\sigma = q \cdot N_d \cdot \mu_n$ – conductivitatea electrică a stratului N;
 q – sarcina electronului;
 N_d – concentrația de electroni din canal (implicit atomi donori);
 μ_n – mobilitatea electronilor din canal;
 w – grosimea stratului de sarcină spațială din canal:

$$w = [(V_b - U_G) \cdot 2 \cdot \epsilon / (q \cdot N_d)]^{1/2} \quad (2)$$

unde: U_G – tensiunea pe poartă față de sursă (<0);
 V_b – potențialul de difuzie al joncțiunii.

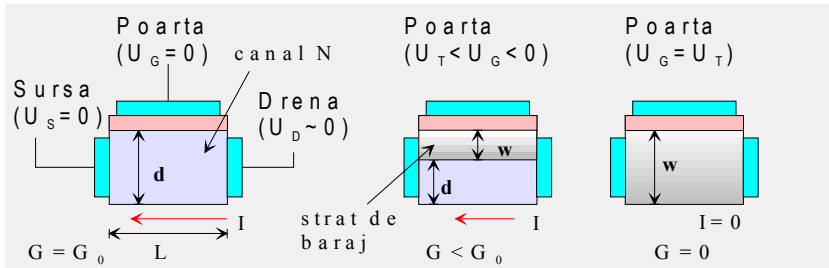


Figura 4. Modelul fizic simplificat al TEC-J.

Când grosimea stratului de sarcină spațială obturează complet canalul, tranzistorul încetează să conducă curentul electric ($G=0$):

$$\text{sau: } w = d \quad (3)$$

$$|U_G| = |U_T| = q \cdot N_d \cdot d^2 / (2 \cdot \epsilon) - V_b$$

unde $U_T (<0)$ reprezintă **tensiunea de tăiere (blocare)**, sau **tensiune de prag**. Sub această tensiune de poartă U_T , tranzistorul este blocat.

Notând cu $G_0 = \sigma \cdot \ell \cdot d/L$ conductanța maximă a canalului, putem rescrie relația (1) ca:

$$\text{sau: } G = G_0 \cdot (1 - w/d) \quad (4)$$

$$G = G_0 \cdot [1 - (V_b - U_G)^{1/2} / (V_b - U_T)^{1/2}]$$

Aplicând drenei o tensiune $U_D (>0)$ față de sursă, suficient de mică pentru a nu perturba sarcina spațială ($U_D \ll |U_G|$) va circula prin TECJ un curent de drenă I_D dat de relația:

$$I_D = U_D \cdot G \quad (5)$$

Fiindcă avem un curent I_D proporțional cu tensiunea U_D , se spune că tranzistorul funcționează în **domeniul liniar**. În acest domeniu el se comportă ca o rezistență variabilă cu valoarea comandată de diferența de potențial dintre sursă și poartă U_G .

Mărind tensiunea de drenă, nu mai putem neglija faptul că joncțiunea porții nu mai este polarizată uniform. Tensiunea de polarizare inversă este U_G lângă sursă și crește în valoare absolută până la $|U_G - U_D|$ lângă drenă. În mod corespunzător crește grosimea stratului de baraj și implicit scade grosimea canalului de la sursă spre drenă, ca în figura 5. Din această cauză rezistența canalului este mai mare, iar curentul crește mai lent decât liniar, cu creșterea tensiunii de drenă. Atunci când lângă drenă grosimea stratului de baraj egalează grosimea canalului, curentul încetează să crească și în continuare rămâne constant, chiar dacă creștem tensiunea de drenă (fenomen de gâtuire a

canalului, "pinch-off"). Se spune că tranzistorul funcționează în **domeniul de saturație**.

Tensiunea de drenă la care se instaurează saturația, **tensiunea de saturație**, se determină din condiția ca grosimea stratului de baraj lângă drenă să fie egală cu grosimea canalului, la fel ca în relația (3):

$$|U_G - U_{D\text{sat}}| = q \cdot N_d \cdot d^2 / (2 \cdot \epsilon) - V_b = |U_T|$$

sau:

$$U_{D\text{sat}} = |U_T| - |U_G| \quad (6)$$

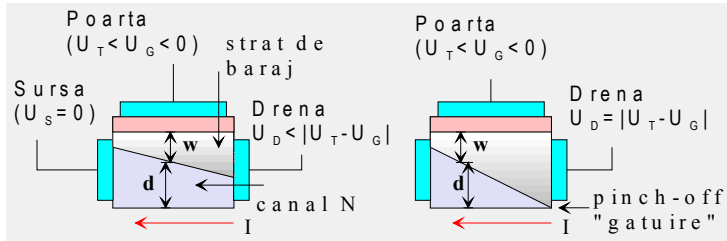


Figura 5. Efectul căderii de tensiune sursă-drenă U_D asupra canalului.

Un caz particular este cel al tensiunii nule pe poartă, când $U_{D\text{sat}} = |U_T|$, iar **curentul de saturație** prin tranzistor este:

$$I_{DSS} = (2/3) \cdot G_o \cdot |U_T| \quad (7)$$

un parametru important al TECJ. **Curentul de saturație** se calculează în celelalte cazuri cu relația empirică aproximativă:

$$I_{D\text{sat}} \approx I_{DSS} \cdot (1 - U_G / U_T)^2 \quad (8)$$

Curentul de drenă pe tot domeniul de tensiuni de drenă până la tensiunea de saturație este dat de o relație mai complicată, formula fundamentală a TECJ:

$$I_D = G_o \cdot \left\{ U_D - (2/3) \cdot [(U_D + V_b - U_G)^{3/2} - (V_b - U_G)^{3/2}] / (V_b - U_T)^{1/2} \right\} \quad (9)$$

în care înlocuind valoarea tensiunii de saturație (6) găsim:

$$I_{D\text{sat}} = G_o \cdot \left\{ [(2/3) \cdot (V_b - U_G)^{1/2} / (V_b - U_T)^{1/2} - 1] \cdot (V_b - U_G) + (V_b - U_T) / 3 \right\} \quad (10)$$

Din punct de vedere practic este importantă **conductanța mutuală**:

$$g_m = \partial I_D / \partial U_G = G_o \cdot [1 - (V_b - U_G)^{1/2} / (V_b - U_T)^{1/2}] \quad (11)$$

Ea ne spune ce variație de curent de drenă apare în circuitul drenă-sursă, pentru o variație dată a tensiunii dintre poartă și sursă. Conductanța mutuală, definită pentru regiunea de saturație de relația (11), este egală cu conductanța canalului în regiunea liniară conform relației (4).

În concluzie trebuie subliniate două particularități importante ale tranzistorului TECJ:

- conductanța canalului este comandată de un câmp electric;
- în interiorul canalului, purtătorii de sarcină au o mișcare de drift, procesele de difuzie pot fi neglijate.

TRANZISTORUL CU EFECT DE CÂMP

Tranzistorul cu Efect de Câmp tip Metal-Oxid-Semiconductor (TEC-MOS, în engleză MOSFET, Field Effect Tranzistor) este un dispozitiv semiconductor cu 3 terminale:

1. **Sursa** – electrodul de unde pleacă sarcinile electrice,
2. **Drena** – electrodul către care se îndreaptă sarcinile electrice,
3. **Poarta** – electrodul care comandă comportarea dispozitivului.

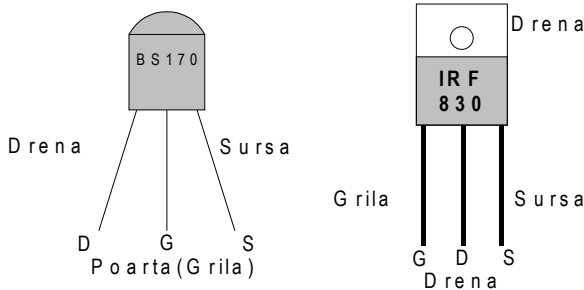


Figura 1. Tranzistori cu efect de câmp (capsule).

Poarta este un film metallic izolat de semiconductor printr-un strat de oxid de siliciu. Când se aplică o tensiune între poartă și sursă ("+" pe poartă și "-" pe sursă pentru MOSFET cu canal N) se crează ca într-un condensator plan un câmp electric. Câmpul electric creat atrage lângă suprafață electroni.

Până la o anumită **tensiune de prag** V_p sarcinile de lângă suprafață nu sunt suficiente pentru crearea unui canal conductor între sursă și drenă. Peste valoarea de prag câmpul reușește să aducă suficiente sarcini electrice lângă suprafață și conductanța (inversul rezistenței electrice) canalului dintre sursă și drenă crește.

Curentul I_D dintre sursă și drenă va fi cu atât mai mare cu cât va fi mai mare tensiunea aplicată porții U_{GS} și tensiunea aplicată între drenă și sursă U_{DS} (dacă $U_{GS} \gg U_{DS}$ cu "+" pe drenă și "-" pe sursă):

$$I_D = (U_{GS} - V_p) \cdot U_{DS} \cdot K$$

unde K este o constantă ce depinde de detaliile constructive ale TEC.

Dacă $U_{DS} > U_{GS}$ curentul prin canal nu mai crește din cauza îngustării canalului lângă drenă datorită câmpului invers ce apare între poartă și drenă. **Curentul de saturație** are valoarea limită:

$$I_D = (U_{GS} - V_p)^2 \cdot K/2$$

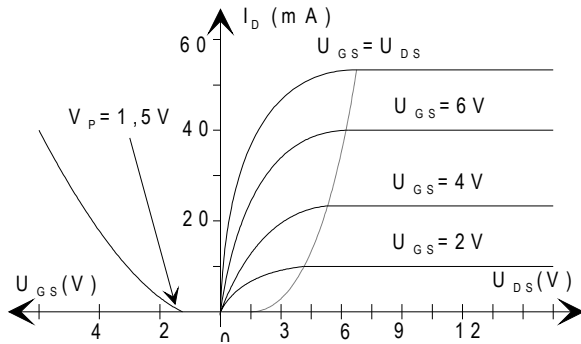


Figura 3. Curentul drenii în funcție de tensiunea grilei și cea a drenii

Tranzistorul cu efect de câmp tip MOS (Metal-Oxid-Semiconductor) are o structură ca cea din figura 4. Doi electrozi, **sursa** și **drena**, realizați pe două insule tip n, într-un substrat intrinsec (sau slab p), sunt separați pe o distanță L de un **canal** a cărei conductivitate este modulată de al treilea electrod, **poarta** (**grila, gate**), un film metallic separat de semiconductor printr-un strat izolator (de obicei bioxid de siliciu).

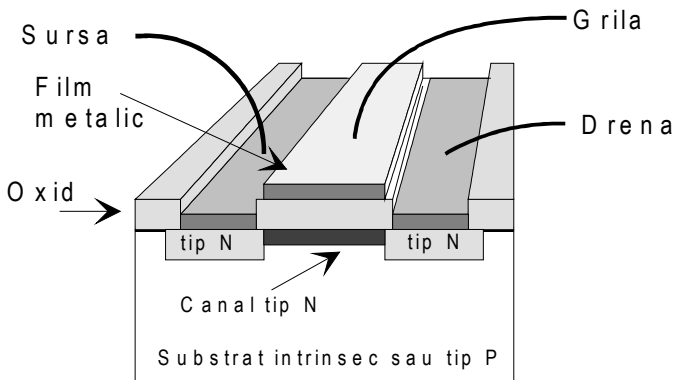


Figura 2. Structura unui tranzistor cu efect de câmp tip MOS

Dimensiuni tipice:

Suprafața totală de siliciu $\Rightarrow 150 \mu^2$ ($10\mu \times 15\mu$)

Adâncimea zonelor sursei și drenii $\Rightarrow 5 - 10\mu$

Distanța dintre sursă și drenă (L) $\Rightarrow 10 - 20\mu$

Grosimea oxidului $\Rightarrow 0,1\mu$

În continuare discutăm despre TEC-MOS cu canal indus de tip n. Fără polarizarea porții (fără tensiune pe poartă) nu avem practic conducție între sursă și drenă deoarece acestea apar ca două joncțiuni p-n legate în opoziție astfel că indiferent de polaritatea tensiunii aplicate între sursă și drenă una din joncțiuni

va fi polarizată invers, bolcând calea de conducție între sursă și drenă prin semiconductorul intrinsec.

Când poarta este pozitivă față de substrat, câmpul electric generat prin stratul de oxid va atrage electroni sub stratul de oxid. Când sarcinile electrice atrase sunt în cantitate suficientă constituie o cale de rezistență mică pentru curentul electronic dintre sursă și drenă. Se crează astfel un canal conductor pentru curentul dintre sursă și drenă. Acest canal este indus de către electrodul poartă, iar conductanța lui depinde de diferența de potențial dintre poartă și sursă.

Relația curent-tensiune pentru un tranzistor cu efect de câmp

Densitatea de curent prin canal este dată de legea lui Ohm:

$$J(y) = \sigma \cdot E_y \quad (1)$$

unde σ este conductivitatea electrică a semiconductorului în zona canalului, conductivitate de tip n:

$$\sigma = q \cdot \mu \cdot n \quad (2)$$

cu n densitatea de electroni, q sarcina elementară, μ mobilitatea electronilor. Curentul printr-o secțiune a canalului îl obținem integrând (1) după x și z pe suprafața canalului. Se ține seama că mărimile integrate nu depind de z , integrarea reducându-se la o simplă multiplicare cu ℓ , lățimea canalului, iar dependența de x are doar concentrația electronilor n :

$$I(y) = q \cdot \mu \cdot \ell \cdot E_y \cdot \int n \cdot dx \quad (3)$$

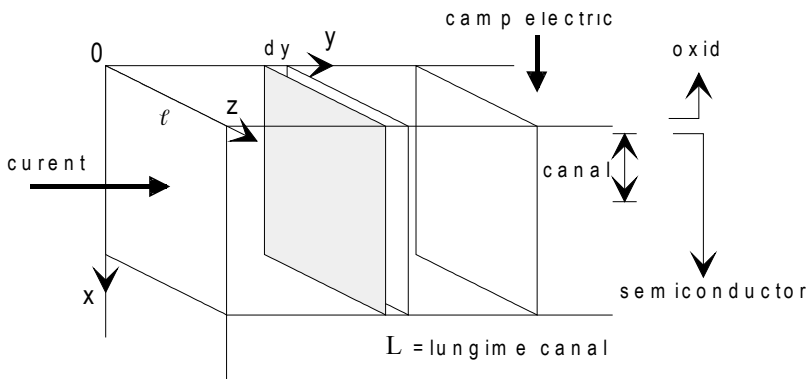


Figura 4. Curentul sursei și câmpul electric al grilei în canalul tranzistorului

Aplicăm teorema lui Gauss pe o suprafață paralelipipedică de grosime dy . Avem flux al câmpului electric doar pe suprafața din oxid, pe lateral câmpul este paralel cu suprafețele, iar suprafața de jos e suficient de adânc plasată în semiconductor pentru a avea câmpul zero:

$$\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \int_V (\rho/\epsilon) \cdot dV$$

$$E_{\text{oxid}} \cdot S = (q \cdot S/\epsilon) \cdot \int n \cdot dx$$

$$E_{\text{oxid}} = (q/\epsilon) \cdot \int n \cdot dx \quad (4)$$

Acest rezultat ne permite să rescriem relația (3) ca:

$$I(y) = \epsilon \cdot \mu \cdot \ell \cdot E_y \cdot E_{\text{oxid}} \quad (5)$$

Câmpul electric pe direcția Oy este creat de diferența de potențial între sursă și drenă V_{DS} și putem să-l scriem ca gradient al potențialului:

$$E_y = dV/dy \quad (6)$$

Câmpul electric din oxid, pe direcția Ox, este creat de diferența de potențial dintre grilă și sursă, V_{GS} , lângă sursă. Potențialul la suprafața semiconductorului se schimbă atunci când ne deplasăm pe direcția Oy de la sursă la drenă. Când trece curent prin canal apare căderea de tensiune rezistivă pe direcția Oy din canal $V(y)$. Aceasta modifică diferența de potențial dintre grilă și semiconductor de-a lungul canalului. Calculăm câmpul din oxid, pe direcția Ox, ca la un condensator plan cu w , grosimea stratului de oxid, ca distanță dintre armături:

$$E_{\text{oxid}} = [U_{GS} - V(y)]/w \quad (7)$$

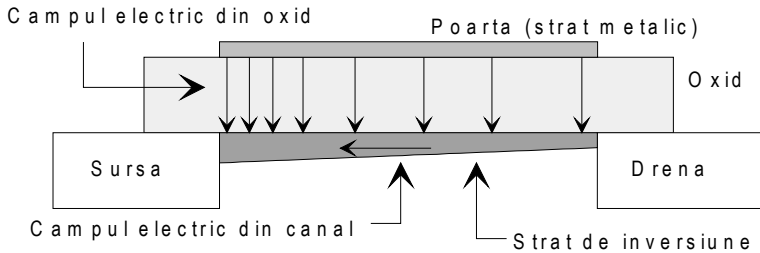


Figura 5. Influența curentului din canal asupra câmpului electric din oxid

Introducând relațiile (6) și (7) în expresia curentului (5) avem:

$$I(y) = \epsilon \cdot \mu \cdot \ell \cdot [(U_{GS} - V)/w] \cdot dV/dy \quad (8)$$

sau separând variabilele V și y :

$$I(y) \cdot dy = (\epsilon \cdot \mu \cdot \ell / w) \cdot (U_{GS} - V) \cdot dV \quad (9)$$

și integrând după y de la 0 la L , lungimea canalului, iar după V de la 0 la U_{DS} , tensiunea drenei, obținem:

$$I_D \cdot \int dy = (\epsilon \cdot \mu \cdot \ell / w) \cdot \int (U_{GS} - V) \cdot dV \quad (10)$$

ținând seama de faptul că pe direcția Oy curentul $I(y)$ nu se modifică, el fiind egal chiar cu curentul de drenă I_D , avem:

$$I_D = (U_{GS} \cdot U_{DS} - U_{DS}^2 / 2) \cdot \epsilon \cdot \mu \cdot \ell / (w \cdot L) \quad (11)$$

relația de bază a funcționării tranzistorului, valabilă până la tensiuni U_{DS} egale cu U_{GS} .

Pentru tensiuni sursă-drenă U_{DS} mult mai mici decât tensiunea grilă-sursă U_{GS} se poate neglija termenul pătratic V_{DS} din paranteza din relația (11) având:

$$I_D = U_{GS} \cdot U_{DS} \cdot \epsilon \cdot \mu \cdot \ell / (w \cdot L) \quad (12)$$

sau conductanța canalului tranzistorului este:

$$g_{DS} = I_D / U_{DS} = U_{GS} \cdot \epsilon \cdot \mu \cdot \ell / (w \cdot L) \quad (13)$$

liniar dependentă de tensiunea aplicată grilei U_{GS} .

Pentru tensiuni sursă-drenă U_{DS} mai mari decât tensiunea grilă-sursă U_{GS} se formează o mică regiune de sărăcire la capătul dinspre drenă al canalului. Din cauza câmpului electric intens care apare aici (implicit căderii mari de tensiune) curentul comandat din sursă pentru $U_{GS} = U_{DS}$ va rămâne în continuare constant la creșterea tensiunii V_{DS} peste valoarea V_{GS} .

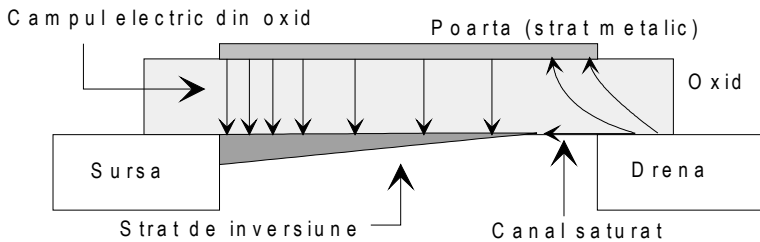


Figura 6. Gâtuirea canalului pentru tensiuni de drenă mai mari decât potențialul grilei

Folosind (11) valoarea curentului pentru $U_{DS} \geq U_{GS}$ este:

$$I_D = U_{GS}^2 \cdot \epsilon \cdot \mu \cdot \ell / (2 \cdot w \cdot L) \quad (14)$$

Dependența curentului de potențialul porții V_{GS} este pătratică.

Explicația fizică a formării canalului

Într-o structură metal (poartă) - izolator (oxid) - semiconductor siliciu (tip p), structură MIS sau MOS, aplicând pe stratul metalic al grilei o tensiune negativă față de semiconductor (aflat la potențialul sursei), câmpul electric creat va atrage goluri la suprafață. Se crează la suprafață un strat de acumulare a

golurilor (purători majoritari) lângă interfața oxid - siliciu care determină și curbarea benzilor ca în figura . Joncțiunile de la sursă și de la drenă sunt mai puternic polarizate invers, deci nu va circula curent între sursă și drenă.

Dacă pe poartă se aplică o tensiune pozitivă mică, în semiconductor se induce o sarcină negativă determinată de câmpul electric care respinge golurile din apropierea suprafeței, lăsând în urma lor o regiune golită cu sarcină spațială formată din ionii acceptori necompensați (qN_A). Se crează la suprafață un strat sărăcit care determină și curbarea benzilor ca în figura , nivelul Fermi îdepărtându-se de banda de valență. Sarcina pe unitatea de suprafață va fi sarcina conținută în regiunea golită împărțită la suprafața regiunii:

$$Q_s = -q \cdot N_A \cdot S \cdot x_p / S = -q \cdot N_A \cdot x_p \quad (15)$$

iar potențialul în regiunea de sarcină spațială va fi:

$$V_s(x) = V_0(1-x/x_p)^2 \quad (16)$$

unde V_0 este potențialul la suprafața semiconductorului. În interiorul semiconductorului, adică pentru $x > x_p$, potențialul este zero cum rezultă și din relația (16) pentru $x=x_p$.

Folosind rezultatele de la joncțiunea p - n, legătura dintre diferența internă de potențial și caracteristicile stratului de sarcină spațială avem:

$$V_0 = q \cdot N_A \cdot x_p^2 / (2 \cdot \epsilon) \quad (17)$$

S-a considerat că regiunea n are o concentrație $N_D \gg N_A$ (joncțiune asimetrică), iar $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ este permitivitatea electrică a semiconductorului. Din acest potențial se poate determina grosimea maximă a stratului de sarcină spațială (sărăcit):

$$x_{p \max} = [2 \cdot \epsilon \cdot V_0 / (q \cdot N_A)]^{1/2} \quad (18)$$

și sarcina spațială corespunzătoare unității de suprafață:

$$Q_s = q \cdot N_A \cdot x_{p \max} = (2 \cdot q \cdot \epsilon \cdot V_0 \cdot N_A)^{1/2} \quad (19)$$

Mărind potențialul pozitiv al porții crește grosimea regiunii golite, crescând și variația totală a potențialului în siliciu, reprezentată de curbarea benzilor de energie. Când nivelul Fermi ajunge aproape de banda de conducție concentrația electronilor lângă interfață crește foarte rapid. Astfel cea mai mare parte a sarcinii negative suplimentare induse în semiconductor constă în sarcina datorată electronilor de conducție din stratul de inversiune foarte subțire de tip n.

Un criteriu pentru realizarea inversiunii puternice este ca în stratul de la suprafață concentrația electronilor n să egaleze concentrația golurilor din substrat:

$$n = N_A \quad (20)$$

ceea ce înseamnă că la suprafața nivelul Fermi F a ajuns lângă banda de conducție E_c la fel de aproape pe cât este lângă banda de valență E_v în volumul semiconductorului:

$$E_c(\text{sup}) - F = F - E_v(\text{vol}) \quad (21)$$

știind că:

$$\Delta E = E_c - E_v \quad \text{și} \quad F = E_v + k_B \cdot T \cdot \ln(N_v / N_A) \quad (22)$$

găsim:

$$q \cdot V_{0t} = \Delta E - 2 \cdot k_B \cdot T \cdot \ln(N_v / N_A) \quad (23)$$

unde V_{0t} reprezintă potențialul la suprafața semiconductorului peste care apare conducția în canalul dintre sursă și drenă, sub care dispare conducția în canal.

Pe grila tranzistorului trebuie aplicată o tensiune V_T astfel ca după căderea de tensiune pe condensatorul reprezentat de stratul de oxid de la suprafață să rămână la suprafața semiconductorului potențialul V_{0t} :

$$V_T = V_{\text{oxid}} + V_{0t}$$

unde:

$$V_{\text{oxid}} = Q_s / C_{\text{oxid}}$$

iar capacitatea stratului de oxid este:

$$C_{\text{oxid}} = \epsilon_{\text{oxid}} \cdot S / w$$

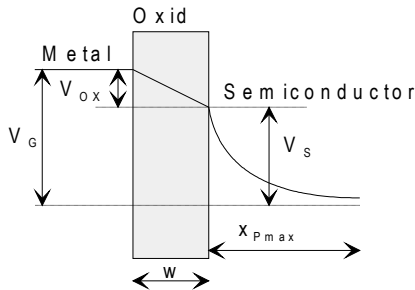


Figura 7. Variația potențialului prin stratul de oxid și semiconductor

Diferența de potențial între grilă și sursă la care apare conducția în canal V_T se numește tensiune de tranziție. Precizările făcute până aici modifică relațiile de funcționare ale MOSFET prin aceea că în loc de V_G în aceste relații trebuie să apară diferența $U_G - V_T$. Tensiunea de tranziție depinde major de tehnologia de fabricație și de materialele folosite (de exemplu diferența dintre poziția

nivelului Fermi în metalul porții și în semiconductor). Pentru circuitele integrate CMOS seria 4000 tensiunea de tranziție este de circa 1,5 V.

Valori tipice: $w_{\text{oxid}} = 100\text{\AA} = 0,01\mu\text{m}$;
 $x_{\text{p max}} = 1\mu\text{m}$;
 $N_{\text{A}} = 10^{15}\text{ cm}^{-3}$;
 $\Delta E = 1,1\text{eV}$;
 $\epsilon_r (\text{SiO}_2) = 3,9$;
 $F_{\text{p}} - E_{\text{v}} = 0,2\text{eV}$.

Tranzistor	Caracteristici				Preț
	U_{DSmax}	I_{Dmax}	P_{max}	R_{DSmin}	
BS170	60V/	0,5A/	0,83W/	<5Ω	0,5DM
IRF830	500V/	4,5A/	74W/	1,5Ω	3DM
BUK455-60	60V/	41A/	125W/	0,04Ω	3DM
IRF740	400V/	10A/	125W/	0,55Ω	4DM
BUZ11	50V/	30A/	75W/	0,05Ω	2,5DM

APLICAȚIE "Comutator pentru becuri cu halogen"

Becul cu halogen dă o lumină foarte bună cu un randament excelent. Ca orice bec cu filament în momentul conectării absoarbe un curent de circa 10 ori mai mare decât curentul nominal, ceea ce determină scurtarea timpului de viață. Fiindcă becurile cu halogen sunt scumpe, mai ales cele speciale pentru automobile, este util un circuit care să le mărească timpul de viață.

Circuitul prezentat aici se bazează pe faptul că dacă tensiunea pe poartă crește treptat și curentul drenă-sursă prin tranzistorul cu efect de câmp va crește tot treptat. Timpul de creștere este stabilit de rezistența R_1 și condensatorul C:

$$\tau = RC = 100\text{ k}\Omega \cdot 10\text{ }\mu\text{F} = 1\text{ s.}$$

Dioda descarcă condensatorul prin bec și TEC la întreruperea alimentării. Fiindcă rezistența drenă - sursă este 0,05Ω, căderea de tensiune pe tranzistor va fi:

$$U_{\text{TEC}} = R_{\text{DS}} \times I_{\text{bec}} = 0,05\Omega \times 4\text{A} = 0,2\text{V}$$

Puterea disipată va avea valoarea

$$\Rightarrow P = U_{\text{TEC}} \times I_{\text{bec}} = 0,8\text{W}$$

destul de mică pentru a nu fi necesar radiator pentru tranzistor.

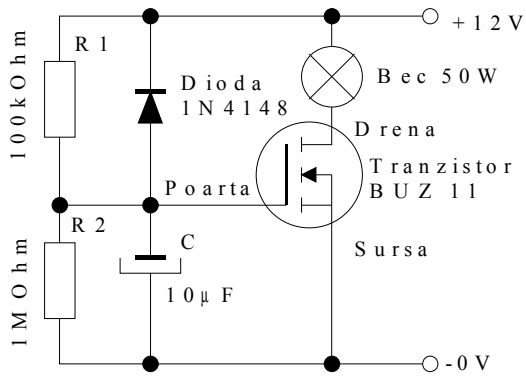


Figura 8.

TRANZISTORUL BIPOLAR

Tranzistorul bipolar a fost realizat în 1947 de John Bardeen, Walter Brattain, iar teoria joncțiunii p-n și a tranzistorului de William Shockley. Numele său este realizat prin contopirea cuvintelor "**trans**fer **rezistor**". Un tranzistor bipolar constă din două regiuni semiconductoare cu același tip de conductivitate numite **emitor** și **colector**, separate de o zonă subțire de conductivitate de tip opus numită **bază**. Se formează două joncțiuni p-n, fiind posibile două tipuri de tranzistori, NPN și PNP. Simbolurile pentru tranzistoarele bipolare PNP și NPN sunt prezentate în figura 1.

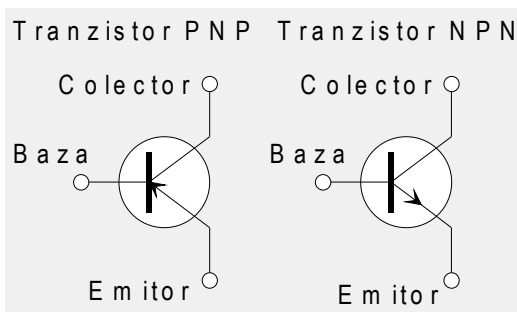


Figura 1. Simbolurile folosite pentru tranzistoarele bipolare

Aspectul exterior al tranzistorilor bipolari fiind cel din figura 2. Capsulele prezentate sunt TO 92 pentru tranzistori de mică putere tip BC (sub 1W) și TO 126 pentru tranzistori de putere medie (câțiva W).

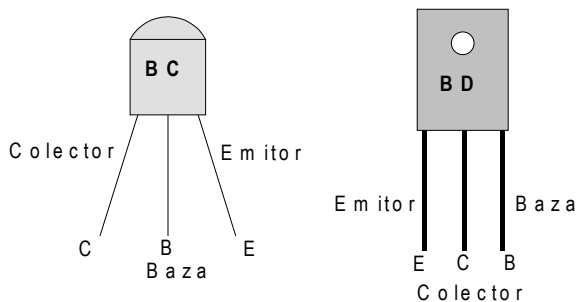


Figura 2. Sortimentele de tranzistoare

Ideea de bază a funcționării tranzistorilor bipolari este aceea că un curent mic din circuitul joncțiunii bază-emitor, polarizată direct, comandă un curent mare din circuitul emitor-colector, unde joncțiunea bază-colector este polarizată invers. Raportul dintre curentul de colector I_C și cel din bază I_B este o

proprietate a dispozitivului semiconductor numită **factor de amplificare în curent** al tranzistorului, notat cu " β " și având valori cuprinse între zeci și sute.

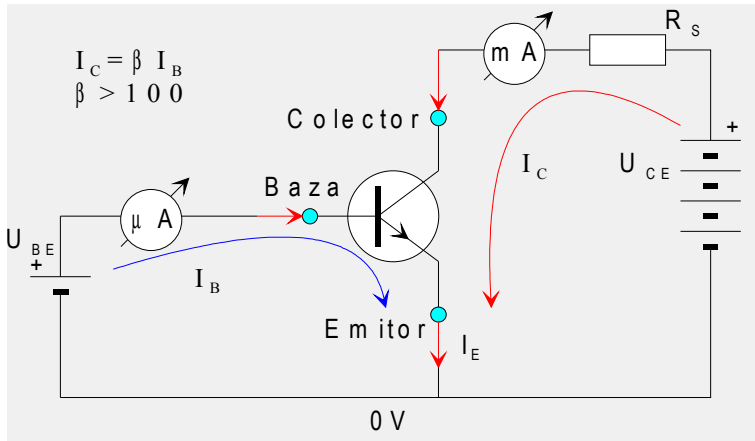


Figura 3. Curentul mic al bazei comandă curentul mare din colector.

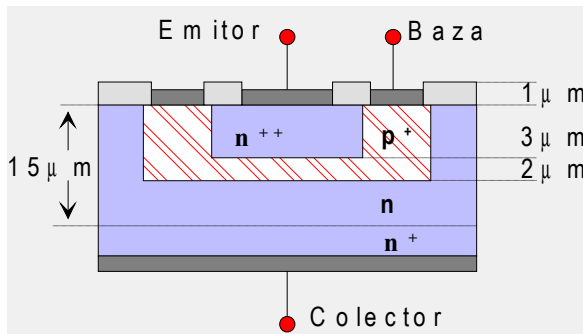


Figura 4. Structura fizică a unui tranzistor bipolar planar tip NPN.

O structură tipică de tranzistor bipolar NPN este prezentată în figura 4. Gradul de dopare (impurificare) a diverselor straturi este indicat prin numărul de semne "+" de lângă litera ce indică tipul conductivității, astfel $N_{DE} \gg N_{AB} \gg N_{DC}$ (concentrația atomilor donori din stratul emitorului este mult mai mare decât concentrația acceptorilor din stratul bazei, care este mai mare decât cea a donorilor din stratul de colector). Condiția de bază pentru funcționarea tranzistorului este ca grosimea stratului bazei să fie mai mică decât lungimea de difuzie a purtătorilor mobili de sarcină. Structura de benzi a tranzistorului bipolar NPN în cazul echilibrului este prezentată în figura 5.

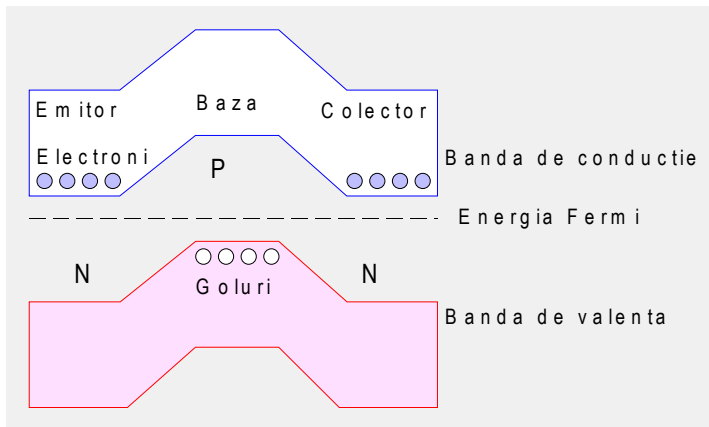


Figura 5. Structura de benzi a tranzistorului fără polarizare

Din structura tranzistorului observăm formarea a două joncțiuni, una între emitor și bază (EB, joncțiunea emitorului), cealaltă între colector și bază (CB, joncțiunea colectorului). Polarizând direct joncțiunea emitor-bază se vor injecta electroni din emitor (strat tip N) în bază (strat tip P) și goluri din bază în emitor. Concentrația electronilor în emitor fiind mult mai mare decât concentrația golurilor în bază, curentul va fi practic un curent de electroni.

Grosimea bazei fiind foarte mică comparativ cu lungimea de difuzie a electronilor, curentul de electroni injectat în bază va trece practic în colector sub acțiunea câmpului electric din joncțiunea colector-bază, polarizată invers. Electronii difuzează prin bază și ajung în regiunea de sarcină spațială a colectorului fiindcă lungimea de difuzie a lor e mai mare decât grosimea bazei. În plus numărul electronilor care se recombină cu golurile din bază (purători majoritari aici) este mic. Electronii ajunși în regiunea de sarcină spațială a colectorului sunt antrenați de câmpul electric al stratului de baraj către colector, joncțiunea acestuia fiind polarizată invers.

Curentul de colector, practic egal cu cel de emitor, e comandat direct de tensiunea emitor-bază, care asigură polarizarea directă a joncțiunii emitor. Tensiunea bază-emitor și curentul bazei fiind mici se obține o amplificare în putere. Curentul bazei este generat în primul rând de mica fracțiune din curentul de electroni din emitor care se recombină cu golurile din bază. Dispozitivul este numit tranzistor bipolar deoarece ambele tipuri de purători mobili de sarcină (electronii și golurile, minoritari și majoritari) intervin în funcționarea sa.

În cazul polarizării exterioare a unui tranzistor bipolar NPN pe joncțiunea EB se aplică o tensiune directă mică U_{EB} , circa 0,5 V cu "+" pe bază și "-" pe emitor, care injectează curent către bază. În circuitul bazei vom regăsi un curent mic fiindcă majoritatea curentului de electroni va difuza în colector. Aici

electronii vor fi împinși de câmpul electric din joncțiunea bază-colector polarizată invers către colector. Astfel se comandă cu un curent mic din bază un curent mare în circuitul colectorului. Acest comportament este ilustrat în figura 6 cu structura benzilor de energie pentru tranzistorul NPN cu polarizare exterioară.

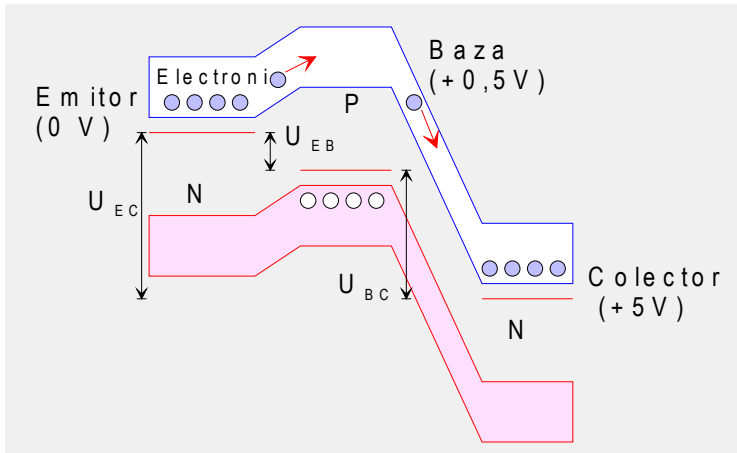


Figura 6. Structura de benzi a tranzistorului cu polarizare externă

Relațiile care guvernează funcționarea unui tranzistor bipolar sunt:

1. Curentul de emitor este cel al unei joncțiuni p-n polarizate direct:

$$I_e = I_0 \cdot (e^{U_{eb}/V_t} - 1) \quad (1)$$

2. Curentul bazei este o mică fracție din curentul de emitor:

$$I_b = (1 - \alpha) \cdot I_e \quad (2)$$

3. Curentul colectorului este proporțional cu curentul de emitor:

$$I_c = \alpha \cdot I_e \quad (3)$$

Mărimea adimensională " α ", coeficientul de transfer de curent între emitor și colector, are valori tipice mai mari decât 0,9 și de obicei peste 0,99. Acest coeficient depinde de geometria tranzistorului ca:

$$\alpha = 1 - (1/2) \cdot (g/L)^2$$

unde "g" este grosimea bazei, iar "L" este lungimea de difuzie.

Din modul de scriere a expresiilor curenților se verifică conservarea sarcinii electrice în nodul de rețea reprezentat de tranzistor:

$$I_e = I_b + I_c$$

Criteriile fundamentale pe care trebuie să le îndeplinească un tranzistor sunt:

1. Emitorul este mult mai puternic dopat decât baza (curentul prin joncțiunea emitorului trebuie să fie determinat de purtătorii majoritari ai emitorului injectați în bază, injecția de purtători majoritari ai bazei în emitor trebuie să fie neglijabilă).
2. Regiunea bazei este fizic subțire, mai mică decât lungimea de difuzie (purtătorii injectați în bază o traversează fără a suferi procese de recombinare majore).
3. Zona colectorului este fizic mai largă decât cea a emitorului (ajută la colectarea curentului injectat de emitor și la disiparea mai eficientă a căldurii generate pe joncțiunea colectorului).
4. Colectorul este slab dopat față de bază și implicit față de emitor (în acest fel stratul de baraj are o lățime mai mare și joncțiunea colectorului poate suporta tensiuni inverse mari, de zeci până la sute de volți, fără să se străpungă).

Prin combinarea relațiilor (2) și (3) rezultă:

$$I_c = [\alpha/(1-\alpha)] \cdot I_b = \beta \cdot I_b \quad (5)$$

unde β este factorul de amplificare în curent al tranzistorului cu valori cuprinse între zeci și sute.

Alegând ca mărimi de intrare I_b și U_{be} , iar ca mărimi de ieșire I_c și U_{ce} se definesc următoarele familii de caracteristici:

1. Caracteristica de intrare $I_b = f(U_{be})$ pentru U_{ce} constant.
2. Caracteristica de ieșire $I_c = f(U_{ce})$ pentru I_b constant.
3. Caracteristica de transfer $I_c = f(I_b)$ pentru U_{ce} constant.

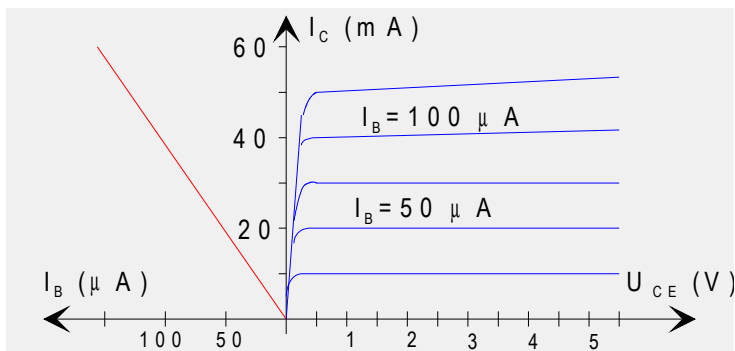


Figura 7. Caracteristicile de transfer și de ieșire ale tranzistorului bipolar.

Aplicații ale tranzistorului bipolar

Tranzistorul ca element de comutare

Aspectul exterior al tranzistorilor este prezentat în figura 2 cu precizarea semnificației terminalelor. Caracteristicile de bază ale tranzistoarelor utilizabile sunt:

BC546A(B)	NPN/65V/0,1A/0,5W/	β :90-220(150-450)/TO92
BC548C	NPN/30V/0,1A/0,5W/	β :270-800/TO92
BC327-25	PNP/45V/0,5A/0,8W/	β :160-400/TO92
BD136-10(16)	PNP/45V/1,5A/8W/	β :60-160(100-250)/TO126

Prețurile la tranzistorii "BC" sunt de circa 0,15DM, 0,6DM cei "BD".

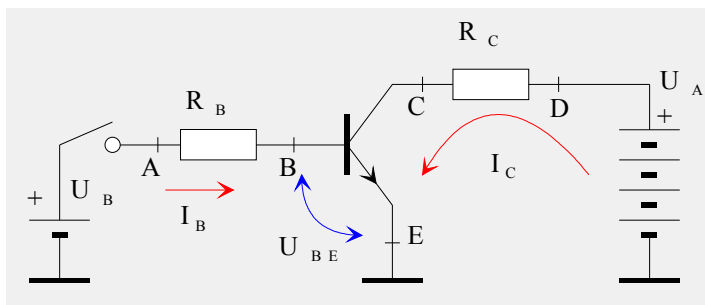


Figura 8. Schema conexiunii cu emitor comun, EC, a unui tranzistor bipolar

Folosim tranzistorul într-un circuit ca cel din figura 8. Aici tranzistorul comandă curentul prin rezistența de sarcină R_C între două stări:

- tranzistor blocat, nu trece curent;

- tranzistor saturat ($U_{CE} < U_{BE}$), curentul este practic limitat doar de rezistența de sarcină R_C .

Rezistența de sarcină este un bec cu caracteristicile $6V/0,2A=30\text{ Ohm}$ (3 Ohm rece). Curentul de colector prin rezistența de sarcină este $I_c=0,2\text{ A} = 200\text{ mA}$. Curentul din bază trebuie să fie:

$$I_b = I_c / \beta = 200\text{mA}/160 = 1,25\text{mA (minim)}.$$

Ochiul de rețea al bazei generează ecuația

$$U_b = U_{be} + R_b / I_b$$

unde U_{be} este tensiunea de deschidere a joncțiunii emitorului (0,6V la Si), iar U_b tensiunea de comandă a bazei (poate fi chiar $U_a=6V$). Rezultă că rezistența din bază trebuie să fie

$$R_b = (U_a - U_{be})/I_b = (6 - 0,6)V/1,25\text{mA} = 4,32\text{k}\Omega \text{ (maxim)}$$

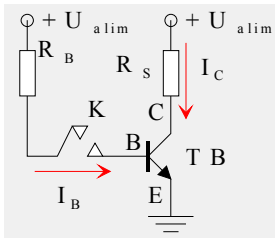


Figura 9. Tranzistorul comută curentul prin rezistența de sarcină R_S . Montaj cu emitor comun "EC".

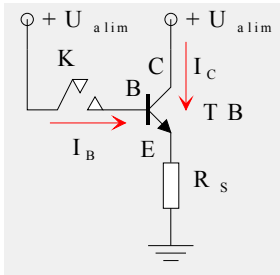


Figura 10. Tranzistorul comută curentul prin rezistența de sarcină R_S . Montaj cu colector comun "CC".

Tranzistorul ca stabilizator de tensiune sau curent

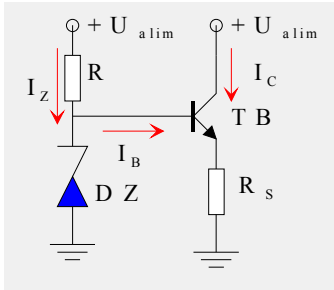


Figura 11. Tranzistorul menține tensiunea constantă pe rezistența de sarcină R_s . Montaj stabilizator de tensiune.

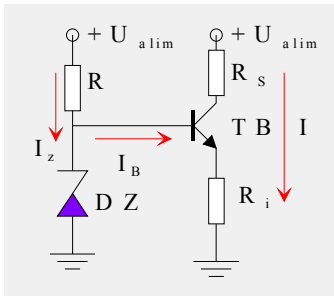


Figura 12. Tranzistorul menține curentul constant prin rezistența de sarcină R_s . Montaj generator de curent constant.

Tranzistorul ca amplificator

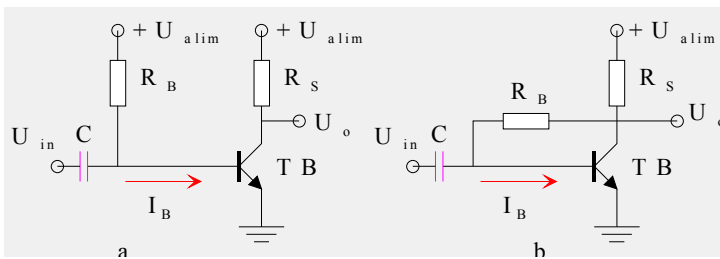


Figura 13. Tranzistorul amplifică tensiunea variabilă de la intrare U_{in} . Montaje amplificatoare cu polarizare fixă (a), sau polarizare cu reacție (b) a tranzistorului.

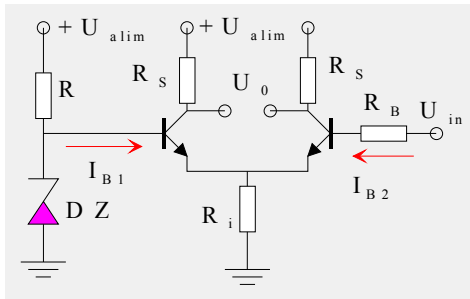


Figura 14. Tranzistoarele compară două tensiuni. Montaj comparator.

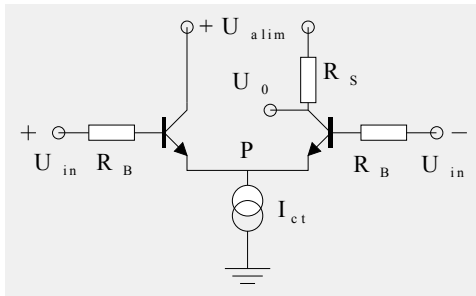


Figura 15. Tranzistoarele amplifică diferențele de tensiune de la cele două intrări. Montaj de amplificator diferențial.

DIELECTRICI

Introdus în câmp electric, un material izolator își schimbă starea electrică ca urmare a forțelor ce acționează asupra sarcinilor electrice din material. Fiind izolator, în acest material nu pot apărea deplasări macroscopice de sarcină electrică, ca în metale, dar pot apărea deplasări microscopice ale sarcinilor electrice în câmp electric, ce generează dipoli electrici care polarizează materialul. **Dipolul electric** este compus din două sarcini electrice punctiforme egale în modul "q", dar de semne contrare, separate spațial la distanța "l" una de alta. **Potențialul electric al dipolului** se obține ca sumă a potențialelor celor două sarcini punctuale:

$$V(r) = q / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_1) - q / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_2) = (r_2 - r_1) \cdot q / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_1 \cdot r_2) \quad (1)$$

care pentru distanțe mari comparativ cu lungimea l a dipolului acceptă aproximația:

$$r_2 - r_1 \cong l \cdot \cos\theta \quad \text{și} \quad r_1 \cdot r_2 \cong r^2$$

deci:

$$V(r) = q \cdot l \cdot \cos\theta / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2) \quad (2)$$

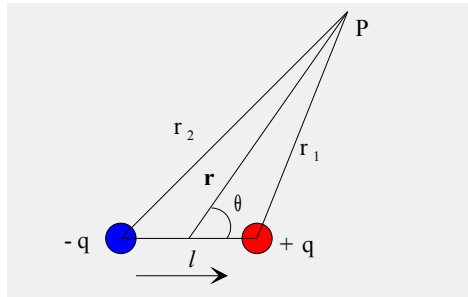


Figura 1. Dipolul electric

Se observă că potențialul scade cu distanța ca " $1/r^2$ ", mult mai rapid decât la sarcina punctuală pentru care scăderea este " $1/r$ ". Introducând noțiunea de **moment dipolar**:

$$\mathbf{p} = q \cdot \mathbf{l} \quad (3)$$

putem scrie relația (2), **potențialul electric al dipolului**, ca:

$$V(r) = \mathbf{p} \cdot \mathbf{r} / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^3) \quad (4)$$

În **câmp electric omogen** asupra celor două sarcini ale dipolului acționează un **cuplu de forțe**, ca în figura 2, care produce un **moment de rotație** ce orientează momentul dipolar \mathbf{p} în sensul câmpului \mathbf{E} :

$$\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E} \quad (5)$$

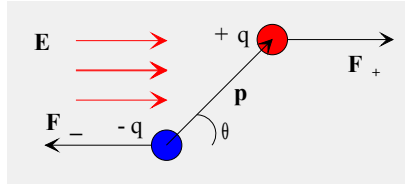


Figura 2. Dipolul electric în câmp electric omogen simte un cuplu de forțe ce-l orientează pe direcția câmpului (energie potențială minimă).

Dipolul în câmp electric posedă o **energie potențială**, compusă din energiile potențiale ale sarcinilor sale:

$$W_p = q \cdot V_{++} + (-q \cdot V_{-}) = q \cdot \ell \cdot (V_{-} - V_{+}) / \ell \quad (6)$$

unde

$$(V_{-} - V_{+}) / \ell = E \cdot \cos\theta \quad (7)$$

este componenta câmpului electric de-a lungul direcției dipolului. Putem scrie energia potențială sub forma concisă:

$$W_p = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E} \quad (8)$$

Energia potențială a dipolului este minimă când vectorul \mathbf{p} are direcția și sensul câmpului electric și este maximă când cei doi vectori sunt antiparaleli.

În **câmp electric neomogen** forțele ce acționează asupra celor două sarcini sunt inegale, generând pe lângă **cuplu** și o **forță** rezultantă diferită de zero, ca în figura 3, ce se poate scrie ca:

$$F = p \cdot dE/dx \quad (9)$$

sau în forma generală:

$$\mathbf{F} = -\text{grad } W_p = \mathbf{p} \text{ div} \mathbf{E} \quad (9)$$

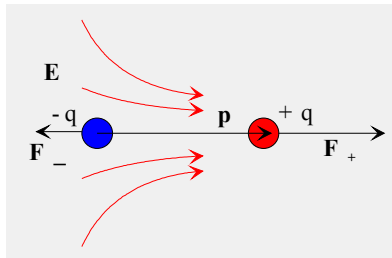


Figura 3. În câmp electric neomogen dipolul este orientat pe direcția câmpului și atras către zona cu câmp mare.

În substanțe pot apărea dipoli electrici ca urmare a aplicării unui câmp electric extern, **dipoli induși**, sau pot exista **dipoli permanenți** datorati configurației particulare a moleculelor ce constituie substanța dată. La aplicarea unui câmp electric se produce polarizarea dielectricului, ca în figura 4, prin:

- **polarizarea de deplasare**, la atomi prin deplasarea norului electronic negativ față de nucleul pozitiv, la cristalele ionice prin deplasarea ionilor pozitivi față de cei negativi, (polarizare indusă);
- **polarizarea de orientare**, la substanțele polare prin orientarea dipolilor moleculari pe direcția câmpului extern.

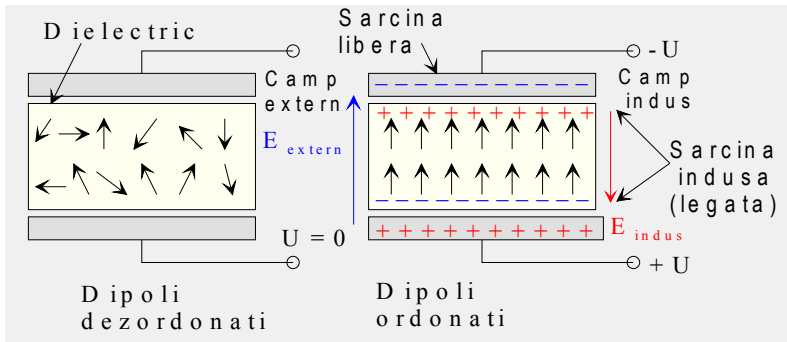


Figura 4. Polarizarea substanței în câmp extern

Moment dipolar elementar, corespunzător fiecărui atom sau molecule din materialul respectiv, fiind \mathbf{p} , definim **polarizarea \mathbf{P}** , ca momentul dipolar al unității de volum:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_t / V = n \cdot \mathbf{p} \quad (10)$$

unde "n" este densitatea de dipoli elementari.

Ca urmare a polarizării iau naștere pe suprafața dielectricului sarcini de polarizare:

$$Q_p = \sigma_p \cdot S$$

unde σ_p este densitatea superficială de sarcină. Întreg materialul va avea momentul dipolar:

$$P_{tot} = Q_p \cdot d = \sigma_p \cdot S \cdot d = \sigma_p \cdot V \quad (11)$$

de unde pentru polarizarea electrică găsim:

$$\mathbf{P} = \sigma_p \quad (12)$$

Sarcinile de polarizare, privite ca sarcinile de pe armăturile unui condensator plan, crează un câmp electric \mathbf{E}_p :

$$\mathbf{E}_p = -\mathbf{P} / \epsilon_0 \quad (13)$$

orientat în sens contrar vectorului de polarizare \mathbf{P} . Intensitatea câmpului electric macroscopic rezultat din interiorul dielectricului \mathbf{E}_t , se obține prin suprapunerea intensității câmpului electric în vid \mathbf{E}_o , generat de sarcinile de pe armăturile metalice ale condensatorului și intensitatea \mathbf{E}_p a câmpului generat de sarcinile de polarizare induse pe suprafața dielectricului:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_o + \mathbf{E}_p = \mathbf{E}_o - \mathbf{P} / \epsilon_0 \quad (14)$$

Câmpul electric total este mai mic fiindcă sarcina Q de pe armături este parțial compensată de sarcina de polarizare Q_p a dielectricului. Rămâne activă numai sarcina Q' :

$$Q' = Q - Q_p = Q / \epsilon_r \quad (15)$$

Câmpul \mathbf{E}_p se numește **câmp de depolarizare**, deoarece tinde să micșoreze câmpul aplicat \mathbf{E}_o , în interiorul dielectricului. Câmpul de depolarizare este uniform doar pentru probe care au o anumită formă, sferă, cilindru, elipsoizi, paralelipipezi. Astfel câmpul de depolarizare se se poate scrie ca:

$$\mathbf{E}_p = C \cdot \mathbf{P} / \epsilon_0 \quad (16)$$

unde C este **factorul de depolarizare**, care depinde de forma probei:

Forma probei	Placă	Sferă
C	$ 1$	$ 1/3$

Pentru aceeași sarcină Q pe armăturile condensatorului, între armături avem câmpul electric:

$$\mathbf{E}_o = U_o / d \quad (17)$$

în cazul când avem vid între armături și:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_o - \mathbf{P} / \epsilon_0 = U/d \quad (18)$$

când avem un dielectric între armături. Putem defini permitivitatea relativă ca:

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= C/C_o = U_o / U = E_o / E_t \\ &= E_o / (E_o - P/\epsilon_0) = (E_t + P/\epsilon_0) / E_t = 1 + P / (\epsilon_0 \cdot E_t) \end{aligned} \quad (19)$$

Deoarece în marea majoritate a cazurilor polarizarea este direct proporțională cu intensitatea câmpului electric total (**dielectrici liniari**):

$$\mathbf{P} = \chi_e \cdot \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}_t \quad (20)$$

unde χ_e este **susceptibilitatea electrică**, o proprietate de material, atunci:

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e \quad (21)$$

e **permițivitatea electrică relativă** (constanta dielectrică) a materialului. Se poate defini **vectorul inducție electrică** (deplasare electrică) ca:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0 \cdot \chi_e \cdot \mathbf{E} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mathbf{E} \quad (22)$$

Polarizarea atomică

Pentru a putea estima comportarea unui atom în câmp electric vom folosi un model primitiv, dar sugestiv, care presupune că nucleul cu sarcina "+Q" este înconjurat de un "nor" electronic de sarcină "-Q", distribuită uniform în interiorul unei sfere de rază r_0 , raza atomică corespunzătoare.

Câmpul electric generat de sarcina negativă în interior se află cu legea lui Gauss: fluxul intensității câmpului electric printr-o sferă cu raza $r (< r_0)$ și centrul în centrul de simetrie, este egal cu sarcina electrică închisă în sfera de rază r , divizată cu ϵ_0 :

$$4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot E_i = 4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot r^3 / (3 \cdot \epsilon_0) \quad (23)$$

unde:

$$\rho = \frac{\text{sarcina electronică}}{\text{volum atomic}} = -Q / (4 \cdot \pi \cdot r_0^3 / 3) \quad (24)$$

de unde câmpul electric intern E_i este:

$$E_i = \rho \cdot r / (3 \cdot \epsilon_0) = -Q \cdot r / (4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \epsilon_0) \quad (25)$$

ca în figura 5.

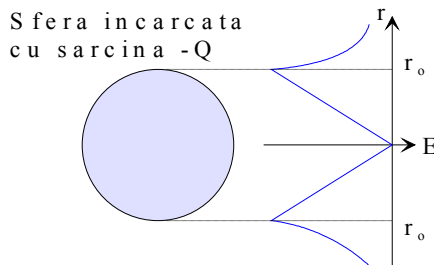


Figura 5. Câmpul electric

Acest câmp acționează asupra nucleului, dacă acesta este deplasat din punctul de echilibru. Astfel dacă aplicăm din exterior un câmp electric E_0 , acesta va acționa asupra sarcinilor electrice deplasând nucleul din poziția de echilibru cu l , ca în figura 6, inducându-se un moment electric dipolar \mathbf{p} . Mărimea acestui moment o putem calcula din egalitatea dintre forța externă care acționează asupra nucleului și forța de revenire la echilibru generată de norul electronic:

$$Q \cdot E_0 = Q \cdot |E_i| \quad \int \quad E_0 = Q \cdot \ell / (4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \epsilon_0) \quad (26)$$

Deplasarea de la poziția de echilibru a sarcinilor electrice din atom este:

$$\ell = 4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \epsilon_0 \cdot E_0 / Q \quad (27)$$

De unde momentul dipolar indus în atom va fi:

$$p = Q \cdot \ell = 4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \epsilon_0 \cdot E_0 \quad (28)$$

proporțional cu câmpul extern aplicat.

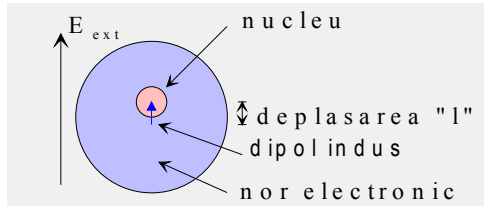


Figura 6. Dipol indus prin polarizarea atomului în câmp extern.

Orice atom poate fi polarizat în acest fel. Spunem că momentul dipolar este **indus** de câmpul electric extern. În toate cazurile dipolul **p** este proporțional cu **E**, intensitatea câmpului extern:

$$p = \epsilon_0 \cdot \alpha \cdot E \quad (29)$$

unde α este proprietatea atomului numită **polarizabilitate atomică**. În modelul nostru polarizabilitatea α este:

$$\alpha = 4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \quad (30)$$

având dimensiunea unui volum. Un calcul cuantic exact pentru atomul de hidrogen prezice $\alpha = 9 \cdot a_0^3 / 2$ unde $a_0 = 0,52 \text{ \AA}$, este raza atomului de hidrogen în starea sa fundamentală (Bohr).

Polarizabilitățile electrice ale mai multor tipuri de atomi, determinate experimental, sunt date în tabelul următor:

Element	H	He	Li	Be	C	Ne	Na	Ar	K
$\alpha [10^{-30} \text{ m}^3]$	8,29	2,64	150	116	18,8	5,02	339	201	427

Se observă variații mari ale valorilor lui α . Polarizabilitatea crește cu creșterea numărului atomic în aceeași serie (de exemplu de la H la K, sau de la He la Ar), iar atomii alcalini sunt mult mai ușor polarizați decât atomii gazelor nobile, care au un înveliș electronic mult mai rigid. Electronii de valență sunt cei răspunzători de polarizabilitatea ușoară a metalelor alcaline.

O **moleculă nepolară** în câmp electric este polarizabilă, iar polarizarea sa se poate estima grosier ca suma polarizabilităților individuale ale atomilor ce o compun. De exemplu pentru molecula de metan avem:

$$\alpha_{\text{exp}}(\text{CH}_4) = 32,6 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$$

$$\alpha_{\text{teor}}(\text{CH}_4) = \alpha(\text{C}) + 4 \cdot \alpha(\text{H}) = (18,8 + 4 \cdot 8,29) \cdot 10^{-30} = 52 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3.$$

Evident legăturile electronice din moleculă au modificat structura electronică a atomilor.

Moleculile sunt mai puțin simetrice decât atomii, ceea ce implică posibilitatea apariției unui moment dipolar indus neparalel cu câmpul electric. Molecula de CO_2 are o formă lineară, ca în figura 7, iar polarizabilitatea ei de-a lungul axei proprii este $\alpha_{\parallel} = 50,9 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$ dar pentru un câmp transversal pe axa proprie polarizabilitatea ei α_{\perp} este mai puțin de jumătate din α_{\parallel} .

Aplicând un câmp oarecare ce face unghiul θ cu axa proprie a moleculi, acesta se poate descompune în două componente, paralelă și perpendiculară pe axa moleculi:

$$E_{\parallel} = E \cdot \cos\theta, \quad E_{\perp} = E \cdot \sin\theta \quad (31)$$

care vor induce fiecare un moment:

$$p_{\parallel} = \alpha_{\parallel} \cdot \epsilon_0 \cdot E_{\parallel}, \quad p_{\perp} = \alpha_{\perp} \cdot \epsilon_0 \cdot E_{\perp}. \quad (32)$$

Aceste componente dau împreună momentul \mathbf{p} produs de câmpul \mathbf{E} . Din cauză că $\alpha_{\parallel} > \alpha_{\perp}$, \mathbf{p} nu va fi coliniar cu \mathbf{E} ci mai aproape de axa de ușoară polarizare ca în figura 7.

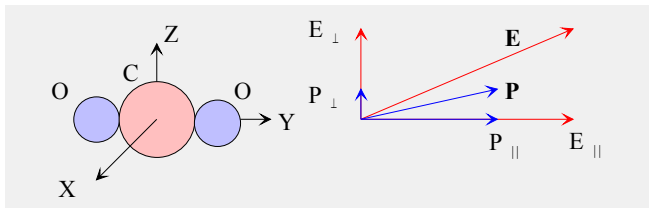


Figura 7. Molecula nepolară de bioxid de carbon, CO_2 .

Acest exemplu arată că polarizabilitatea unei molecule nu este un simplu număr ci un set de coeficienți care exprimă dependența liniară a componentelor vectorului \mathbf{p} de cele ale vectorului \mathbf{E} :

$$\begin{aligned} p_x &= \epsilon_0 (\alpha_{xx} E_x + \alpha_{xy} E_y + \alpha_{xz} E_z) \\ p_y &= \epsilon_0 (\alpha_{yx} E_x + \alpha_{yy} E_y + \alpha_{yz} E_z) \\ p_z &= \epsilon_0 (\alpha_{zx} E_x + \alpha_{zy} E_y + \alpha_{zz} E_z) \end{aligned} \quad (33)$$

Cei 9 coeficienți astfel definiți constituie **tensorul de polarizabilitate**.

Momente dipolare permanente

Anumite molecule sunt astfel construite încât au momente de dipol electric și în absența câmpului electric. Ele sunt nesimetrice, exemplul cel mai simplu fiind cel al moleculelor biatomice alcătuite din atomi diferiți, ca acidul clorhidric HCl, figura 8. Electronul atomului de hidrogen este deplasat către atomul de clor, apărând un exces de sarcină pozitivă către atomul de hidrogen și un exces de sarcină negativă către atomul de clor. Mărimea momentului dipolar care rezultă este de $3,43 \cdot 10^{-30}$ C·m, echivalentă cu deplasarea unui electron cu circa $1/5$ Å. Același moment se obține pentru un atom de hidrogen într-un câmp de circa 30 kV/cm.

Momentele dipolare permanente sunt mult mai mari decât momentele induse de câmpurile electrice uzuale. Motivul este legat de faptul că într-un atom câmpurile interne sunt de ordinul lui " $e/(4\pi\epsilon_0 r_0^2)$ " care este circa 10^{11} V/m, imens față de câmpurile electrice uzuale. Astfel de câmpuri ar rupe materia în bucăți ! De aceea este o deosebire netă între **moleculele polare**, cele care au moment dipolar propriu și **moleculele nepolare**, cele care nu au moment dipolar propriu.

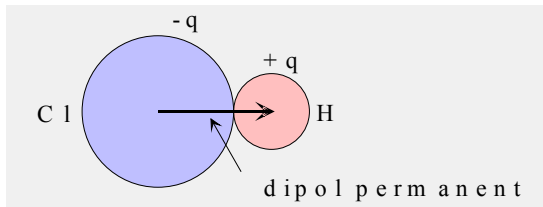


Figura 8. Molecula polară de acid clorhidric.

Comportarea unei substanțe polare ca dielectric este mult diferită de cea a substanțelor nepolare. Constanta dielectrică a apei este 80, ea fiind alcătuită din dipoli cu momentul $6,1 \cdot 10^{-30}$ C·m, față de constanta dielectrică a unui lichid nepolar tipic care este în jur de 2.

În substanța nepolară aplicarea unui câmp electric produce un mic moment dipolar în fiecare moleculă. În substanța polară avem deja dipoli orientați aleator, care se aliniază parțial în prezența câmpului electric.

Dacă toți dipolii dintr-un gaz ar fi aliniați ar exista o polarizare foarte mare a substanței. La temperaturi și câmpuri electrice obișnuite ciocnirile moleculelor, în mișcarea lor termică, împiedică alinierea și ca urmare polarizarea. Pentru a calcula polarizarea, se folosesc metodele fizicii statistice pentru găsirea gradului de aliniere a dipolilor. În stare de echilibru termic numărul de molecule N cu energia potențială W față de numărul de molecule N_0 cu energia potențială zero este:

$$N=N_0 \cdot e^{-W/(kT)} \quad (34)$$

unde "k" este constanta lui Boltzmann, iar "T" temperatura în grade Kelvin. Dacă W este energia potențială dependentă de orientare prin intermediul unghiului θ dintre direcția câmpului electric și dipol atunci:

$$W = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E} = -p \cdot E \cdot \cos\theta \quad (35)$$

și:

$$n(\theta) = n_0 \cdot e^{p \cdot E \cdot \cos\theta / (k \cdot T)} \cong n_0 \cdot (1 + p_0 \cdot E \cdot \cos\theta / (k \cdot T)) \quad (36)$$

unde valoarea mică a exponentului ne-a permis dezvoltarea în serie a exponențialei.

Putem găsi valoarea lui n_0 integrând $n(\theta)$ pe toate valorile lui θ , iar rezultatul trebuie să fie n , numărul total de molecule din unitatea de volum. Valoarea medie a lui $\cos\theta$ pentru toate unghiurile este zero, astfel că valoarea integralei este dată doar de primul termen din (36) și este n_0 înmulțit cu unghiul solid total 4π , de unde:

$$n_0 = n / (4\pi) \quad (37)$$

Valoarea medie a polarizării va fi în coordonate cilindrice, de-a lungul câmpului electric ca axă, pentru volumul unitar:

$$P = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \cdot n(\theta) \cdot p \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta \quad (38)$$

unde " $\sin\theta \cdot d\theta$ " apare de la coordonatele cilindrice, iar " $p \cdot \cos\theta$ " este componenta momentului de-a lungul direcției câmpului. Integrând după φ și folosind (36) și (37) avem:

$$P = (-n/2) \int_0^{\pi} [1 + pE \cos\theta / (k \cdot T)] \cdot \cos\theta \cdot d(\cos\theta) = n \cdot p^2 \cdot E / (3 \cdot k \cdot T) \quad (39)$$

Polarizarea este proporțională cu câmpul aplicat și invers proporțională cu temperatura, deoarece la temperaturi joase este o aliniere mai bună a dipolilor față de alinierea de la temperaturi mari. Această dependență de tip $1/T$ este numită legea lui Curie. Știind că:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (40)$$

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$$

găsim susceptibilitatea electrică:

$$\chi_e = P / (\epsilon_0 \cdot E) = n \cdot p^2 / (3 \cdot \epsilon_0 \cdot k \cdot T) \quad (41)$$

sau constanta dielectrică:

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e = 1 + n \cdot p^2 / (3 \cdot \epsilon_0 \cdot k \cdot T) \quad (42)$$

Relația (39) putea fi dedusă mai simplu presupunând că în absența câmpului electric, pe fiecare direcție a spațiului avem orientați $n/3$ dipoli, $n/6$ într-un sens și $n/6$ în sens contrar. Aplicând câmpul electric pe direcția câmpului avem $4/3$ dipoli orientați, dar în sensul câmpului $n_+ > n/6$ iar în sens contrar $n_- < n/6$. Știind diferența energiilor pentru cele două orientări:

$$\Delta W = W_- - W_+ = 2 \cdot p \cdot E \quad (43)$$

din legea de distribuție Boltzmann după energii avem:

$$n_- / n_+ = e^{-2pE / (k \cdot T)} \cong 1 - 2 p \cdot E / (k \cdot T) \quad (44)$$

unde dezvoltarea în serie a exponențialei s-a făcut fiindcă exponentul este mic ($2 \cdot p \cdot E \ll k \cdot T$). Polarizarea rezultantă se obține ca diferența dintre cele două orientări:

$$P = (n_+ - n_-) \cdot p = (1 - n_- / n_+) \cdot p \cdot n / 6 = n \cdot p^2 \cdot E / (3 \cdot k_B \cdot T) \quad (45)$$

În general susceptibilitatea electrică poate fi exprimată ca:

$$\chi_e = A + B/T \quad (46)$$

unde A este termenul independent de temperatură al polarizării de deplasare, iar B/T termenul polarizării de orientare al dipolilor permanenți din substanța respectivă.

FEROELECTRICITATEA

Efectul piezoelectric

Frații Pierre și Jaques Curie au observat în anul 1880 apariția sarcinilor electrice pe fața anumitor cristale (cuarț, SiO₂ cristalin) supuse solicitărilor mecanice (presiune, deformare). Mărimea sarcinii electrice este proporțională cu mărimea forței exercitate, iar sensul polarizării electrice a cristalului depinde de sensul acțiunii mecanice. Acesta este efectul piezoelectric direct (cauza este de natură mecanică, efectul produs este electric). Denumirea fenomenului provine de la cuvântul grecesc "piezo" care înseamnă "a apăsa".

Efectul piezoelectric direct apare când aplicăm o tensiune mecanică care conduce la redistribuirea sarcinilor electrice în volum, rezultând o polarizare electrică volumică și implicit o sarcină electrică indusă pe suprafață (cauza este de natură mecanică, efectul este electric).

Efectul piezoelectric invers se produce prin aplicarea unui câmp electric cristalului, având ca rezultat deformarea cristalului sau apariția unei forțe (cauza este electrică, efectul este mecanic).

Substanțele piezoelectrice se împart în două clase mari:

- **piezoelectrice liniare** (dependența polarizării electrice P de câmpul electric aplicat E este liniară).
- **feroelectrice** (depenența polarizării electrice P de câmpul electric aplicat E este neliniară, peste o anumită valoare a câmpului aplicat polarizarea rămâne constantă, se saturează).

Piezoelectrice liniari sunt cristale cu un anumit grad de asimetrie a structurii cristaline, esențial fiind să nu existe un centru de simetrie al sarcinilor electrice punctuale (ionii rețelei cristaline). Cel mai utilizat piezoelectric liniar este cuarțul (bioxidul de siliciu monocristalin). O gamă de utilizare mai restrânsă au sulfatul de litiu, dihidrofosfatul de amoniu (ADP prescurtat), tartratul dublu de potasiu și turmalina (borsilicatul natural de sodiu, calciu, magneziu și Al).

Materialele feroelectrice au o polarizare electrică internă dependentă de temperatură și diferită de zero în absența unui câmp electric extern, datorată ordonării dipolilor electrice elementari. Această ordonare se datorează interacțiunilor dintre atomii ce constituie rețeaua cristalină. Ea dispăre peste o anumită temperatură numită temperatură Curie. În general aceste materiale sunt divizate în domenii, adică zone în care polarizarea electrică are o singură orientare. Per ansamblu materialul apare nepolarizat din cauza orientării aleatoare a domeniilor. Pentru a prezenta proprietăți piezoelectrice

sau piroelectrice aceste materialele trebuiesc polarizate, adică prin aplicarea unui câmp electric intens și eventual încălzire se orientează polarizarea domeniilor din interiorul materialului pe direcția câmpului extern.

Primul material feroelectric studiat și folosit a fost tartratul dublu de sodiu și potasiu (sarea Seignette sau Rochelle) care are proprietăți piezoelectrice remarcabile, dar are și dezavantaje majore prin faptul că este higroscopică, iar temperatura Curie este practic la temperatura camerei (23°C). Alte materiale sub formă monocristalină sunt triglicinsulfatul (TGS), azotatul de potasiu, dihidrofosfatul de potasiu (KDP). Sub formă de ceramici se utilizează foarte mult titanatul de bariu (BaTiO_3) și titano-zirconații de plumb (PZT) care nu sunt influențați de umiditate, iar temperatura Curie poate depăși 400 °C la PZT.

Efectul piezoelectric stabilește o relație de tipul:

$$\text{Efect} = \text{coeficient piezoelectric} \times \text{Cauză}, \quad \text{între:}$$

mărimile mecanice:

$$- \text{deformarea relativă} \quad S = s/\ell, \quad [S]_{\text{SI}} = \text{m/m} \quad (1)$$

$$- \text{tensiunea mecanică} \quad T = F/A, \quad [T]_{\text{SI}} = \text{N/m}^2 \quad (2)$$

$$\text{cu} \quad T = Y \cdot S \quad \text{legea lui Hooke,} \quad (3)$$

și mărimile electrice:

$$- \text{intensitatea câmpului electric} \quad E = U/\ell, \quad [E]_{\text{SI}} = \text{V/m} \quad (4)$$

$$- \text{polarizarea electrică} \quad P = Q/A, \quad [P]_{\text{SI}} = \text{C/m}^2 \quad (5)$$

$$\text{cu} \quad D = \epsilon \cdot E = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E = \epsilon_0 \cdot E + P \quad (6)$$

unde: s = elongație, ℓ = lungime inițială, F = forță, A = suprafață,

Y = modulul de elasticitate al lui Young,

U = tensiune electrică, Q =sarcina, ℓ = distanța dintre armături,

D = inducția electrică, ϵ_0 permitivitatea electrică a vidului,

ϵ (ϵ_r) = permitivitatea electrică absolută (relativă) a materialului.

Efectul piezoelectric direct (cauză mecanică, efect electric), când măsurăm sarcina deplasată între armături, în condiția scurtcircuitării armăturilor, adică câmp electric zero (concret instrumentul care măsoară sarcina deplasată are o rezistență internă mică), prin aplicarea unei tensiuni mecanice T sau datorită unei deformări S ascultă de relațiile:

$$P = d \cdot T \quad \quad \quad P = e \cdot S \quad (7)$$

Coeficienții piezoelectrice " d " și " e " au unitățile de măsură:

$$[d]_{SI} = C/N = m/V \quad [e]_{SI} = C/m^2$$

și datorită legii lui Hooke sunt legați între ei de relația:

$$e = Y \cdot d \quad (8)$$

Dacă măsurăm tensiunea electrică generată pe materialul piezoelectric cu un instrument cu rezistență internă foarte mare (sarcina electrică deplasată prin circuit este zero), atunci relațiile care guvernează efectul piezoelectric sunt:

$$E = -h \cdot S \quad E = -g \cdot T \quad (9)$$

unde coeficienții piezoelecrici "g" și "h" au unitățile de măsură:

$$[g]_{SI} = m^2/C \quad [h]_{SI} = V/m = N/C$$

și sunt legați între ei de relațiile:

$$h = Y \cdot g \quad (10)$$

iar coeficienții "d" și "e" se raportează ca:

$$d = -\epsilon^T \cdot g \quad e = -\epsilon^S \cdot h \quad (11)$$

unde ϵ^T este permitivitatea electrică a materialului la tensiune mecanică zero (constantă), iar ϵ^S este permitivitatea electrică a materialului la deformare zero.

Efectul piezoelectric invers (cauză electrică, efect mecanic) ascultă de relațiile:

$$T = -e \cdot E \quad T = -h \cdot P \quad \text{la deformare } S=0 \quad (12)$$

$$S = d \cdot E \quad S = g \cdot P \quad \text{la tensiune } T=0 \quad (13)$$

Tabel cu proprietăți fizice ale materialelor piezoelectrice

Material → ↓ Mărime	BaTiO ₃	PbNb ₂ O ₆	PZT2	PZT-4	PZT-5H	Cuarț	Rochelle
ϵ^T / ϵ_0	1700	225	450	1300	3400	4,5	350
ϵ^S / ϵ_0	1260	-	260	635	1470		9,4
d_{33}	190	85	150	289	593	2,3	275
$d_{31}(10^{-12} \text{ C/N})$	-78	-9	-60	-123	-274	-3,4	-
d_{15}	260	-	440	496	741		30
e_{33}	17,5	-	9,0	15,1	23,3	0,17	3,00
$e_{31} \text{ (m}^2/\text{C)}$	-4,3	-	-1,9	-5,2	-6,5	-	-
e_{15}	11,4	-	9,8	12,7	17,0	0,08	0,16

Y_{33}^E	14,6	3,9	11,3	11,5	11,7		
$Y_{11}^E (10^{10} N/m^2)$	15,0	-	13,5	13,9	12,6		
Y_{33}^D	17,1	4,6	14,8	15,9	15,7		
Y_{11}^D	15,0	-	13,6	14,5	13,0		
$T_{Curie} (^{\circ}C)$	115	570	370	328	193		
$\rho (10^3 kg/m^3)$	5,7	6,0	7,6	7,5	7,5	2,65	1,77
$c (J/kg ^{\circ}C)$	500	-	420	420	420		
$k_{term} (W/m ^{\circ}C)$	3,5	-	2,1	2,1	1,5		
$E_{depol} (kV/cm)$	~4	>10	>10	>10	~4		
$P(10^{-6} C/cm^2)$	8	-	40	30	33		
k_{31}	-0,21	-0,045	-0,29	-0,33	-0,39	-	0,65
k_{33}	0,50	0,38	0,62	0,70	0,75	0,09	
k_{15}	0,48	-	0,70	0,71	0,67		

Avem o placă piezoelectrică de grosime $\ell=0,5$ mm și suprafață $A=L_1 \times L_2 = 20 \times 20 = 400mm^2$. Pe cele două fețe sunt depuși electrozi metalici, de obicei argint (figura 1). Aplicând o diferență de potențial între cei doi electrozi placa își mărește grosimea pe direcția câmpului electric (efectul piezoelectric longitudinal) și se contractă pe direcțiile transversale față de câmp (efectul piezoelectric transversal). Inversând tensiunea aplicată se inversează și sensul deformațiilor.

Direcția verticală, a grosimii plăcii, este direcția Oz, indice asociat 3. Direcția orizontală este Ox, a lungimii plăcii, indice asociat 1. Relațiile care descriu fenomenul vor fi:

$$S_3 = d_{33} \cdot E_3 \qquad S_1 = d_{31} \cdot E_3 \qquad (14)$$

Coeficienții piezoelectrici pentru cuarț $d_{33} \cong d_{31} = 2,2 \cdot 10^{-12} C/N$ au valori apropiate, iar pentru ceramica PZT $d_{33} = 150 \cdot 10^{-12} C/N$ și $d_{31} = -60 \cdot 10^{-12} C/N$. Ținând cont că:

$$E_3 = U/\ell \qquad S_3 = s_3/\ell \qquad S_1 = s_1/L \qquad (15)$$

putem rescrie relațiile precedente pentru deformațiile absolute ca:

$$s_3 = d_{33} \cdot U \qquad s_1 = d_{31} \cdot U \cdot L/\ell \qquad (16)$$

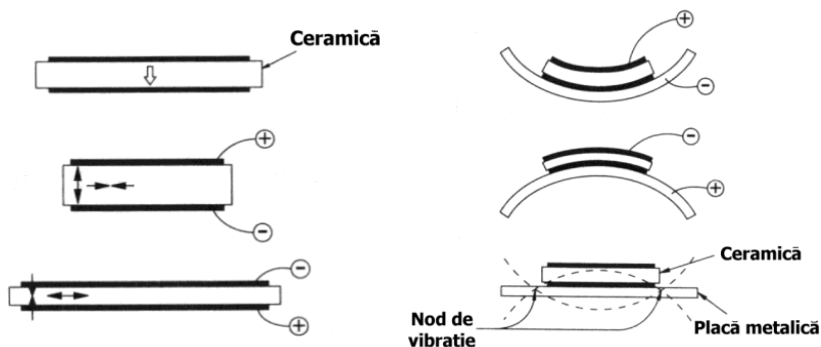


Figura 1. Efecte piezoelectrice inverse, transversal și longitudinal.

Efectul transversal este mai puternic decât cel longitudinal de aproape L/ℓ ori ($20/0,5=40$ ori). Pentru o tensiune $U=1V$, deformarea absolută are valori de la $10^{-12}m$ (cuarț longitudinal) până la $10^{-9}m$ (PZT, transversal). Lipind placa piezoelectrică pe o membrană metalică, sistemul obținut va oscila ca în figura 1, în special datorită efectului piezoelectric transversal.

Dispozitive piezoelectrice

Placa piezoelectrică din punct de vedere electric este un condensator cu capacitatea C_0 . Aplicarea unei tensiuni U dispozitivului va determina încărcarea condensatorului cu sarcina:

$$Q_1 = C_0 \cdot U \quad (17)$$

dar și apariția unei tensiuni mecanice în placă datorită câmpului electric creat (cauză electrică generează efect mecanic):

$$T = e \cdot E \quad F/A = e \cdot U / \ell \quad F = U \cdot e \cdot A / \ell \quad (18)$$

Forța apărută pune în mișcare sistemul care are masa " m " (generează o forță de inerție " $m \cdot ds^2/dt^2$ "), elasticitatea " k " (generează forța elastică " $k \cdot s$ ") și eventual pierderi " r " (generează forța disipativă " $r \cdot ds/dt$ "):

$$F = k \cdot s + r \cdot ds/dt + m \cdot d^2s/dt^2 \quad (19)$$

Deformarea rezultată din acțiunea forței va determina circulația prin sistemul electric a unei sarcini suplimentare Q_2 (cauza este mecanică, o deformare, efectul electric, o polarizare) datorită polarizării cristalului prin efect piezoelectric:

$$P = e \cdot S \quad Q_2/A = e \cdot s / \ell \quad Q_2 = s \cdot e \cdot A / \ell \quad (20)$$

Notând " $a = e \cdot A / \ell$ " **factorul de cuplaj electromecanic**, putem transforma relația forței într-o relație de mărimi electrice:

$$U = Q_2 / C + R \cdot i_2 + L \cdot di_2 / dt \quad (13)$$

$$\text{unde: } C = a^2 / k, \quad R = r/a^2, \quad L = m/a^2 \quad (21)$$

Fiindcă sarcina totală absorbită de la sursă este:

$$Q = Q_1 + Q_2 \quad (22)$$

sau derivând după timp avem o relație între curenți:

$$i = i_1 + i_2 \quad (23)$$

care determină schema electrică a oscilatorului piezoelectric, capacitatea proprie a plăcii piezoelectrice C_0 în paralel cu circuitul rezonant RLC, în care mărimile electrice R , L și C sunt determinate de proprietățile mecanice ale sistemului și de factorul de cuplaj electromecanic "a".

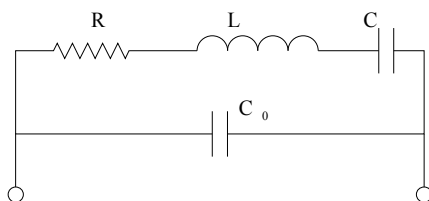


Figura 2. Schema echivalentă a rezonatorului piezoelectric.

Feroelectricitatea

O ceramică feroelectrică este constituită din domenii minuscule, fiecare comportându-se ca un mic dipol electric. În interiorul domeniilor feroelectrice dipolii elementari sunt aliniați după o singură direcție de forțele de interacțiune dintre atomi. Astfel apare o polarizare electrică diferită de zero în absența unui câmp extern, **polarizarea spontană**.

Peste o anumită temperatură, cunoscută ca temperatura Curie, domeniile nu au moment de dipol electric. Sub temperatura Curie, în materialul proaspăt preparat, orientarea dipolilor electrici corespunzător domeniilor este aleatoare astfel că materialul în ansamblul său apare ca nepolar. Dacă materialul este încălzit peste temperatura Curie și i se aplică un câmp electric, dipolii tind să se alinieze de-a lungul câmpului aplicat. Coborând temperatura cu menținerea câmpului, iar în final întrerupând câmpul când se ajunge la temperatura camerei, dipolii rămân fixați pe pozițiile lor dând naștere unei **polarizări remanete** (care rămâne) a materialului ceramic.

Pentru realizarea practică a procesului de polarizare se depun electrozi pe fețele opuse ale materialului. Sarcina de pe suprafața ceramicii este fixată în structura rețelei cristaline, dar sarcina de pe electrozi, egală în modul și opusă ca semn

cele din ceramică, este liberă să se miște. În acest mod electrodul aflat la polul pozitiv al sursei externe va acumula o sarcină pozitivă, iar cel de la polul negativ o sarcină negativă. Mărimea sarcinii de pe suprafață este determinată de sarcinile interne materialului, mai precis de momentul de dipol (produsul dintre valoarea sarcinilor opuse ca semn și distanța dintre ele). Momentul de dipol al materialului este:

$$M = P \cdot A \cdot g \quad (24)$$

unde "P" –polarizarea, momentul de dipol al unității de volum,

"A" aria electrozilor,

"g" este distanța dintre electrozi, grosimea materialului ceramic.

Pe suprafața materialului polarizat apare sarcina "Q_s" care are momentul dipolar:

$$M = Q_s \cdot g \quad (25)$$

Din ecuațiile (24), (25) pentru momentul de dipol total deducem relația:

$$Q_s = P \cdot A \quad (26)$$

Măsurarea polarizării se reduce la măsurarea sarcinii Q_s deplasate prin circuitul electric.

Polarizarea spontană depinde de temperatură ca în figura 3. La temperaturi joase dipolii elementari sunt mai bine aliniați pe direcția de ușoară polarizare, iar cu cât temperatura crește, crește și dezordinea din sistem, alinierea dipolilor elementari fiind din ce în ce mai proastă. Peste temperatura Curie, temperatura tranziției din faza feroelectrică în faza paraelectrică, polarizarea spontană a materialului dispare.

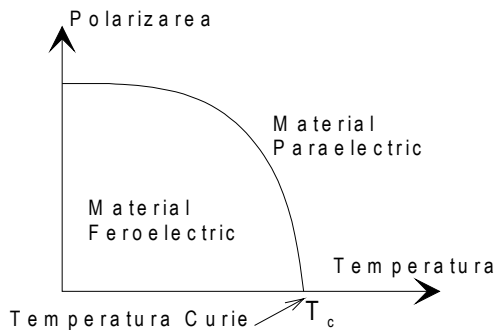


Figura 3. Variația cu temperatura a polarizării spontane la feroelectrici.

Piroelectricitatea

Efectul piroelectric apare din cauza modificării polarizării cristalului în funcție de temperatură, schimbare ce se poate datora creșterii dezordinii în orientarea dipolilor elementari după direcția de polarizare macroscopică datorită creșterii temperaturii sau modificării valorii momentului dipolar elementar.

Dependența polarizării de temperatură este ilustrată în figura 3, iar coeficientul piroelectric al materialului "p" este dat de derivata polarizării după temperatură:

$$p = -dP/dT \quad [p]_{SI} = C/(m^2 \cdot K) \quad (27)$$

Materialul ceramic uzual folosit este un titanat de zirconiu și plumb (PZT) astfel dopat încât să i se optimizeze proprietățile conform cerințelor detectoarelor IR. El este insensibil la apă și foarte robust astfel că poate fi manipulat și procesat conform tehnologiilor de producție de masă similare cu cele folosite la dispozitivele semiconductoare. Materialul are o temperatură Curie ridicată, putând opera până la 100°C, responsivitatea fiind slab dependentă de temperatură.

Tabel cu proprietăți ale materialelor piroelectrice

Material => Proprietăți	PZ	LT	TGS	PVDF	SBN
$p [10^{-4}C/(m^2 K)]$	3,5	1,8	2,8	0,3	6,5
ϵ_r	250	54	38	10	380
$tg\delta$	0,005	0,003	0,01	0,03	0,003
$c [J/(m^3 K)]$	2,6	3,3	2,3	2,4	2,3
$T_c [^\circ C]$	200	620	49	>100	116
$\rho [\Omega m]$	$10^8 - 10^{11}$	10^{13}	10^{13}	10^{14}	10^{10}

Prescurtările folosite înseamnă:

- PZ - zirconat de plumb (ceramică),
- LT - tantalat de litiu (cristal),
- TGS - sulfat de triglicină (monocristal),
- PVDF - difluorură de poliviniliden (material plastic, folie),
- SBN - niobat de stronțiu și bariu (monocristal).

Importanța efectului piroelectric pentru detecția radiației IR a fost scoasă în evidență de către Putley în articolele sale din anii 70.

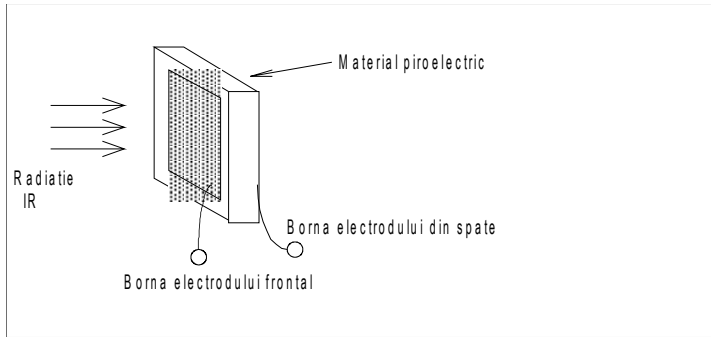


Figura 4. Senzor piroelectric pentru radiație infraroșie (IR).

Radiația incidentă încălzește detectorul, temperatura acestuia se modifică, odată cu ea și polarizarea electrică cu o cantitate determinată de coeficientul piroelectric și de variația temperaturii:

$$\Delta P = p \cdot \Delta T \quad (28)$$

Schimbarea polarizării se manifestă ca o sarcină electrică suplimentară pe capacitatea electrică a senzorului piroelectric. Tipic este vorba de o sarcină de ordinul a 10^{-16} C pe o capacitate de 10pF. Astfel creșterea temperaturii materialului reduce sarcina legată de suprafața dielectricului și în consecință va determina prin influență modificarea sarcinilor electrice de pe electrozii dispozitivului conform relației :

$$Q = C \cdot U \quad (29)$$

unde Q este sarcina electrică,
 C capacitatea electrică a senzorului,
 U diferența de potențial dintre electrozi.

Această sarcină se disipă (scurge) prin circuitul electronic la care este conectat senzorul.

Mărimea sarcinii libere este legată de coeficientul piroelectric "p" care reprezintă rata cu care se schimbă polarizarea cu temperatura . Coeficientul piroelectric "p" este și el dependent de temperatură. Pentru o modificare mică de temperatură dT , sarcina generată este :

$$dQ = p \cdot A \cdot dT \quad (30)$$

și dă naștere unei diferențe de potențial:

$$dU = dQ/C_E = p \cdot A \cdot dT / C_E \quad (31)$$

unde C_E este capacitatea electrică dintre electrozi :

$$C_E = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A / g \quad (32)$$

unde ϵ_0 – este constanta dielectrică a vidului și
 ϵ_r – constanta dielectrică relativă de semnal mic a materialului.

Chiar polarizat fiind la bornele unui detector piroelectric nu vom putea măsura ușor o tensiune electrică fiindcă polarizarea electrică internă este rapid anulată de sarcina de pe armături care se acumulează din cauza rezistențelor electrice finite plasate în paralel cu capacitatea senzorului (rezistența electrică internă finită a materialului piroelectric, rezistența electrică de suprafață care în general depinde de umiditatea mediului, rezistența electrică internă a aparatului de măsură). Din această cauză detectorul piroelectric se utilizează în special la măsurarea variațiilor de temperatură datorate modificărilor din fluxul de radiație infraroșie ce cade pe el.

Răspunsul termic al senzorilor piroelectrici

Pentru maximizarea semnalului detectorului elementul sensibil se face cât mai subțire. Acest fapt implică o schimbare mai mare de temperatură a senzorului pentru aceeași radiație incidentă. Considerăm că senzorul primește din exterior un fascicul de radiație IR incidentă ce variază sinusoidal în timp cu pulsația ω , de putere W (în W r.m.s.) pe unitate de suprafață:

$$W = W_0 \cdot e^{j\omega t} \quad (33)$$

Modificarea temperaturii detectorului depinde de fracția din radiația incidentă absorbită de detector (η - emisivitatea suprafeței), de capacitatea calorică a detectorului H și de conductanța termică G de la detector la capsula sa (mediul înconjurător) considerată ca având o capacitate calorică mare și în consecință temperatură practic constantă. Capacitatea termică a elementului sensibil este :

$$H = m \cdot c = \rho \cdot A \cdot g \cdot c \quad (J/K) \quad (34)$$

unde: ρ – este densitatea materialului piroelectric,
 g – grosimea senzorului,
 c – căldura specifică.

Suprafața frontală a senzorului are o conductanță termică prin radiație:

$$G' = \eta' \cdot 4 \cdot \sigma \cdot T^3 \cdot A \quad (W/K) \quad (35)$$

iar suprafața dorsală are conductanța

$$G'' = \eta'' \cdot 4 \cdot \sigma \cdot T^3 \cdot A \quad (W/K) \quad (36)$$

unde: η – este emisivitatea suprafeței și
 σ – constanta Stefan-Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} W/(m^2 \cdot K^4)$).

Suprafața frontală a detectorului este de obicei acoperită cu o substanță neagră (negru de fum, pulberi metalice foarte fine, oxizi, etc.) pentru a absorbi cât mai eficient radiația infraroșie. Din această cauză cele două suprafețe ale senzorului

au emisivitățile diferite. Conductanța termică globală va fi $G = G' + G''$, la care se adaugă conductanța prin terminale.

Radiația incidentă $W_o \cdot e^{j\omega \cdot t}$ determină răspunsul termic al detectorului descris de relația bilanțului energetic al senzorului:

$$\begin{aligned} & \text{Energia primită în intervalul de timp "dt"} = \eta \cdot W_o \cdot e^{j\omega \cdot t} \cdot dt = \\ & = \text{Energia folosită pentru încălzirea sa } H \cdot d\Delta T + \\ & + \text{Energia pierdută prin conducție termică } G \cdot \Delta T \cdot dt \\ & H \cdot d\Delta T/dt + G \cdot \Delta T = \eta \cdot W_o \cdot e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (37)$$

unde ΔT este diferența de temperatură dintre senzor și capsulă.

Modificarea temperaturii detectorului se face cu frecvența cu care variază radiația infraroșie. Punând $\Delta T = \Delta T_o \cdot e^{j\omega t}$ și rezolvând (37) pentru ΔT_o , obținem:

$$\Delta T_o = \eta \cdot W_o / (j\omega \cdot H + G) \quad (38)$$

Pentru modulul variației de temperatură a senzorului relația (38) devine:

$$|\Delta T_o| = \eta \cdot (W_o / G) / (1 + 4 \cdot \pi^2 \cdot \tau^2 / T^2)^{1/2} \quad (39)$$

unde: $\tau = H/G$ este **timpul de răspuns termic** al senzorului,
 $T = 2\pi/\omega$ este perioada semnalului incident.

Pentru frecvențele joase (T mare față de τ) excursia de temperatură a senzorului este maximă și limitată ca valoare doar de conductivitate:

$$|\Delta T_o| \approx \eta \cdot (W_o / G) \quad (40)$$

Pentru frecvențe înalte (T mic față de τ), termenul unitar de la numitor este neglijabil și excursia de temperatură devine:

$$|\Delta T_o| \approx \eta \cdot W_o / (H \cdot \omega) \quad (41)$$

limitată de capacitatea termică a senzorului "H" și invers proporțională cu frecvența semnalului incident.

Dacă ne interesează răspunsul senzorului la un semnal treaptă, adică cum variază temperatura senzorului dacă la momentul $t=0$ aplicăm o putere "W" de radiație infraroșie, atunci relația (37) devine:

$$H \cdot d\Delta T/dt + G \cdot \Delta T = \eta \cdot W \quad (42)$$

Soluția ecuației (42) este:

$$\Delta T = \Delta T_o \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad \Delta T_o = \eta \cdot W/G \quad (43)$$

Senzorul își atinge temperatura de echilibru după circa 3 constante de timp termic " τ " (eroare mai mică de 5%) și valoarea maximă a variației de temperatură este limitată de conductivitatea termică "G".

Constanta dielectrică pentru materialele feroelectrice

Manifestarea proprietăților feroelectrice în constanta dielectrică a materialelor (permitivitatea electrică relativă) este mai ușor de măsurat decât polarizarea electrică. În fază paraelectrică constanta dielectrică are o dependență de temperatură de tipul:

$$\epsilon_r \approx \text{const.} / (T - T_C) \quad (44)$$

unde T_C este temperatura Curie a tranziției de fază de la paraelectric la feroelectric. Acest tip de comportare se datorează agitației termice care nu permite alinierea perfectă a dipolilor elementari după câmpul extern.

La temperatura T_C apare așa numita ***catastrofă de polarizare***, când constanta dielectrică diverge datorită apariției ***polarizării spontane*** și materialul devine feroelectric. Sub această temperatură dependența polarizării materialului de câmpul electric extern nu mai este liniară. Aplicând un câmp electric extern se modifică dimensiunile domeniilor feroelectrice (cele în care dipolii elementari sunt orientați după o singură direcție). Domeniile care au polarizarea paralelă cu câmpul vor crește ca dimensiune, celelalte vor scădea. Această creștere se manifestă până când întreg materialul este un singur domeniu cu polarizarea orientată paralel cu câmpul extern, în continuare polarizarea nu mai poate crește. Pentru câmpuri externe slabe constanta dielectrică va avea o comportare după temperatură similară relației (44):

$$\epsilon_r \approx \text{const.} / |T - T_C| \quad (45)$$

Reprezentând grafic ***inversul constantei dielectrice*** în funcție de temperatură se obțin două drepte cu pante de semn opus (ca un "V"). Prin extrapolarea porțiunilor liniare se poate determina temperatura de tranziție Curie.

TEME SPECIALE

MODELUL ELECTRONILOR CVASILIBERI

Cel mai simplu model ce descrie comportarea electronilor în solid este cel al electronilor liberi într-o cutie de potențial, aplicabil metalelor. Pentru cazul unidimensional, al unei gropi de potențial de lungime L (macroscopică, dimensiunea unei bucății de metal), funcția de undă asociată electronilor este cea a unei unde plane:

$$\Psi_k(x) = A \cdot e^{ik \cdot x},$$

unde numărul de undă " k " este legat de dimensiunea gropii prin relația:

$$k = \pm 2n\pi/L, \quad n \in \mathbf{N}.$$

Lungimea " L " fiind foarte mare (la nivel cuantic), valorile lui " k " sunt foarte apropiate și implicit valorile energiei particulei vor fi foarte apropiate, putându-se considera că mișcarea electronului în interiorul metalului este similară cu cea a electronului în spațiul liber, salturile de pe un nivel de energie pe altul vecin fiind prea mici pentru a genera efecte observabile la **temperaturile uzuale**.

În interiorul materialelor cristaline (metale, semiconductori, izolatori) electronii simt un potențial periodic datorat ionilor aflați în nodurile rețelei cristaline. O rafinare a modelului precedent suprapune peste potențialul cutiei un potențial periodic care în cazul unidimensional este:

$$V(x) = 2 \cdot V \cdot \cos qx = V \cdot (e^{iqx} + e^{-iqx}) \quad q = 2\pi/a, V < 0 \quad (1)$$

cu " a " distanța dintre ionii vecini. Potențialul V este negativ, adică generează o forță de atracție a electronului către locul în care se află ionul pozitiv.

Potențialul fiind considerat mic, electronii cvasiliberi, funcția lor de undă este o undă plană perturbată de prezența altor unde plane:

$$\Psi_k(x) = a_k \cdot e^{ik \cdot x} + a_{k+q} \cdot e^{i(k+q) \cdot x} + a_{k-q} \cdot e^{i(k-q) \cdot x} + \dots \quad (2)$$

o descompunere în serie Fourier după o bază de funcții cu periodicitatea rețelei. Aplicând ecuația Schrodinger funcției de undă:

$$-\left[\hbar^2 / (2m)\right] (\partial^2 \Psi / \partial x^2) + V(x) \cdot \Psi = E \cdot \Psi \quad (3)$$

cu notațiile:

$$\begin{aligned} E_{ok} &= \hbar^2 k^2 / (2m) \\ E_{ok-q} &= \hbar^2 (k-q)^2 / (2m) \\ E_{ok+q} &= \hbar^2 (k+q)^2 / (2m) \end{aligned} \quad (4)$$

pentru energia electronului liber, neperturbat și E_k -energia actuală a electronului ,obținem:

$$\begin{aligned} & [(E_{ok}-E_k) \cdot a_k + V \cdot (a_{k-q} + a_{k+q})] \cdot e^{i \cdot k \cdot x} + \\ & + [(E_{ok+q}-E_k) \cdot a_{k+q} + a_k \cdot V] \cdot e^{i \cdot (k+q) \cdot x} + \\ & + [(E_{ok-q}-E_k) \cdot a_{k-q} + a_k \cdot V] \cdot e^{i \cdot (k-q) \cdot x} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

relație care trebuie să fie valabilă oricare ar fi x , ceea ce implică anularea coeficienților exponențialelor, adică:

$$\begin{aligned} (E_{ok}-E_k) \cdot a_k + V \cdot (a_{k-q} + a_{k+q}) &= 0 \\ (E_{ok+q}-E_k) \cdot a_{k+q} + V \cdot a_k &= 0 \\ (E_{ok-q}-E_k) \cdot a_{k-q} + V \cdot a_k &= 0 \dots \end{aligned} \quad (6)$$

La modul general un sistem infinit de ecuații liniare și omogene pentru coeficienții a_k, a_{k+q}, \dots . Din ultima ecuație din sistemul (6) putem scrie:

$$a_{k-q} = V \cdot a_k / (E_k - E_{ok-q}) \quad (7)$$

care ne arată că doar atunci când energia electronului cvasiliber E_k se apropie de valoarea energiei electronului liber E_{ok-q} , coeficientul a_{k-q} devine semnificativ, în rest el având valori neglijabile ($\sim V$). Acest lucru se întâmplă când numărul de undă k tinde la $q/2$:

$$E_k = E_{ok-q} \Rightarrow k^2 = (k-q)^2 \quad \Rightarrow k = q/2$$

Neglijând toți coeficienții cu excepția lui a_{k-q} sistemul (6) se reduce la:

$$\begin{aligned} (E_{ok} - E_k) a_k + V a_{k-q} &= 0 \\ (E_{ok-q} - E_k) a_{k-q} + V a_k &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Sistemul (8) fiind omogen va avea soluții nebanale ($\neq 0$) dacă determinantul coeficienților săi este zero:

$$\begin{vmatrix} E_{ok} - E_k & V \\ V & E_{ok-q} - E_k \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

ecuație de gradul 2 pentru energia electronului E_k , cu soluțiile:

$$E_k = [(E_{ok} + E_{ok-q})/2] \pm |V| [1 + (E_{ok} + E_{ok-q})^2 / (4V^2)]^{1/2} \quad (10)$$

Chiar în $k=q/2=\pi/a$ avem $E_k=E_{ok} \pm |V|$, ceea ce ne spune că în acest punct curba energiei în funcție de impuls ($p=\hbar k$) are o discontinuitate. Pentru valori ale lui k imediat sub valoarea $q/2$ energia este $E_k=E_{ok} -|V|$, iar pentru valori ale lui k

imediat peste $q/2$ energia electronului este $E_k = E_{ok} + |V|$. În acest fel apare o zonă fără nivele de energie pentru electroni, zonă interzisă, cât este amplitudinea potențialului periodic, $2|V|$. Folosind relația (7) pentru determinarea coeficientului a_{k-q} împreună cu relația pentru energie (11) obținem:

$$\begin{aligned} a_{k-q} &= a_k & (k \leq q/2) \\ a_{k-q} &= -a_k & (k \geq q/2) \end{aligned} \quad (12)$$

iar funcțiile de undă corespunzătoare vor fi:

$$\begin{aligned} \Psi(k \leq q/2) &= a_k (e^{iqx/2} + e^{-iqx/2}) = 2a_k \cos(\pi x/2) \\ \Psi(k \geq q/2) &= a_k (e^{iqx/2} - e^{-iqx/2}) = 2ia_k \sin(\pi x/2) \end{aligned} \quad (13)$$

Densitatea de probabilitate a electronilor este:

$$\begin{aligned} d(k \leq q/2) &= |\Psi|^2 = 4 \cdot a_k^2 \cdot \cos^2(\pi x/2) \\ d(k \geq q/2) &= |\Psi|^2 = 4 \cdot a_k^2 \cdot \sin^2(\pi x/2) \end{aligned} \quad (14)$$

aratând că pentru $k \leq q/2$ electronii se localizează lângă ionii pozitivi (energie potențială minimă), iar pentru $k \geq q/2$ electronii se localizează la mijlocul distanței dintre ioni (energie potențială maximă).

O particulă liberă are $E_{ok} = \hbar^2 k^2 / (2m)$ și putem defini masa ei ca:

$$m = \hbar / (\partial^2 E_{ok} / \partial k^2) \quad (15)$$

În cazul electronilor cvasiliberi, în apropierea valorii $k=q/2$ putem rescrie relația (10) ca:

$$E_k = \hbar^2 [k^2 + (k-q)^2] / (4m) \pm |V| [1 + \hbar^2 q^2 \hbar^2 (2k-q)^2 / (16m^2 V^2)]^{1/2} \quad (16)$$

sau ținând cont că $2k - q \cong 0$ și $(1+x)^{1/2} \cong 1+x/2$ (serie Taylor) avem:

$$E_k \cong \hbar^2 [k^2 + (k-q)^2] / (4m) \pm |V| [1 + \hbar^2 q^2 \hbar^2 (2k-q)^2 / (32m^2 V^2)]^{1/2} \quad (17)$$

de unde folosind relația (15) cu notația $E_o = \hbar^2 (q/2)^2 / 2m$ și în aproximația $2E_o / |V| \gg 1$, găsim:

$$\begin{aligned} m^* &= m / (1 - 2E_o / |V|) \cong -m |V| / (2E_o), & k \leq q/2 \\ m^* &= m / (1 + 2E_o / |V|) \cong m |V| / (2E_o), & k \geq q/2 \end{aligned} \quad (18)$$

Se observă că la marginea benzii inferioare de energie masa efectivă a electronului este negativă și mai mică în valoare absolută decât masa electronului liber. La marginea benzii superioare de energie masa electronului este pozitivă și mai mică decât masa electronului liber. Acest comportament al electronului este cauzat de interacțiunea lui cu potențialul periodic al rețelei

cristaline. (Vezi exemplul cu mașinuțele care trase un pic înapoi se mișcă înainte lăsate libere).

În analogie cu mișcarea particulei libere se poate defini viteza ei ca:

$$v = (1/\hbar) \partial E / \partial k \quad (19)$$

Formula (19) aplicată energiei electronului cvasilibere în $k=q/2$ ne duce la valoarea zero a vitezei. Rezultat previzibil prin faptul că se formează o undă staționară prin suprapunerea unei directe și inverse ca în relația (13).

Ocuparea benzilor. Metale și izolatori

Fiindcă lungimea gropii de potențial se poate scrie ca:

$$L=N \cdot a$$

unde N este numărul de atomi, atunci între $k=-\pi/a$ și $k=q/2=\pi/a$ avem N stări de energie:

$$k = \pm 2 \cdot n \cdot \pi / L$$

$$L=N \cdot a \quad \Rightarrow \quad n = N/2 \quad (20)$$

$$k=\pi/a$$

Fiindcă fiecare stare energetică poate fi ocupată de doi electroni cu spini opuși rezultă $2N$ stări cuantice. Dacă atomii din rețea sunt monovalenți, cei N electroni ocupă doar jumătate din stările cuantice, rămânând stări libere materialul va fi metalic, electronii putându-se mișca sub acțiunea unui câmp electric.

Dacă atomii din rețea sunt bivalenți, banda de energie va fi complet plină, materialul va fi izolator sau semiconductor, fiindcă pentru excitarea unui electron este necesară o energie cel puțin egală cu mărimea zonei interzise.

Pentru aflarea **densității de stări** definită ca număr de stări cuantice din unitatea de volum și pe unitatea de interval de energie, ne folosim de ipoteza lui Plank care spune că în spațiul fazelor (\mathbf{r} și \mathbf{p} , 6 dimensiuni) cel mai mic volum este h^3 . Numărul de stări cuantice din volumul elementar din spațiul fazelor este:

$$dS = 2 \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z / h^3 \quad (21)$$

unde multiplicarea cu 2 apare datorită spinului electronic. Fiindcă:

$$dx \cdot dy \cdot dz = dV$$

$$dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z = 4 \cdot \pi \cdot p^2 \cdot dp \quad (22)$$

iar energia cinetică este:

$$E=p^2/2m \Rightarrow p=(2mE)^{1/2} \text{ și } dE = p \cdot dp/m$$

atunci:

$$dS = (8\pi/h^3) \cdot m \cdot (2mE)^{1/2} \cdot dE \cdot dV \quad (23)$$

de unde densitatea de stări este:

$$D(E)=dS/(dVdE)=(8\pi/h^3) m(2mE)^{1/2} \quad (24)$$

Funcția de distribuție

Ocuparea stărilor se face de către electroni conform funcției de distribuție Fermi-Dirac:

$$f(E)=1/(e^{(E-F)/(kT)} + 1) \quad (25)$$

care ne spune care este probabilitatea de ocupare a nivelului cu energia E, la temperatura T (k =constanta Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), F fiind energia nivelului Fermi (practic media aritmetică a energiei ultimului nivel ocupat cu primul nivel liber, riguros energia pentru care probabilitatea de ocupare este 1/2). Pentru semiconductori energia E – F fiind mare (>0,1eV) comparativ cu energia termică kT (~25 meV la 27°C) se poate neglija termenul unitate de la numitor față de exponențială, iar funcția de distribuție devine:

$$f(E)=e^{-(E-F)/kT} \quad (26)$$

funcția de distribuție clasică Boltzmann. Numărul de electroni din unitatea de volum din banda de conducție a semiconductorului se obține integrând după energiile din bandă produsul dintre densitatea de stări și funcția de distribuție:

$$n = \int D(E) \cdot f(E) \cdot dE = \int (8\pi/h^3) \cdot m \cdot (2m)^{1/2} \cdot (E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-(E-F)/(kT)} \cdot dE \quad (27)$$

În formula densității de stări (24) s-a ținut seama că energia cinetică este zero la fundul benzii de conducție (E_c), iar integrarea s-a extins până la infinit (și nu până la vârful benzii de conducție) pentru simplificarea tratării matematice, influența asupra rezultatului fiind neglijabilă datorită factorului exponențial care scade foarte rapid cu creșterea energiei. Făcând schimbarea de variabilă:

$$x = (E - E_c)/(kT) \quad (28)$$

și dând factor în fața integralei mărimile care nu depind de x avem:

$$n = 4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m \cdot k \cdot T/h^2)^{3/2} \cdot e^{(F-E_c)/(kT)} \cdot \int x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx \quad (29)$$

Valoarea integralei este $\pi^{1/2}/2$ (funcția $\Gamma(3/2)$), de unde concentrația electronilor de conducție este:

$$n = 2(2\pi m \cdot k_B \cdot T/h^2)^{3/2} \cdot e^{(F-E_c)/(kT)} = N_c \cdot e^{(F-E_c)/(kT)} \quad (30)$$

unde N_c poartă numele de densitate efectivă de stări în banda de conducție.

Pentru aflarea concentrației golurilor, definite ca locuri rămase neocupate în banda de valență a semiconductorului, vom ține seama de funcția de distribuție a electronilor pe care o scădem din 1 (gradul maxim de ocupare a unui nivel electronic) pentru a obține funcția de distribuție a golurilor:

$$f_h(E) = 1 - f_c(E) = 1 - 1/(e^{(E-F)/kT} + 1) = e^{(E-F)/kT}/(e^{(E-F)/kT} + 1) \quad (31)$$

Fiindcă energia $E - F$ ($< -0,1$ eV) este mult mai mare în valoare absolută decât energia termică kT ($\sim 0,025$ eV, la 300K), se poate neglija termenul exponențial de la numitor față de unitate, iar funcția de distribuție a golurilor în banda de valență devine:

$$f_h(E) = e^{(E-F)/kT} \quad (32)$$

Numărul golurilor din banda de valență din unitatea de volum a semiconductorului se obține integrând după toate valorile energiilor din banda de valență ($-\infty$ la E_v) produsul dintre densitatea de stări din bandă și funcția de distribuție:

$$p = \int D(E) \cdot f_h(E) \cdot dE = 4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m/h^2)^{3/2} \cdot \int (E_v - E)^{1/2} e^{(E-F)/kT} dE \quad (33)$$

unde s-a ținut seama că energia cinetică a electronilor de valență se anulează la vârful benzii de valență. Facând schimbarea de variabilă:

$$x = (E_v - E) / (k \cdot T) \quad (34)$$

cu modificarea corespunzătoare a limitelor de integrare (plus inversarea lor) obținem:

$$p = 4\pi \cdot (2m \cdot k \cdot T/h^2)^{3/2} \cdot e^{(E_v - F)/(kT)} \int x^{1/2} e^{-x} dx \quad (35)$$

sau ținând seama de valoarea integralei ($\pi^{1/2}/2$) avem:

$$p = 2(2\pi \cdot m \cdot k \cdot T/h^2)^{3/2} e^{(E_v - F)/(kT)} = N_v \cdot e^{(E_v - F)/(kT)} \quad (36)$$

unde N_v poartă numele de densitate efectivă de stări în banda de valență. De menționat că în relațiile (30) și (36) masa electronului este cea din bandă (masa efectivă) și nu masa electronului liber.

Dacă se face produsul concentrațiilor purtătorilor de sarcină pozitivă și negativă se obține:

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{(E_v - E_c)/(kT)} = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E/(kT)} = n_i^2(T) \quad (37)$$

legea acțiunii maselor, relație de bază pentru înțelegerea comportării semiconductorilor. În această lege se vede că produsul concentrațiilor nu depinde de poziția nivelului Fermi, care nu mai apare în relație, ci doar de mărimea zonei interzise $\Delta E = E_c - E_v$ și de temperatură. Această relație este valabilă atunci când semiconductorul se găsește în condiții de echilibru. Ea poate fi un criteriu după care să putem spune dacă materialul semiconductor se găsește sau nu în condiții de echilibru.

Poziția nivelului Fermi se determină din condiția de conservare a numărului de particule. Dacă semiconductorul se impurifică cu atomi donori, crește numărul de electroni liberi în material, iar nivelul Fermi se deplasează către banda de conducție. Creșterea de k ori a numărului de electroni va implica scăderea de k ori a numărului de goluri conform legii acțiunii maselor.

Pentru semiconductori intrinseci, fără impurități, concentrația electronilor liberi este aceeași cu a golurilor, fiindcă electronii din banda de conducție se obțin prin transferul lor din banda de valență. Folosind legea acțiunii maselor (37) obținem:

$$n = p = n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (38)$$

unde n_i poartă numele de **concentrație intrinsecă de purtători**, fiind o proprietate de material dependentă de temperatură.

Ținând cont de formula conductivității electrice:

$$\sigma = n \cdot e^2 \cdot \tau_n / m_n + p \cdot e^2 \cdot \tau_p / m_p \quad (39)$$

cu relația (38) se găsește conductivitatea electrică a semiconductorului intrinsec:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (40)$$

sau rezistivitatea electrică:

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (41)$$

Acest comportament al rezistivității electrice în funcție de temperatură se întâlnește la **termistori**, dispozitive electronice cu două terminale care-și modifică puternic rezistența electrică cu temperatura. Ei sunt folosiți în special la măsurarea temperaturii. Expresia rezistenței lor electrice în funcție de temperatură este:

$$R(T) = R_\infty \cdot e^{B/T} \quad (42)$$

unde constanta B se poate exprima prin intermediul valorilor rezistenței electrice la două temperaturi diferite:

$$B = [T_1 \cdot T_2 / (T_2 - T_1)] \cdot \ln(R_1 / R_2) \quad (43)$$

de obicei 25 °C (298K) și 85 °C (358K), concret:

$$B = 1780 \cdot \ln(R_{25} / R_{85}), \quad [B]_{SI} = K \quad (44)$$

Unitatea de măsură pentru mărimea B este gradul Kelvin. Mărimea B este o constantă de material, lucru care se poate vedea prin compararea relațiilor (41) și (42) de unde se deduce:

$$B = \Delta E / (2 \cdot k_B) \quad (45)$$

adică B este direct legat de mărimea zonei interzise a materialului semiconductor.

FOTOCONDUȚIA

1. Introducere

Purtătorii liberi apar într-un semiconductor datorită excitării electronilor din banda de valență sau de pe nivelele donoare în banda de conducție sau pe nivelele acceptoare. Energia necesară excitării este asigurată în mod normal de energia termică a rețelei, astfel că temperatura electronilor și a rețelei este aceeași. Aceștia sunt **purtătorii de sarcină de echilibru**. Dacă semiconductorul este iluminat apar purtători de sarcină suplimentari cu energie mai mare în momentul apariției decât a purtătorilor de echilibru și din această cauză sunt numiți **purtători de neechilibru** sau **purtători în exces**. Purtătorii de neechilibru interacționând cu rețeaua cristalului își reduc energia la valoarea energiei purtătorilor de echilibru într-un interval de timp foarte scurt, $10^{-12} \div 10^{-10}$ s, comparativ cu timpul de viață al purtătorilor în semiconductori. Purtătorii minoritari în exces controlează comportarea ambelor tipuri de purtători (modificarea densității purtătorilor majoritari e mică procentual, ei apar ca reacție la prezența minoritarilor, Morant).

Conductivitatea electrică de neechilibru

Iluminând un semiconductor, concentrația purtătorilor liberi devine :

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p \quad (1)$$

unde n_0 și p_0 sunt concentrațiile de echilibru ale electronilor și golurilor, iar Δn și Δp sunt concentrațiile electronilor și golurilor de neechilibru apărute ca urmare a **injecției optice**. Conductivitatea electrică se va putea exprima ca:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma \quad (2)$$

în care conductivitatea de neechilibru este:

$$\Delta \sigma = q \cdot (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \quad (3)$$

unde:

- q – este sarcina elementară, iar
- μ_n și μ_p – sunt mobilitățile electronilor, respectiv golurilor.

Presupunând că acționează doar procesul de generare, atunci concentrațiile de neechilibru ar crește cu timpul "t" după o lege de tipul:

$$\Delta n = \Delta p = a \cdot b \cdot I \cdot t \quad (4)$$

reprezentată punctat în figura 1, unde:

- "a" este coeficientul de absorbție a luminii,
- "b" este un coeficient numit randament cuantic, iar
- "I" este intensitatea radiației incidente.

Experimental se constată că după un anumit interval de timp de la începerea iluminării concentrațiile purtătorilor de neechilibru rămân constante. Este normal să presupunem că are loc un proces contrar, de recombinare a purtătorilor, care-l echilibrează pe cel de generare astfel că după un interval de timp τ se va stabili o conductibilitate electrică staționară și concentrații staționare ale purtătorilor de neechilibru de tipul:

$$\Delta n' = a \cdot b \cdot I \cdot \tau_n, \quad \Delta p' = a \cdot b \cdot I \cdot \tau_p \quad (5)$$

unde τ_n și τ_p reprezintă timpul mediu de viață al electronilor, respectiv golurilor.

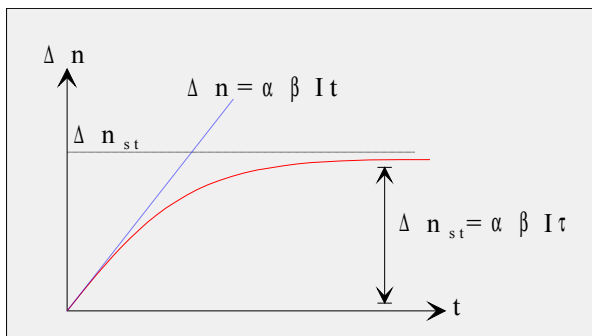


Figura 1. Evoluția în timp a concentrației purtătorilor de neechilibru generați prin iluminare.

Putem rescrie conductivitatea de neechilibru ca:

$$\Delta \sigma = q \cdot a \cdot b \cdot I \cdot (\tau_n \cdot \mu_n + \tau_p \cdot \mu_p) \quad (3')$$

Când unul din termeni este mult mai mare decât celălalt avem relația:

$$\Delta \sigma = q \cdot a \cdot b \cdot I \cdot \tau \cdot \mu \quad (3'')$$

în care conductivitatea de neechilibru este determinată de patru parametri:

- a și b => caracterizează interacțiunea luminii cu semiconductorul;
- τ și μ => interacțiunea purtătorilor de sarcină cu semiconductorul.

Timpul de viață al purtătorilor de neechilibru

Probabilitatea ca un electron să întâlnească un gol este proporțională cu concentrația golurilor p și cu viteza relativă medie de deplasare a electronului în raport cu golul v_n . Timpul de viață al electronilor τ_n depinde invers proporțional de concentrația de goluri și de coeficientul de captură $C_n = v_n \cdot S_n$ (S_n fiind secțiunea de captură) :

$$\tau_n = 1/(p \cdot C_n) \quad (6)$$

Relaxarea fotoconducției

Dacă la momentul $t=0$ începe iluminarea semiconductorului, conductivitatea electrică staționară se atinge după un anumit timp, iar la încetarea iluminării ea scade treptat la valoarea de echilibru. Curbele de creștere sau descreștere a conducției de neechilibru pentru diferite intensități ale radiației incidente se numesc **curbe de relaxare a conducției de neechilibru**.

Recombinarea electronilor de neechilibru cu golurile este liniară în cazul în care există un singur tip de goluri cu concentrație mare și practic independentă de intensitatea radiației, rata recombinării fiind atunci:

$$R = \Delta n / \tau_n = \Delta n \cdot p \cdot C_n \quad (7)$$

Variația concentrației purtătorilor de neechilibru în unitatea de timp se poate scrie:

$$d\Delta n / dt = a \cdot b \cdot I - \Delta n / \tau \quad (8)$$

cu soluția:

$$\Delta n = a \cdot b \cdot I \cdot \tau \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (9)$$

dacă proba se iluminează de la $t = 0$ s.

Dacă la $t = 0$ încetează iluminarea atunci variația concentrației purtătorilor de neechilibru în unitatea de timp se poate scrie:

$$d\Delta n / dt = - \Delta n / \tau \quad (10)$$

cu soluția:

$$\Delta n = a \cdot b \cdot I \cdot \tau \cdot e^{-t/\tau} \quad (11)$$

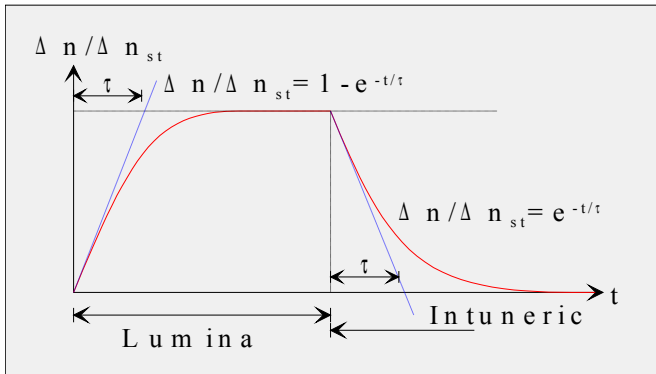


Figura 2. Curbe ale evoluției în timp a concentrației purtătorilor de neechilibru la iluminare și la întuneric.

Dacă concentrațiile de echilibru sunt mici, iar purtătorii de neechilibru se obțin prin excitarea electronilor din banda de valență în banda de conducție, avem egalitate între concentrațiile de neechilibru ale electronilor și golurilor și din relația (7) avem recombinare pătratică:

$$R = \Delta n \cdot p \cdot C = C \cdot \Delta n \cdot \Delta p = C \cdot (\Delta n)^2 \quad (7')$$

Pentru iluminare ecuația evoluției în timp a concentrației de neechilibru este:

$$d\Delta n/dt = a \cdot b \cdot I - C \cdot (\Delta n)^2 \quad (8')$$

cu soluția:

$$\Delta n = (a \cdot b \cdot I / C)^{1/2} \cdot \text{th} [t \cdot (a \cdot b \cdot I)^{1/2}] \quad (9')$$

Pentru condiția de întuneric avem relația:

$$d\Delta n/dt = - C \cdot (\Delta n)^2 \quad (10')$$

cu soluția:

$$\Delta n = (a \cdot b \cdot I / C)^{1/2} / [t \cdot (a \cdot b \cdot I)^{1/2} + 1] \quad (11')$$

În acest caz al recombinării pătratice nu se poate introduce noțiunea de timp de viață al purtătorilor de neechilibru $\tau = 1/(C\Delta p)$, fiindcă el depinde prin Δp de intensitatea radiației incidente. Se poate defini pentru purtătorii de neechilibru doar un timp de viață instantaneu.

Metode pentru măsurarea fotoconducției

În cazul în care $\Delta n \gg n_0$, măsurarea fotoconducției se face simplu prin măsurarea curentului care trece prin circuitul fotorezistenței alimentate de la o sursă de tensiune constantă. Surplusul de curent la iluminare se măsoară pe fondul curentului de întuneric. Dacă $\Delta n \ll n_0$, relație ce are loc pentru

semiconductorii cu rezistivitate mică, se folosesc montaje care elimină printr-un procedeu specific curentul de întineric (montaj în punte sau compensator).

Dacă la întineric proba are rezistența R_0 , iar după iluminare rezistența scade cu ΔR , ținând cont de expresia rezistenței în funcție de geometria probei, avem:

$$R_0 - \Delta R = L / [S \cdot (\sigma_0 + \Delta\sigma)] \quad (12)$$

de unde putem calcula conductivitatea de neechilibru $\Delta\sigma$ ca:

$$\Delta\sigma = (S/L) \cdot \Delta R / [R_0 \cdot (R_0 - \Delta R)] \quad (13a)$$

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = \Delta R / (R_0 - \Delta R) \quad (13b)$$

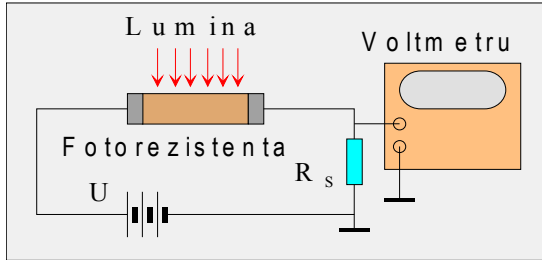


Figura 3. Măsurarea răspunsului staționar al unei fotorezistențe.

Dacă fotorezistența se află în serie cu o rezistență de sarcină R_s și o sursă de tensiune U , atunci modificarea tensiunii pe rezistența de sarcină datorită iluminării este:

$$\Delta U_s = (I_L - I_0) \cdot R_s \quad (14)$$

unde:

$$I_0 = U / (R_s + R_0)$$

$$I_L = U / (R_s + R_0 - \Delta R)$$

și în consecință avem:

$$\Delta R = \Delta U_s \cdot (R_s + R_0)^2 / [U \cdot R_s + \Delta U_s \cdot (R_s + R_0)] \quad (15)$$

Dacă, $R_s \ll R_0 - \Delta R$, rezistența de sarcină e mult mai mică decât fotorezistența, atunci relația (15) devine:

$$\Delta R = \Delta U_s \cdot R_0^2 / (U \cdot R_s + \Delta U_s \cdot R_0) \quad (16)$$

iar relația corespunzătoare pentru conductivitatea de neechilibru (13a) este:

$$\Delta\sigma = (S/L) \cdot \Delta U_s / (U \cdot R_s) \quad (17)$$

Regimul de măsurare descris se numește "**regim de câmp constant**".

Procedura experimentală

1. Se realizează montajul din figură și se măsoară $\Delta\sigma$ în regim de câmp constant. Calculele se fac cu relația (17).
2. Se verifică proporționalitatea dintre intensitatea radiației incidente și $\Delta\sigma$ modificând distanța dintre sursa de lumină și probă. Graficul $\Delta\sigma = f(1/d^2)$, unde "d" este distanța sursă-probă, trebuie să fie liniar fiindcă iluminarea unei suprafețe de către o sursă punctiformă scade cu inversul pătratului distanței dintre sursă și suprafață.
3. Pentru a evalua timpul de viață al purtătorilor în exces se va ilumina proba cu un fascicul de lumină întrerupt periodic (chopperat) și semnalul cules de pe rezistența de sarcină se aplică unui osciloscop.

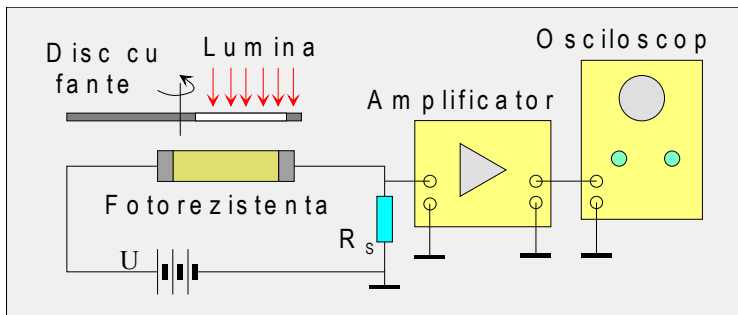


Figura 4. Măsurarea răspunsului dinamic al unei fotorezistențe.

Bibliografie

1. Constantinescu, C., Glodeanu, A. - "Stări locale în semiconductori", Editura tehnică 1967, pag. 271-299, 379-387.
2. Morant, M. J. – "Introduction to Semiconducto Devices", (G. Harap Ltd. 1964, London)

DETERMINAREA LUNGIMII DE DIFUZIE A PURTĂTORILOR DE NEECHILIBRU PRIN METODA VALDES

1. Considerații generale

Purtătorii care sunt generați termic într-un semiconductor se numesc purtători de echilibru. Distribuția lor după energii este descrisă de funcția de distribuție Fermi-Dirac. De mare interes fundamental și aplicativ este posibilitatea realizării unor abateri față de valorile de echilibru ale concentrațiilor purtătorilor din semiconductor. Aceasta se obține prin:

- injecție la contacte,
- acțiunea radiației electromagnetice,
- acțiunea unui câmp electric suficient de intens,
- bombardament cu particule.

Odată cu încetarea stimulilor externi, sistemul tinde să revină la echilibru, această revenire făcându-se treptat în timp. Concentrațiile de purtători tind spre valorile de echilibru, timpul de viață fiind constanta de timp importantă a acestui proces. Fenomenul de revenire la echilibru este determinat de recombinarea purtătorilor de sarcină, adică de anihilarea unor perechi de purtători liberi sau a unui purtător liber și a unui localizat. Acestea sunt cele mai simple procese, energia în surplus după recombinație fiind preluată de rețeaua cristalină (fononi) sau de fotonii emiși.

Considerăm un sistem format din electroni și goluri, asupra cărora acționează stimuli externi, cu concentrațiile de echilibru:

$$n(t, x, \alpha_i, \dots, \alpha_p) \quad \text{și} \quad p(t, x, \alpha_i, \dots, \alpha_p)$$

unde parametrii $\alpha_i, \dots, \alpha_p$ descriu stimulii externi și interacția acestora cu sistemul (în calculele ulterioare nu-i vom mai specifica). Notând cu n_0 și p_0 concentrațiile la echilibru termodinamic, abaterile vor fi:

$$\Delta n = n(t, x) - n_0 \quad \text{și} \quad \Delta p = p(t, x) - p_0.$$

Scriind ecuațiile de continuitate:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - r_n + (1/q) \operatorname{div} \mathbf{j}_n \tag{1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - r_p + (1/q) \operatorname{div} \mathbf{j}_p$$

remarcăm prezența suplimentară a termenilor:

g – rata absolută de generare,

r_n, r_p – ratele absolute de recombinație pentru electroni și goluri.

Presupunând că recombinația se face pe centre a căror concentrație este mică și lipsa fenomenului de alipire, avem simplificările:

$$\Delta n = \Delta p ; \quad r_n \equiv \Delta n / \tau_n ; \quad r_p \equiv \Delta p / \tau_p ; \tag{2}$$

Specificând termenii care conțin curenți în ecuațiile de continuitate (1) se obține:

$$\partial n / \partial t = g - \Delta n / \tau_n + D_n \cdot \text{div grad } n + \mu_n \cdot n \cdot \text{div } \mathbf{E} + \mu_n \cdot \mathbf{E} \cdot \text{grad } n \quad (3)$$

$$\partial p / \partial t = g - \Delta p / \tau_p + D_p \cdot \text{div grad } p - \mu_p \cdot p \cdot \text{div } \mathbf{E} - \mu_p \cdot \mathbf{E} \cdot \text{grad } p$$

Prelucrând ec (3), rezultă pentru abaterea Δn , ecuația:

$$\partial(\Delta n) / \partial t = g - \Delta n / \tau + D \cdot \text{div grad}(\Delta n) + \mu_c \cdot \mathbf{E} \cdot \text{grad}(\Delta n) \quad (4)$$

unde:

$D \equiv (D_n p \mu_p + D_p n \mu_n) / (p \mu_p + n \mu_n)$ - coeficient de difuzie ambipolară

$\mu_c \equiv (p - n) \mu_p \mu_n / (p \mu_p + n \mu_n)$ - mobilitate de drift

Vom liniariza ecuația (4) presupunând valabilă condiția de nivel mic de injecție, adică $\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$. În plus, vom mai presupune cazul unui semiconductor puternic extrinsec, pentru care $n_0 \ll p_0$ și deci :

$$D \cong D_n ; \quad \mu_c \cong \mu_n$$

În absența câmpului electric, ecuația (4) capătă forma simplă:

$$\partial(\Delta n) / \partial t = g - \Delta n / \tau + D \text{ div grad}(\Delta n) \quad (5)$$

Vom considera o probă semiconductoare cu lungimea mult mai mare decât celelalte dimensiuni, la care iluminăm a mică porțiune din suprafața sa la $x=0$. Presupunând obținut regimul staționar, $\partial(\Delta n) / \partial t = 0$ și tratând problema ca unidimensională, ecuația care descrie procesul în regiunea neluminată este:

$$D_n \partial^2(\Delta n) / \partial x^2 - \Delta n / \tau = 0 \quad (6)$$

Soluția care convine fizic este:

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) e^{-x/L_n} \quad (7)$$

unde cu L_n^2 am notat produsul $\tau \cdot D_n$. Parametrul L este lungimea de difuzie, din măsurarea lui și cunoașterea coeficientului de difuzie se obține timpul de viață în condițiile restrictive enunțate anterior.

2. Instalația experimentală

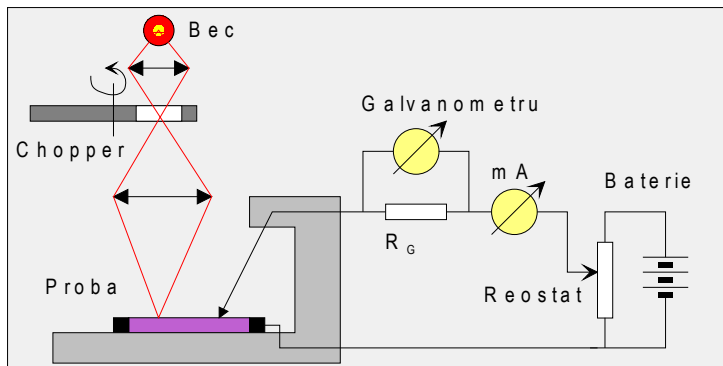


Figura 1. Schema instalației experimentale.

Proba semiconductoră se prinde într-un suport care se poate deplasa pe o masă orizontală, mărimea deplasării putându-se citi pe un ceas comparator.

Sistemul de iluminare se compune dintr-o sursă, un sistem optic pentru focalizarea luminii pe probă și o fantă cu dimensiune reglabilă.

Lumina se modulează cu ajutorul unui disc rotitor dințat astfel încât iluminarea probei să se facă în impulsuri, semnalul cules de pe o probă măsurându-se cu un galvanometru vibrațional sau un milivoltmetru electronic acordate pe frecvența de modulație.

Curentul care trece prin sonda colectoare de pe suprafața probei este direct proporțional cu concentrația de purtători din vecinătatea contactului sondei cu proba, galvanometrul vibrațional permițând măsurarea numai a semnalului modulat; acest semnal este proporțional cu concentrația purtătorilor de neechilibru.

Deplasând sonda pe suprafața semiconductorului, pornind de la regiune iluminată spre margine, semnalul măsurat va scădea după o lege de tipul (7). Practic, sonda rămâne fixă pe suprafața semiconductorului și întregul sistem este deplasat față de spotul luminos.

3. Modul de lucru

- Se realizează montajul din figura 3 și se alimentează sonda colectoare astfel încât să aibe polaritatea de sens contrar tipului de purtători majoritari.
- Se concentrează aparatul de măsură la rețea și se măsoară nivelul de zgomot, adică indicația aparatului în absența iluminării probei. În cazul galvanometrului vibrațional se măsoară lărgimea I_0 a spotului.

- Se conectează sursa sistemului optic și se conectează motorul sincron, care antrenează discul modulator.
- Se focalizează lumina pe suprafața probei și se deplasează măsura cu proba până ce vârful sondei se află în centrul spotului luminos, focalizat pe probă.
- Se măsoară mărimea semnalului în această poziție, dacă se lucrează cu galvanometrului vibrațional, acesta trebuie întâi acordat pe frecvența de modulare, urmărind semnalul maxim. Notând cu $\ell(0)$ lărgimea măsurată a semnalului în această poziție.
- Se deplasează sistemul probă-sondă față de fasciculul luminos, notându-se pentru distanțele respective lărgimile corespunzătoare ale spotului galvanometrului, sau deviațiile milivoltmetrului electronic.

Deoarece lărgimea efectivă a spotului galvanometrului vibrațional variază cu distanța după o lege de tipul (7), reprezentând grafic mărimea

$$\ln [(\ell - \ell_0) / (\ell(0) - \ell_0)]$$

în funcție de distanță rezultă lungimea de difuzie L .

Cunoscând mărimile coeficienților de difuzie D_n și D_p care în Ge de tip p este $93 \text{ cm}^2/\text{sec}$ și respectiv în Ge de tip n este $44 \text{ cm}^2/\text{sec}$, se pot determina timpii de viață atât în material de tip p cât și în cel de tip n.

Observație. Suprafața probei jucând un rol foarte important în cazul generării purtătorilor de neechilibru prin iluminare, se cere o atenție sporită în prelucrarea suprafeței atât din punct de vedere mecanic cât și chimic.

4. Întrebări

Ce legătură există între perioada semnalului modulat și timpul de viață, astfel încât să fie îndeplinită condiția de staționaritate pentru semnal?

DETERMINAREA MOBILITĂȚII DE DRIFT A PURTĂTORILOR MINORITARI PRIN METODA IMPULSURILOR

1. Introducere

Mobilitatea de drift se definește ca raportul dintre viteza purtătorilor de sarcină " v_d " în câmpul electric aplicat și intensitatea câmpului "E":

$$\mu_d = v_d / E$$

Mobilitatea depinde de **tipul rețelei** cristaline, **compoziția chimică** a semiconductorului și **imperfecțiunile rețelei** care determină împrăștierea purtătorilor (prin împrăștiere înțelegem variația mărimii și direcției vitezei purtătorilor de sarcină mobili datorită ciocnirilor).

Mobilitatea caracterizează puritatea unui semiconductor. Impuritățile afectează structura periodică a rețelei cristaline și astfel reduc mobilitatea purtătorilor de sarcină.

Împrăștierea pe **vibrațiile termice** ale rețelei **micșorează mobilitatea** cu creșterea temperaturii. Acest lucru este valabil la temperaturi unde rolul predominant îl joacă acest tip de împrăștiere. Se intuiește ușor că împrăștierea pe vibrațiile termice ale rețelei joacă rol important la temperaturi mai înalte față de împrăștierea pe impurități sau defecte.

Mobilitatea de drift diferă de **mobilitatea Hall** (produsul dintre constanta Hall și conductivitate), deoarece câmpul magnetic modifică direcția vitezei de drift a purtătorilor de sarcină. Cu metoda impulsurilor se poate determina viteza de drift a purtătorilor minoritari.

Injecția purtătorilor minoritari se poate realiza la contactul metal-semiconductor, joncțiunea p-n și prin iluminare. Se poate utiliza cu același succes oricare din aceste metode. În lucrarea de față se utilizează injecția la contactul metal-semiconductor.

2. Injecția purtătorilor minoritari la contactul metal-semiconductor

La contactul metal-semiconductor apare o diferență de potențial de contact egală cu diferența lucrurilor de ieșire a electronilor din cele două materiale. În cazul unui semiconductor de tip n, când lucrul de ieșire din semiconductor este mai mic decât lucrul de ieșire din metal apare la contactul metal-semiconductor un **strat de baraj**.

Apariția stratului de baraj este legată de trecerea electronilor din regiunea de lângă contact a semiconductorului în metal. Deoarece concentrația electronilor din semiconductor este mai mică cu câteva ordine de mărime decât concentrația electronilor din metal, stratul de baraj se întinde practic numai în semiconductor (în acord cu legea conservării sarcinii) și lărgimea sa este cu atât mai mică cu cât este mai mare concentrația electronilor din semiconductor. Ca urmare a scăderii concentrației electronilor în stratul de baraj, banda energetică a semiconductorului se curbează.

Pentru o valoare mare a potențialului de contact, câmpul electric din stratul de baraj este suficient de mare pentru a rupe electronii din legăturile de valență ale atomilor care alcătuiesc semiconductorul și să-i treacă în metal. În acest caz crește concentrația golurilor în stratul de baraj și apare inversiunea tipului de

conducție a semiconductorului, acesta devenind de tip p. Astfel ia naștere o joncțiune p-n.

Regiunea p se întinde de la contactul metalic până la punctul unde nivelul Fermi din semiconductor " F_n " ajunge la mijlocul benzii interzise a semiconductorului. În rest semiconductorul este de tip n.

Dacă se aplică sistemului o tensiune directă (plus la metal și minus la semiconductor) scade bariera de potențial și din regiunea n în regiunea p se injectează electroni, iar din regiunea p în regiunea n se injectează goluri. Golurile se mișcă prin semiconductor sub influența câmpului electric E cu viteza $v_d = \mu_d \cdot E$, unde μ_d este mobilitatea golurilor.

3. Principiul metodei de determinare a mobilității de drift

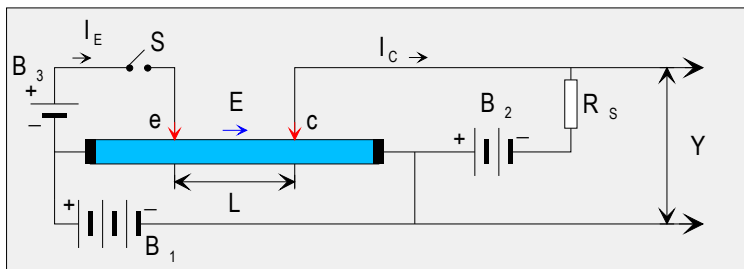


Figura 1. Tranzistorul cu contacte punctiforme

Metodei este cea folosită la studiul funcționării tranzistorului cu contacte punctiforme, realizat în 1949. Pe o probă de Ge de tip n, a cărei lungime este mult mai mare decât celelalte dimensiuni se aplică un câmp electric longitudinal E , de la o baterie B_1 ca în figura 1. Pe probă se aplică două contacte punctiforme E și C . Contactul C (colector) este polarizat în sens invers cu bateria B_2 , iar contactul E (emitor) este polarizat în sens direct prin intermediul bateriei B_3 . În circuitul emitor este introdus comutatorul S . Semnalul cules pe rezistența de sarcină R_s se aplică pe plăcile verticale (canalul Y) ale unui osciloscop.

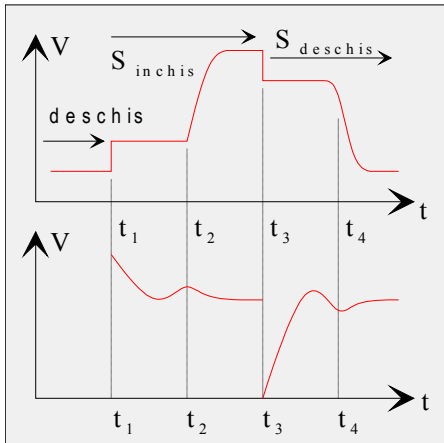


Figura 2. Semnalul pe osciloscop

Comutatorul S este deschis până la momentul t_1 , când se închide și prin contactul emitor curge un curent dat de bateria B_3 . La momentul t_3 se deschide contactul S. Tensiunea observată pe ecranul oscilografului are forma din figura 2 sus.

La momentul t_2 se observă o creștere a semnalului fără a acționa asupra sistemului din exterior. Există o diferență esențială între semnalul produs la momentul t_2 și cel produs la momentul t_1 . Semnalul de la t_1 poate apărea și în cazul absenței injectiei golurilor (absența regiunii p). La momentul t_1 electronii trec din semiconductor în metal datorită polarizării emiterului. Acesta face să apară o sarcină pozitivă locală (nu este vorba de goluri ci de micșorarea concentrației electronilor față de valoarea ei de echilibru) lângă emiter (la dreapta punctului A). Această sarcină pozitivă produce un câmp electric care se propagă cu viteza luminii și exercită o forță asupra electronilor din jur astfel încât aceștia se mișcă pentru a neutraliza sarcina spațială. Electronii din toată proba încep să se miște practic instantaneu. Ei vin din contactele ohmice ale probei pentru a înlocui electronii care trec prin contactul emitorului.

Acesta este un caz particular al unei situații generale: într-o probă care are purtători de un anumit tip, de exemplu electroni, este imposibil să se modifice concentrația purtătorilor prin injectia sau extragerea purtătorilor de același tip. Orice sarcină spațială de neechilibru dispăre într-un timp foarte scurt – timpul de relaxare dielectrică. De exemplu pentru o probă de Ge-n cu concentrația electronilor $n_0=10^{16}\text{cm}^{-3}$ timpul de relaxare dielectrică este de $\sim 10^{-13}$ s.

Din motivele arătate la momentul t_1 apare o creștere bruscă a tensiunii pe rezistența de sarcină. Însă, tot la momentul t_1 are loc injectia golurilor în Ge-n care tind și ele să formeze o zonă de sarcină spațială. Această sarcină este neutralizată de o cantitate egală de electroni care vin din contactul ohmic al circuitului de emiter (procesul se produce practic instantaneu). Starea neutră

realizată astfel nu este o stare de echilibru termic. Injecția golurilor a dus la creșterea concentrației electronilor în semiconductorul de tip n. De aici rezultă concluzia că numai injecția purtătorilor minoritari duce la creșterea concentrației purtătorilor majoritari.

Golurile injectate se vor deplasa spre colector și la momentul t_2 când primele goluri au ajuns la colector, apare din nou o creștere bruscă a tensiunii egală cu creșterea de la momentul t_1 iar la momentul t_4 când ultimele goluri au ajuns la colector tensiunea capătă valoarea dinaintea închiderii contactului S (înainte de momentul t_1).

La momentul t_2 și t_4 apare o lărgire a frontului impulsurilor determinată de suprapunerea peste mișcarea ordonată în câmpul electric a mișcării termice dezordonate a golurilor. Lărgirea frontului impulsurilor este $(D t_d)^{1/2}$; D este coeficientul de difuzie a golurilor iar t_d este timpul de drift al acestora. Lărgirea frontului impulsurilor duce la o oarecare nedeterminare în măsurarea timpilor t_2 și t_4 .

Pentru o determinare mai precisă a timpului de drift se diferențiază semnalul din figura 2 sus, obținându-se semnalul din figura 2 jos, unde se vede că la momentele t_2 și t_4 curba are un maxim, respectiv un minim. Mobilitatea de drift a golurilor se determină din relația:

$$\mu_d = v_d / E = L / (E \cdot t_d) \quad t_d = t_4 - t_3 \quad (1)$$

Amintim că în drumul lor de la emitor la colector golurile recombina cu electronii. Lungimea de difuzie a golurilor (este practic drumul pe care-l pot parcurge golurile până recombina cu electronii) în Ge, în absența câmpului electric, este de ordinul a câțiva milimetri. Câmpul electric duce la creșterea lungimii de difuzie a golurilor. Se definește o lungime caracteristică de difuzie:

$$l_d = [D(t_4 - t_3)]^{1/2} .$$

Notând $U_0 = E \cdot L$, rezultă din relațiile de mai sus

$$L / l_d = (\mu_d U_0 / D)^{1/2} \quad (2)$$

Pentru corectarea determinărilor este necesar ca pe distanța L, de la emitor la colector să nu aibă loc procesul de difuzie, adică $L \gg l_d$, pentru Ge, unde $D = 44 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $\mu_d = 1800 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, rezultă că E nu trebuie să fie mai mic de 10V/cm.

4. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental cuprinde două generatoare de impulsuri de tensiune, dreptunghiulare ca în figura 3. Generatorul G_1 , care da impulsuri de lungime τ_1 , se introduce în locul bateriei B_1 din figura 1 și creează de-a lungul probei câmpul electric E. În locul bateriei B_3 se introduce generatorul G_2 ce dă

impulsuri de lungime $\tau_2 \ll \tau_1$. Impulsul de la generatorul G_2 se aplică după un timp $\tau_3 \ll \tau_1$, astfel încât să avem $\tau_2 \ll \tau_1 - \tau_3$.

Impulsul de la generatorul G_2 injectează purtătorii minoritari (golurile). Oscilograma este cea de pe figura 2, timpul t_1 fiind marcat de timpul τ_3 la care se aplică impulsul G_2 . Diferențierea semnalului se face cu ajutorul unui circuit RC (vezi figura 3). În acest caz oscilograma arată ca în figura 2 sus.

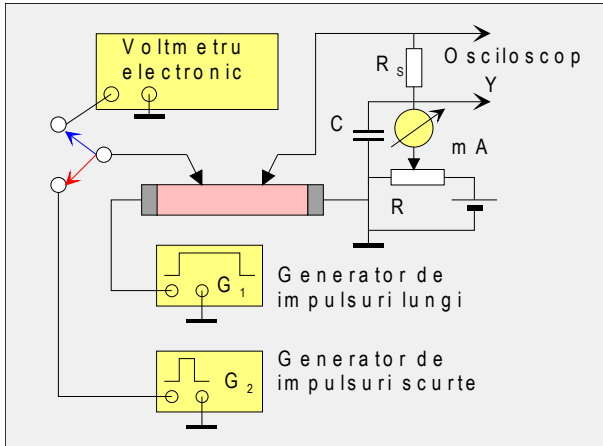


Figura 3. Dispozitivul experimental

5. Modul de lucru

- Se șlefuiesc probele de Ge-n și se tratează chimic cu o soluție de perhidrol 30%.
- Se aplică pe probă două sonde de Wolfram (emitorul și colectorul).
- Se realizează montajul din figura 3 și cu bateria B se stabilește curentul de colector la valoarea 0,5–1mA.
- Se pun generatoarele și osciloscopul în priză și se aliniază semnalele pe ecranul osciloscopului (figura 2).
- Se determină tipul de drift folosind scala de etalonare în timp a osciloscopului.
- Se măsoară distanța L între sonde.
- Se măsoară câmpul electric E dintre emitor și colector cu ajutorul unui voltmetru electronic de impulsuri.

6. Obiectivele lucrării

1. Se determină mobilitatea de drift a golurilor pentru trei valori ale distanței L dintre sonde pentru aceeași valoare a amplitudinii impulsurilor.
2. Se calculează coeficientul de difuzie a golurilor folosind relația $D = \mu_d kT/q$.

7. Întrebări

1. Cum trebuie să fie timpul de drift al purtătorilor prin probă față de timpul de viață al acestora în cazul măsurării mobilității de drift prin metoda descrisă?
2. Care este diferența dintre mobilitatea de drift și mobilitatea Hall a purtătorilor de sarcină?

VITEZA DE RECOMBINARE LA SUPRAFAȚA SEMICONDUCTORILOR

Dispozitivele electronice cu semiconductori și în special cele miniaturale sunt foarte sensibile la starea suprafeței. Reacția suprafeței active a semiconductorului cu oxigenul, vaporii de apă sau alte componente ale mediului înconjurător duce la formarea unor oxizi sau a altor compuși a căror proprietăți fizice se deosebesc de cele specifice volumului. Scopul acestei lucrări constă în studierea vitezei de recombinare la suprafață, parametru ce caracterizează starea suprafeței semiconductorului.

1. Stări de suprafață

Suprafața cristalului atât din punct de vedere macroscopic cât și microscopic reprezintă un defect structural al rețelei tridimensionale. Tamm a arătat teoretic că toate nivelele energetice ale electronului permise în cristalul nelimitat sunt permise și în cristalul limitat și că discontinuitatea rețelei cristaline conduce numai la apariția unor nivele energetice discrete localizate în acele intervale energetice care erau interzise în cristalul nelimitat. Funcțiile de undă ale electronilor care se găsesc pe aceste nivele scad foarte repede atât spre interiorul cristalului cât și spre exterior și deci electronii care ocupă aceste nivele nu pot pătrunde în interiorul cristalului și sunt localizați la suprafața lui.

Subliniem faptul că aceste nivelele energetice nu sunt suplimentare față de ceea ce există în interiorul cristalului. Aceste nivele energetice discrete sunt desprinse din nivelele energetice ale zonelor corespunzătoare datorită perturbării cauzate de suprafața liberă a cristalului. Stările de suprafață ale semiconductorului îndeplinesc același rol pe care îl au impuritățile în volumul cristalului. Ele pot fi donoare, acceptoare sau centre de recombinare.

Nivelele Tamm apar numai la suprafețele perfect curate. În realitate, suprafața corpului solid este întotdeauna acoperită cu un strat mai subțire sau mai gros de atomi sau molecule adsorbite sau care formează legături chimice la suprafață. Să presupunem că pe suprafața semiconductorului este adsorbită particula M. În cazul unei adsorbții chimice funcțiile de undă ale rețelei și particulei M se vor suprapune și deci particula M poate fi analizată ca fiind o impuritate care perturbă local periodicitatea rețelei. Așa cum arătam mai sus o astfel de perturbare trebuie să ducă la apariția în zona interzisă a unui nivel energetic discret N de tip acceptor, donor sau de recombinare.

Să presupunem că nivelul N este acceptor. Calculele arată funcția de undă a electronului care se găsește pe un astfel de nivel are un maxim pronunțat în jurul poziției particulei M și este cu atât mai pronunțat cu cât nivelul este mai adânc în banda interzisă. Poziția nivelului este determinată de natura rețelei cristaline a semiconductorului, de natura particulei M adsorbite cât și de distanța ei până la suprafață. Cu cât particula M este mai depărtată de suprafață cu atât mai mult nivelul N urcă mai sus spre banda de conducție, iar maximum funcției de undă a electronului localizat pe acest nivel devine mai puțin pronunțat, corespunzând procesului de delocalizare a electronului.

Probabilitatea de ocupare a nivelelor energetice de suprafață este dată de funcția de distribuție Fermi-Dirac:

$$f(E_S) = 1 / \{1 + \exp[(F - E_S)/(k \cdot T)]\} \quad (1)$$

unde: E_S este distanța de la zona de conducție până la nivelul local,
 F este distanța de la zona de conducție până la nivelul Fermi,
 k este constanta Boltzmann,
 T este temperatura absolută.

Probabilitatea ca nivelul N să fie liber adică ionizat este dată de relația:

$$f' = 1 - f = 1 / \{1 + \exp[(E_S - F)/(k \cdot T)]\} \quad (2)$$

Presupunând că la suprafața semiconductorului au fost adsorbite N_0 particule și că fiecare particulă poate să cedeze sau să primească un singur electron, putem găsi densitatea de sarcină la suprafața semiconductorului:

$$\sigma^- = -q \cdot N_0 / \{1 + \exp[(F - E_S)/(k \cdot T)]\} \quad \text{la acceptori} \quad (3)$$

$$\sigma^+ = q \cdot N_0 / \{1 + \exp[(E_S - F)/(k \cdot T)]\} \quad \text{la donoari} \quad (4)$$

Din relația (3) se poate observa că în cazul nivelelor acceptoare care pot primi electroni și să încarce negativ suprafața semiconductorului, densitatea de sarcină superficială crește pe măsura deplasării nivelului Fermi spre zona de conducție și atinge valoarea maximă $\sigma_{\max}^- \cong -qN_0$ când $F \cong E_C$ (fundul benzii de conducție).

În cazul nivelelor donoare, capabile să cedeze electroni și să încarce pozitiv suprafața semiconductorului, densitatea maximă de sarcină la suprafață este $\sigma_{\max}^+ \cong qN_0$ când $F \cong E_V$ (vârful benzii de valență). Pe măsură ce nivelul Fermi urcă spre banda de conducție gradul de ionizare a donorilor se micșorează, iar densitatea de sarcină la suprafață este practic nulă.

Stările de suprafață Tamm sau cele cauzate de adsorbția moleculelor străine cât și de altă natură (dislocații, vacanțe etc.) se găsesc în contact bun cu semiconductorul. Prin urmare, timpul de stabilire al echilibrului stărilor cu volumul semiconductorului (timpul de trecere a electronilor din zonele energetice pe nivelele de suprafață și invers) este foarte mic, de ordinul a 10^{-7} sec. sau mai mic. Din această cauză aceste stări de suprafață se numesc stări rapide.

Studierea experimentală a suprafeței semiconductorilor a pus în evidență faptul că pe lângă stările rapide există și stări a căror echilibru cu volumul semiconductorului se stabilește într-un interval de timp foarte mare începând cu 10^{-2} sec. până la câteva minute, ore sau zile. Aceste stări de suprafață sunt numite stări lente și sunt în general cauzate de existența unui strat de oxid la suprafață. Se presupune că stările lente de suprafață sunt localizate pe fața exterioară a stratului de oxid. Stabilirea lentă a echilibrului acestor stări cu cele din volumul semiconductorului este cauzată de faptul că trecerea electronilor prin stratul de oxid care este un izolator, necesită un timp mai mare. Odată cu creșterea grosimii stratului de oxid constanta de timp a acestor stări va crește.

Din grupa stărilor de suprafață rapide fac parte centrele de alipire care sunt localizate în apropierea benzilor de conducție sau valență și centrele de recombinare situate în zona centrală a benzii interzise. Prezența centrelor de recombinare condiționează apariția proceselor de recombinare care în acest caz sunt numite procese de recombinare la suprafață. Să analizăm un semiconductor în a cărui bandă interzisă se află un nivel de recombinare la suprafață de adâncime E_s și să presupunem că în volumul semiconductorului se generează uniform purtători de neechilibru de concentrații Δn și Δp . Prezența centrelor de recombinare la suprafața liberă a semiconductorului cauzează apariția unor fluxuri de purtători spre suprafață proporționale cu concentrațiile purtătorilor de neechilibru generați în volumul semiconductorului.

Shockley a introdus noțiunea de viteză de recombinare la suprafață $\underline{s}(x,y,z,t)$ care are dimensiunile (lungime/timp) și care leagă fluxul purtătorilor de neechilibru care curge spre suprafață cu concentrația purtătorilor de neechilibru de pe suprafață. Notând cu \underline{I}_n curentul de goluri și cu \underline{I}_p curentul de electroni vom putea scrie pentru un semiconductor:

$$\text{tip p} \quad \underline{I}_n = -q \cdot \Delta n \cdot \underline{s} \quad (5)$$

$$\text{tip n} \quad \underline{I}_p = q \cdot \Delta p \cdot \underline{s} \quad (6)$$

Recombinarea purtătorilor de neechilibru la suprafață conduce la o sărăcire în purtători a regiunii din apropierea suprafeței chiar când are loc o generare uniformă a purtătorilor în volumul semiconductorului, fapt care va duce la un proces de difuzie a purtătorilor de neechilibru din interiorul semiconductorului spre suprafață. Deoarece curenții de electroni și goluri din (5) și (6) sunt cauzati de difuzie, aceste relații se vor transcrie astfel:

$$D \cdot \text{grad } \Delta n = - S \cdot \Delta n \quad (7)$$

$$D \cdot \text{grad } \Delta p = - S \cdot \Delta p \quad (8)$$

unde D este coeficientul de difuzie.

2. Teoria metodei de măsură a vitezei de recombinare la suprafață

Viteza de recombinare la suprafață se poate determina prin metoda fascicolului de lumină rotitor. Să analizăm comportarea purtătorilor de neechilibru din semiconductor când sunt îndeplinite următoarele condiții:

- a) este asigurată neutralitatea electrică a cristalului;
- b) nu trece un curent electric prin probă.

Ecuțiile de continuitate se pot pune sub forma:

$$\partial \Delta p / \partial t = D \cdot \text{div grad } \Delta p + g - \Delta p / \tau \quad (9)$$

$$\partial \Delta n / \partial t = D \cdot \text{div grad } \Delta n + g - \Delta n / \tau \quad (10)$$

unde:

$$D = (n+p) / [(n/D_p) + (p/D_n)].$$

D_p este coeficientul de difuzie al gurilor,

D_n este coeficientul de difuzie al electronilor,

n și p sunt concentrațiile electronilor și respectiv gurilor,

Δn și Δp sunt concentrațiile de neechilibru ale electronilor și respectiv gurilor,

τ este timpul de viață al purtătorilor de neechilibru,

g este viteza de generare a electronilor și gurilor în unitatea de timp și volum sub acțiunea luminii.

Considerând că $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$ (concentrațiile de echilibru ale purtătorilor) putem scrie:

$$D = (n_0 + p_0) / [(n_0 / D_p) + (p_0 / D_n)] \quad (11)$$

Relația (11) arată că coeficientul de difuzie nu depinde de coordonatele spațiale. Din (9) și (10) se poate observa că ecuațiile atât pentru electroni cât și pentru goluri sunt identice. Prin urmare:

$$\Delta n = \Delta p = f(x, y, z, t) \quad (12)$$

și deci este suficient să analizăm numai una din ecuații, de exemplu (9).

În continuare să considerăm o probă de semiconductor de formă paralelipipedică cu muchiile a, b și d care satisfac condițiile:

$$a \gg d \quad \text{și} \quad b \gg d \quad (13)$$

Factorul extern care duce la generarea purtătorilor de neechilibru va fi fasciculul îngust de lumină cu lățimea "a" care se deplasează de la stânga la dreapta cu viteza "c" pe lungimea "b" a probei. Alegem un sistem de axe cu originea în centrul feței de jos a plăcuței semiconductoare cu direcția Ox paralelă cu lungimea "b", direcția Oy paralelă cu grosimea "d" și direcția Oz paralelă cu lățimea "a".

Presupunem că viteza de recombinare pe suprafața de sus este s_1 , pe cea de jos s_2 , iar pe fețele laterale este s_3 care se neglijează în comparație cu s_1 și s_2 .

Rezolvând ecuația (9) cu condițiile la limită:

$$\partial \Delta p / \partial y = -s_1 \Delta p \quad \text{la } y = d \quad (14)$$

$$\partial \Delta p / \partial y = -s_2 \Delta p \quad \text{la } y = 0 \quad (15)$$

se obține:

$$\Delta p(x, y, t) = A e^{-(x-ct)/L_1} [\cos(\alpha y) + s_2 \sin(\alpha y)] / (D\alpha) \quad \text{când } x-ct > 0 \quad (16)$$

$$\Delta p(x, y, t) = B e^{(x-ct)/L_2} [\cos(\alpha y) + s_2 \sin(\alpha y)] / (D\alpha) \quad \text{când } x-ct < 0 \quad (17)$$

Dacă punctul $x=x_0$ al probei se fixează o sondă pentru înregistrarea concentrației purtătorilor de neechilibru care în timp se modifică conform relațiilor (16) și (17) atunci putem scrie:

$$\Delta p(x_0, y, t) = A [\cos(\alpha y) + s_2 \sin(\alpha y)] / (D\alpha) e^{-x_0/L_1} e^{ct/L_1} \quad x_0 > ct \quad (18)$$

$$\Delta p(x_0, y, t) = B [\cos(\alpha y) + s_2 \sin(\alpha y)] / (D\alpha) e^{x_0/L_2} e^{-ct/L_1} \quad x_0 < ct \quad (19)$$

În ecuațiile de mai sus A și B sunt niște constante, L_1 și L_2 sunt date de expresiile:

$$L_1 = 1 / \{ C/(2D) + [C^2/(2D)^2 + 1/L^2]^{1/2} \} \quad (20)$$

$$L_2 = 1 / \{ -C/(2D) + [C^2/(2D)^2 + 1/L^2]^{1/2} \} \quad (21)$$

iar α este soluția ecuației:

$$(D \cdot d - s_1 \cdot s_2 / (D \cdot d)) \operatorname{tg}(\alpha \cdot d) = s_1 + s_2 \quad (22)$$

Din (18) și (19) se poate observa că concentrația purtătorilor de neechilibru în punctul $x=x_0$ al probei variază în timp după o lege exponențială, la început crescând cu constanta de timp (L_1/c), iar pe urmă scăzând cu constanta de timp (L_2/c) dacă fascicolul de lumină se deplasează de la stânga spre dreapta. Cunoscând mărimile L_1 , L_2 și c din (20) și (21) putem determina pe L_α și coeficientul de difuzie ambipolară D :

$$L_\alpha = (L_1 + L_2)^{1/2} \quad (23)$$

$$D = c / [(1/L_1) - (1/L_2)] \quad (24)$$

Să presupunem că viteza de recombinare este identică pe ambele fețe, adică $s_1=s_2=s$, atunci ecuația (22) devine:

$$[D \cdot \alpha - s^2 / (D \cdot \alpha)] \operatorname{tg}(\alpha \cdot d) = 2 \cdot s \quad (25)$$

care împreună cu

$$1/L_\alpha^2 = 1/L^2 + \alpha^2 \quad (26)$$

formează un sistem pentru determinarea mărimilor $L = (D\tau)^{1/2}$, α și S . Deoarece avem două ecuații și trei necunoscute măsurătorile se vor face pentru două probe de grosimi diferite d_1 și d_2 din același material și deci vom avea sistemul de 4 ecuații (unde α are indice 1 sau 2):

$$1/L_\alpha^2 = 1/L^2 + \alpha^2 \quad [D \cdot \alpha - s^2 / (D \cdot \alpha)] \operatorname{tg}(\alpha \cdot d) = 2 \cdot s \quad (27)$$

Dacă mărimea s este relativ mică așa cum se întâmplă în cazul Ge decaapat în 30% H_2O_2 , atunci:

$$s^2 / (D \cdot \alpha_1) = s^2 / (D \cdot \alpha_2) = 0 ; \operatorname{tg}(\alpha_{1,2} \cdot d) \approx \alpha_{1,2} \cdot d \quad (28)$$

În aceste condiții sistemul de ecuații (27) se transcrie astfel:

$$1/L_\alpha^2 = 1/L^2 + \alpha^2 \quad D \cdot \alpha^2 \cdot d = 2 \cdot s \quad (29)$$

Rezolvând acest sistem găsim următoarea expresie pentru viteza de recombinare la suprafață:

$$s = (D/2) [1/ (L^2_{\alpha_1}) - 1/ (L^2_{\alpha_2})] (d_1 \cdot d_2) / (d_2 - d_1) \quad (30)$$

Folosind valoarea găsită pentru s , din (27) și (29) putem calcula lungimea de difuzie în volum:

$$1/L^2 = 1/ (L^2_{\alpha_{1,2}}) - 2 \cdot s / (D \cdot d_{1,2}) \quad (31)$$

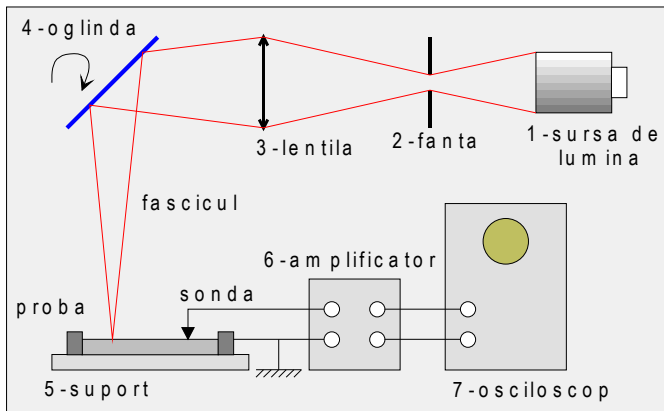
și timpul de viață al purtătorilor de neechilibru:

$$\tau = L^2 / D \quad (32)$$

3. Schema instalației și metodică măsurătorilor

Schema instalației pentru măsurarea vitezei de recombinare la suprafață este prezentată în figură unde:

- 1 – sursa de iluminat
- 2 – fanta
- 3 – sistemul optic de focalizare
- 4 – oglindă rotitoare
- 5 – dispozitivul de susținere a cristalului
- 6 – amplificator
- 7 – osciloscop



Schema instalației experimentale

Fluxul de lumină de la sursa 1 trece prin fanta 2 și este focalizat pe probă după o reflexie pe oglinda rotitoare 4. În contact cu proba se găsește o sondă de wolfram.

Fascicolul îngust de lumină căzând pe probă va injecta purtătorii de neechilibru care vor difuza în masa probei urmând apoi actul de recombinare. În cazul când oglinda 4 nu se rotește, distribuția purtătorilor injectați pe o parte și de alta a petei de lumină de pe probă va fi simetrică. Dacă fascicolul de lumină se deplasează de la stânga la dreapta, atunci distribuția spațială a purtătorilor injectați nu va fi simetrică, iar regiunile de creștere și descreștere vor fi descrise de ecuațiile (18) și (19).

Purtătorii de sarcină de neechilibru injectați în regiunea sondei vor cauza apariția unei forțe fotoelectromotoare care este proporțională cu concentrația lor în locul contactului. Semnalul de la sondă prin amplificatorul 6 este vizualizat

pe osciloscop. Curba care va apare pe ecranul osciloscopului va descrie distribuția concentrației purtătorilor de neechilibru în timp. Se copiază această figură și se redesenează în scară semilogaritmică adică $\ln U$ în funcție de timpul t , fiindcă din formulele (18) și (19) deducem:

$$\ln \Delta p = c \cdot t / L_1 + \text{const.} \quad \text{pentru } x_0 > c \cdot t \quad (33)$$

$$\ln \Delta p = -c \cdot t / L_1 + \text{const.} \quad \text{pentru } x_0 < c \cdot t \quad (34)$$

Unghiurile θ_1 și θ_2 ale dreptelor din figură se pot exprima astfel:

$$\theta_1 = \partial \ln \Delta p / \partial t = C / L_1 \quad (35)$$

$$\theta_2 = \partial \ln \Delta p / \partial t = -C / L_2 \quad (36)$$

Pentru a putea calcula pe L_1 și L_2 din (35) și (36) trebuie să cunoaștem viteza de deplasare a fascicolului de lumină pe probă.

Cunoscând turația motorului (1700 rot/min) și distanța de la probă până la oglindă se poate determina viteza "c". O metodă alternativă presupune culegerea semnalului de o sondă dublă cu distanța ℓ între extremități. Pe osciloscop apar două semnale. Citind pe axa timpului distanța Δt dintre ele determinăm viteza de deplasare a fascicolului de lumină după relația $c = \ell / \Delta t$.

4. Obiectivele lucrării

Se determină viteza de recombinare la suprafață, coeficientul de difuzie, lungimea de difuzie și timpul de viață al purtătorilor de neechilibru în volum.

1. Măsurătorile se fac pe 2 probe din Ge de grosimi diferite, tăiate din același cristal. Se măsoară grosimile d_1 și d_2 cu micrometrul. Se decapează probele cu 30% H_2O_2 .
2. Folosind una din cele 2 metode descrise se determină viteza de deplasare a fascicolului de lumină.
3. Se determină mărimile " c/L_1 " și " c/L_2 " pentru ambele probe. În acest scop se copiază figurile de pe ecranul osciloscopului și se reprezintă în scară semilogaritmică. Calculăm θ_1 și θ_2 din porțiunile liniare ale oscilogramei.
4. Cu formulele (35), (36) și (24) se calculează pentru fiecare probă L_1 , L_2 și coeficientul de difuzie.
5. Din relațiile (23) și (30) se calculează L și viteza de recombinare la suprafață "s".
6. Din formulele (31) și (32) se calculează lungimea de difuzie L și timpul de viață al purtătorilor de neechilibru.

7. Mobilitatea purtătorilor de sarcină se determină din formula lui Einstein
 $\mu = qD/(kT)$.

Laborator

MĂSURAREA REZISTIVITĂȚII ELECTRICE A SEMICONDUCTORILOR

1. Introducere

Rezistivitatea electrică este o proprietate de bază a materialelor. Valoarea acestei mărimi constituie unul din criteriile care deosebesc semiconductorii de metale și izolatori. La semiconductori rezistivitatea variază într-un domeniu foarte larg de valori:

de la $10^{-5}\Omega\cdot\text{m}$ la $10^7\Omega\cdot\text{m}$,

având valori intermediare între conductori ($10^{-8}\Omega\cdot\text{m}$) și izolatori (peste $10^{12}\Omega\cdot\text{m}$). Având în vedere marile aplicații practice ale dispozitivelor semiconductoare, cunoașterea rezistivității unui semiconductor este una din primele cerințe pentru caracterizarea acestuia. În această lucrare se măsoară rezistivitatea unui semiconductor prin metoda celor patru sonde și prin metoda celor două sonde, în curent continuu.

Rezistența electrică a unui material se determină din măsurarea căderii de tensiune și a intensității curentului electric. Două dificultăți apar la măsurarea rezistenței semiconductoarelor:

- (a) rezistența contactului între sondele metalice și semiconductor și
- (b) gradientul de temperatură pe direcția de curgere a curentului electric.

În semiconductorii cu rezistivitate mare rolul esențial îl joacă stratul de inversiune care apare datorită diferenței de potențial de contact, iar în semiconductorii cu rezistivitate mică rolul esențial îl joacă imperfecțiunile contactelor. În măsurători este necesar să se înlăture rezistența de contact. Acest lucru se poate realiza în primul rând prin folosirea unor metode speciale de măsură (metoda compensației sau metode electromagnetice în care nu sunt necesare contacte). **Contactul ohmic** între metal și semiconductor este un contact ideal care:

- nu opune nici o rezistență la trecerea curentului;
- nu prezintă fenomenul de redresare (în ambele sensuri de polarizare curentul are aceeași valoare pentru aceeași valoare a tensiunii);
- nu-și schimbă proprietățile sale cu temperatura, valoarea câmpului electric aplicat sau variația condițiilor de iluminare.

În general nu se pot realiza contacte ohmice ideale. De aceea în lucrarea de față se măsoară tensiunea prin metoda compensației folosindu-se un potențiomtru compensator. Aceasta fiind o metodă de zero, nu trece curent prin contactul metal-semiconductor și în acest fel este eliminată din măsurători rezistența de contact.

La măsurarea rezistivității în funcție de temperatură, chiar în condiții obișnuite poate să apară un gradient de temperatură de-a lungul probei. Existența unui gradient de temperatură duce la apariția unei tensiuni electromotoare (tensiunea termoelectrică) ΔU , proporțională cu gradientul de temperatură ΔT :

$$\Delta U = \alpha \cdot \Delta T$$

unde α este coeficientul de temperatură al tensiunii termoelectrice care pentru semiconductori este de ordinul zecilor de mV/grad.

Deoarece sensul și mărimea tensiunii termoelectrice sunt constante pentru o perioadă lungă de timp, influența ei asupra rezultatelor măsurătorilor se elimină prin trecerea curentului electric în ambele sensuri. Pentru un sens al curentului electric tensiunea măsurată este:

$$U_1 = U + \Delta U$$

iar pentru sensul contrar tensiunea măsurată este:

$$U_2 = U - \Delta U.$$

Valoarea reală a tensiunii care ne interesează este:

$$U = (U_1 + U_2) / 2$$

2. Metoda Van der Pauw

Această metodă se folosește pentru măsurarea rezistivității electrice a probelor de dimensiuni mici cu suprafețe plan-paralele, de formă oarecare. Proba de măsurat se pune pe un suport de plastic așezat orizontal. Cu ajutorul unor manipuloare solidare cu suportul de plastic se fixează patru sonde gen cuțit (din tantal sau carbură de wolfram) lateral pe probă. Determinarea rezistivității decurge astfel:

1. Se trece un curent I între sondele 1 și 2 și se măsoară tensiunea între 3 și 4. Se determină $R_{1,2} = U_{3,4} / I$.
2. Se trece curent între sondele 1 și 4, se măsoară tensiunea între sondele 2 și 3. Se determină $R_{1,4} = U_{2,3} / I$.
3. Se calculează rezistivitatea după formula:

$$\rho = (\pi / \ln 2) \cdot d \cdot f(R_{1,2} / R_{1,4}) \cdot (R_{1,2} + R_{1,4}) / 2 \quad (1)$$

unde d este grosimea probei și $f(R_{1,2}/R_{1,4})$ este o funcție de corelație. Valoarea funcției în funcție de raportul $x=R_{1,2}/R_{1,4}$ este dată de relația aproximativă:

$$f \cong 1 - [(x-1)/(x+1)]^2 \cdot (\ln 2)/2 - [(x-1)/(x+1)]^4 \cdot [(\ln 2)^2/4 - (\ln 2)^3/12]$$

Pentru $0,7 < (R_{1,2}/R_{1,4}) < 1,5$ valoarea funcției f este aproximativ egală cu unitatea. În formula (1) figurează numai mărimi care se pot determina cu exactitate. Nu este necesară cunoașterea distanței dintre sonde fiindcă nu apare în formula (1). Această metodă este cu atât mai exactă cu cât contactul sondă-probă semiconductoră se realizează pe o suprafață mai mică.

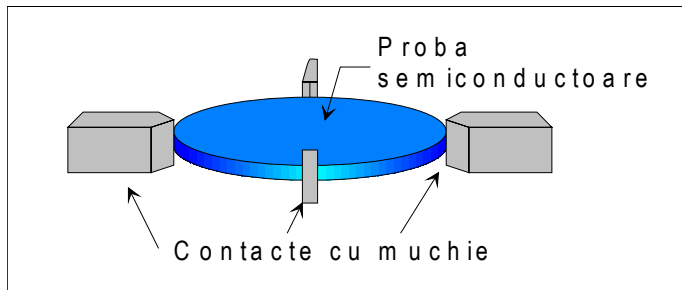


Figura 1. Aranjamentul experimental pentru metoda Van der Pauw.

3. Metoda celor două sonde

Metoda celor două sonde se utilizează la măsurarea rezistivității probelor de formă geometrică paralelipipedică și pentru controlul rezistivității de-a lungul probei.

Probele semiconductoră pot să aibă o distribuție neomogenă a impurităților de-a lungul lungimii lor și prin urmare, o rezistență electrică neomogenă. Pentru măsurarea dependenței rezistivității de poziție pe lungimea probei una din sonde este mobilă și se deplasează de-a lungul probei. Deplasarea sondei mobile se face cu ajutorul unui șurub micrometric.

Schema de măsură prin metoda celor două sonde se vede în figură. Folosind bateria de alimentare B , se trece prin probă un curent I , limitat de reostatul R . Între sondele S_1 și S_2 se culege tensiunea U care se măsoară cu potențiometrul compensator P . Notând cu L distanța dintre sonde și cu S secțiunea transversală a probei se determină rezistivitatea ρ :

$$\rho = (U/I) (S/L) = (S/I) \operatorname{tg} \varphi \quad (2)$$

unde $\operatorname{tg} \varphi = U/L$ este panta dreptei $U = f(L)$.

Păstrând sonda S_1 fixă și deplasând sonda S_2 se determină distribuția potențialului de-a lungul probei. Pentru o probă omogenă panta dreptei $U =$

$f(L)$ este constantă în timp ce pentru o probă neomogenă potențialul are o distribuție neliniară cu distanța dintre sonde.

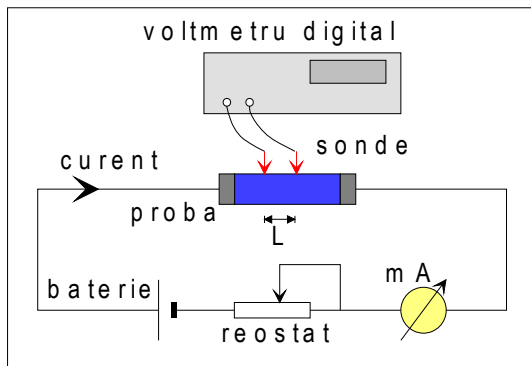


Figura 2. Aranjamentul experimental pentru metoda celor două sonde.

4. Obiectivele lucrării

1. Probele de măsurat se șlefuiesc cu carborund și se decapează chimic. Decaparea chimică a probelor de Ge se face într-o soluție de $H_2 O_2$ 30%, iar decaparea probelor de GaAs se face într-o soluție formată din 5 părți NaOH și o parte $H_2 O_2$ 30%.
2. Se măsoară rezistivitatea a 3 probe de Ge și GaAs de formă geometrică neregulată prin metoda van der Pauw. Rezistivitatea ρ se determină din relația (1).
3. Se măsoară prin metoda celor două sonde rezistivitatea a 2 probe de Ge și GaAs de formă paralelipipedică. Pentru aceste probe se trasează graficul $U=f(L)$, observându-se omogenitatea electrică a probelor. Rezistivitatea ρ se determină din relația (2).

Întrebări

1. Cum depinde rezistivitatea de natura semiconductorului?
2. Care sunt avantajele și dezavantajele metodelor de măsură Van der Pauw și celor două sonde?

Bibliografie

1. Constantinescu, C., Glodenu, A. – "Stări locale în semiconductori", Editura Tehnică 1968
2. Van der Pauw, L. Y. – Philips Research Reports **113**(1) 1(1958)

EFFECTUL HALL

Studiem în această lucrare unul dintre cele mai importante efecte galvano-magnetice, efect care permite determinarea foarte precisă a concentrației precum și a tipului de purtători care participă la conducție.

Considerații generale

Fie un semiconductor omogen, de formă paralelipipedică, prin care trece un curent electric, așa cum este arătat în figura 1. Diferența de potențial între punctele A și B, situate în același plan perpendicular pe liniile de curent (suprafață echipotențială), este nulă în absența câmpului magnetic constant **B**. Dacă există un câmp magnetic, perpendicular pe direcția curentului, între punctele A și B apare o diferență de potențial; acest fenomen se numește efect Hall, iar diferența de potențial care există între punctele A și B, tensiune Hall.

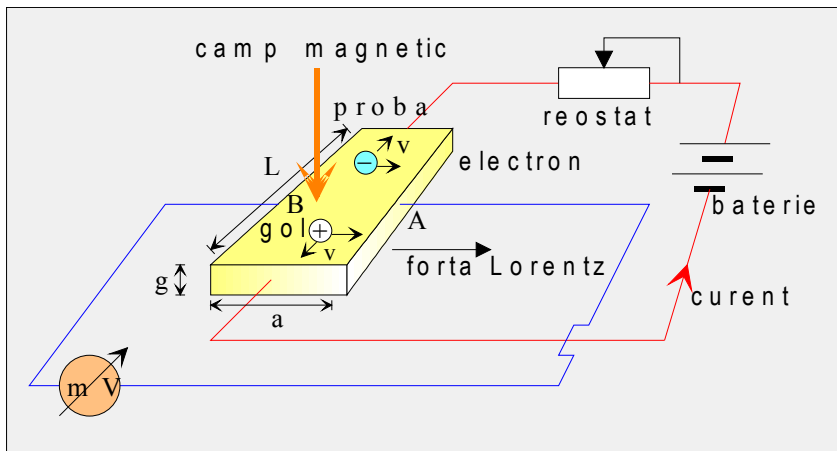


Figura 1. Montaj experimental pentru măsurarea efectului Hall.

Considerăm mișcarea unei sarcini electrice "e", cu viteza "**v**", în câmpul magnetic **B**. Asupra acestei sarcini va acționa forța Lorentz:

$$\mathbf{F} = e \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \text{ "e" își conține semnul} \quad (1)$$

Prin acțiunea ei sarcinile, indiferent de semnul lor, vor fi deviate către aceeași suprafață. Singura condiție care se cere îndeplinită este ca sensul de mișcare al sarcinilor să fie compatibil cu sensul curentului ce trece prin probă. Deplasarea sarcinilor spre o suprafață modifică încărcarea electrică a acesteia conducând la apariția unei diferențe de încărcare electrică între suprafețele S_A și S_B .

În interiorul probei ia naștere un câmp electric E_H care generează o forță contrară forței Lorentz. Astfel după o încărcare electrică suficientă a

suprafețelor S_A și S_B , restul purtătorilor trec nedeviați prin probă. Din egalitatea forței Lorentz cu forța generată de încărcarea electrică a suprafețelor:

$$\mathbf{e} \cdot \mathbf{E}_H = \mathbf{e} \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

și cunoscând legătura care există între densitatea de curent, viteza purtătorilor și concentrație:

$$\mathbf{j} = \mathbf{e} \cdot n \cdot \mathbf{v}$$

obținem:

$$n \cdot E_H = \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / e \quad (3)$$

Luând în considerare dimensiunile probei așa cum sunt indicate în figura 1, pentru tensiunea Hall se obține:

$$U_H = R_H \cdot I \cdot B / g, \text{ unde } R_H = 1 / ne \quad (4)$$

Din această expresie se vede că semnul diferenței de potențial depinde de semnul purtătorilor liberi, pentru conducție de electroni $R_H < 0$, iar pentru conducție de goluri $R_H > 0$. Cunoscând constanta Hall R_H se poate determina concentrația purtătorilor de curent.

Considerațiile simple pe care le-am folosit pentru obținerea relației (4) nu au permis luarea în considerare a caracterului statistic al vitezelor purtătorilor de curent și a mecanismelor de împrăștiere. În cele ce urmează vom schița deducerea coeficientului Hall cu ajutorul ecuației cinetice Boltzmann, indicând pentru completare lucrarea [1]. Ecuația Boltzmann permite determinarea corecției la funcția de distribuție de echilibru, fenomenele de neechilibru termodinamic putând fi descrise de acest termen corectiv. Pentru un semiconductor cu suprafețe energetice sferice și în cazul ciocnirilor elastice, ecuația de transport are o formă relativ simplă, permițând găsirea cu ușurință a corecției la funcția de distribuție. Cu acest termen, pentru fenomenele galvanomagnetice: $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, $\nabla T = 0$, $\nabla F = 0$, obținem ecuațiile pentru componentele curent:

$$j_x = (ne^2/m^*) [(\tau/(1+(\gamma\tau H)^2)) \cdot \varepsilon_x + \gamma H (\tau^2/(1+(\gamma\tau H)^2)) \cdot \varepsilon_y] \quad (5)$$

$$j_y = (ne^2/m^*) [-(\tau^2/(1+(\gamma\tau H)^2)) \cdot \gamma H \varepsilon_x + (\tau/(1+(\gamma\tau H)^2)) \cdot \varepsilon_y]$$

unde $\gamma = e/mc$, $\tau(E)$ fiind timpul de relaxare dependent de energie, iar pentru un semiconductor nedegenerat:

$$\langle f(E) \rangle = [\int E^{3/2} \cdot f(E) \cdot e^{-E/(kT)} \cdot dE] / \int E^{3/2} \cdot e^{-E/(kT)} \cdot dE$$

Deoarece după direcția y nu avem curent, obținem din ec. (5):

$$j_x = \frac{E_y \cdot (ne^2/m^*) \{ \langle \tau / [1+(\gamma\tau H)^2] \rangle^2 + (\gamma H)^2 \langle \tau^2 / [1+(\gamma\tau H)^2] \rangle^2 \}}{\{ \gamma H \langle \tau^2 / [1+(\gamma\tau H)^2] \rangle \}} \quad (6)$$

sau, pentru constanta Hall:

$$R_H = \frac{(m^*/ne^2) \gamma \langle \tau^2 / (1+(\gamma\tau H)^2) \rangle}{[\langle \tau / (1+(\gamma\tau H)^2) \rangle + (\gamma H)^2 \langle \tau^2 / (1+(\gamma\tau H)^2) \rangle^2]} \quad (7)$$

Deoarece câmpurile magnetice la care lucrăm sunt astfel încât verifică ingalitatea $\gamma\tau H \ll 1$, aceasta fiind condiția de câmp mic pentru efectul Hall, dezvoltând în serie și păstrînd termenii adecvați, obținem:

$$R_H = (1/nec) \cdot \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 \quad (8)$$

Remarcăm apariția factorului corectiv $f = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$, spre deosebire de expresia obținută prin considerații simple; cum întotdeauna există ingalitatea $\langle \tau^2 \rangle \geq \langle \tau \rangle^2$, acest factor corectiv este mai mare ca 1. Uzând de diferite dependențe de energie pentru timpul de relaxare [1], putem găsi, funcție de mecanismul de împrăștiere care predomină, factorul corectiv. Astfel, la temperaturi înalte, $f = 3\pi/8$ iar pentru cele joase $f = 1,93$.

Cunoscând, pentru una și aceeași probă, constanta Hall R_H și conductibilitatea σ , în cazul în care există un singur tip de purtători care participă la conducție, se poate găsi mobilitatea purtătorilor de curent:

$$\mu_H = \sigma \cdot R \quad (9)$$

Pentru semiconductorii cu conducție de ambele feluri, lucrurile sunt mai complicate, expresiile pentru coeficientul Hall și conductibilitate fiind:

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu_n + p \cdot e \cdot \mu_p \quad (10)$$

$$R = (1/e) [(p\mu_p^2 - n\mu_n^2) / (p\mu_p + n\mu_n)^2] \cdot [\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2]$$

Montajul experimental

Montajul experimental, așa cum este prezent schematic în figura 1, constă din două mari circuite :

- circuitul de alimentare al probei cu un curent I,
- circuitul pentru măsurarea diferenței de potențial Hall.

Curenții de lucru, care trec prin probă sunt de ordinul zecilor de mA. Se trasează curbele $U_H = U(H)_{I=\text{const}}$ și $U_H = U(I)_{H=\text{const}}$, obținându-se din prelucrarea lor, concentrația. Măsurând conductibilitatea probei se poate găsi mobilitatea Hall.

Efecte parazite

În afară de cazul banal al unei tensiuni suplimentare care poate să apară datorită plasării incorecte a contactelor A și B (adică nu aparțin aceleași suprafețe echipotențiale) mai apar și alte efecte.

Efectul Ettinghausen constă în apariția unui gradient de temperatură după direcția y , în prezența câmpului magnetic. Gradientul conduce la apariția unei forțe motoare care are același sens cu tensiunea Hall și deci este foarte greu de separat de acesta. Legătura dintre gradientul de temperatură și mărimile j_x și H_z este dată în (11), unde P este un coeficient:

$$P = (\partial T / \partial y) / (j_x H_z) \quad (11)$$

Dacă există un gradient de temperatură după direcția x , după direcția y apare, în prezența câmpului magnetic, o forță electromotoare E_y după legea:

$$E_y = Q^\perp \cdot (\partial T / \partial x) \cdot H_z \quad (12)$$

Unde Q^\perp este coeficientul Nernst-Ettinghausen transversal, efectul acesta purtând numele de efect N-E transversal.

Efectul Righi-Leduc constă în faptul că dacă există un gradient de temperatură după direcția x , atunci, sub acțiunea câmpului magnetic, apare un gradient de temperatură după y , acesta conducând la apariția unei forțe termoelectromotoare care alterează efectul Hall. Coeficientul Righi-Leduc este:

$$S = \partial T / \partial y / (H_z \cdot \partial T / \partial x) \quad (13)$$

Astfel, tensiunea măsurată cu potențiometrul compensator, V_1 este de fapt o sumă la care își aduc contribuția efectele anunțate anterior:

$$V_1 = V_H + V_E + V_{NE} + V_{RL} + V_I \quad (14)$$

unde V_I apare ca urmare a plasării incorecte a contactelor. Prin inversări adecvate ale curentului ce trece prin probă, precum și a câmpului magnetic, după metoda dată mai jos, se obține:

$$V_2 = V_H - V_E + V_{NE} + V_{RL} - V_I \quad (I \text{ inversat})$$

$$V_3 = V_H + V_E - V_{NE} - V_{RL} - V_I \quad (I \text{ și } H \text{ inversat}) \quad (15)$$

$$V_4 = -V_H - V_E - V_{NE} - V_{RL} + V_I \quad (H \text{ inversat})$$

Obținem deci pentru suma dintre tensiunea Hall și cea Ettinghausen:

$$V_H + V_E = (V_1 - V_2 + V_3 - V_4) / 4 \quad (16)$$

Bibliografie

1. P. S. Kireev - "Fizica semiconductorilor", Editura Științifică și Enciclopedică 1977.

DETERMINAREA BENZII INTERZISE A UNUI SEMICONDUCTOR

Lărgimea intervalului energetic interzis este cel mai important parametru ce caracterizează un semiconductor. Semnificația fizică a benzii interzise este simplă; ea reprezintă energia minimă necesară unui electron care ocupă limita superioară a stărilor benzii de valență, ca acesta să treacă în banda de conducție, pe prima stare energetică. Banda interzisă se poate determina din:

- măsuratori ale conductivității electrice în funcție de temperatură,
- măsuratori ale constantei Hall în funcție de temperatură,
- măsurători referitoare la distribuția spectrală a coeficientului de absorbție a radiației electromagnetice,
- măsuratori ale distribuției spectrale a fotocurentului generat de absorbția radiației electromagnetice.

În lucrarea de față se determină lărgimea benzii interzise prin prima metodă menționată, aceasta fiind totuși destul de puțin precisă.

Dependența conductibilității de temperatură

Conductibilitatea electrică, pentru un semiconductor, este dată de expresia:

$$\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (1)$$

unde: q – reprezintă sarcina electronului;
 n – concentrația de electroni;
 p – concentrația de goluri;
 μ_n – mobilitatea electronilor;
 μ_p – mobilitatea golurilor.

Pentru a găsi dependența conductibilității de temperatură este necesară cunoașterea felului în care variază cu temperatura atât concentrațiile cât și mobilitățile. Deoarece domeniul de temperaturi în care studiem variația conductibilității este ales astfel încât să fie puse în valoare proprietățile materialului intrinsec, vom considera în continuare condiția $n=p$, îndeplinită. Presupunând un semiconductor intrinsec, nedegenerat, obținem:

$$n = p = (2/h^3) \cdot (2 \cdot \pi \cdot k \cdot T)^{3/2} \cdot (m_n \cdot m_p)^{3/4} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (2)$$

unde: k_B – este constanta lui Boltzmann,
 m_n – masa efectivă a electronului,
 m_p – masa efectivă a golului,
 ΔE – este lărgimea zonei interzise.

Deși lărgimea zonei interzise are o dependență slabă de temperatură, această variație este cu mult mai mică decât erorile experimentale ale acestei metode, astfel încât vom considera constantă mărimea ΔE .

Mobilitatea purtătorilor este dată de expresia:

$$\mu_{n,p} = \langle \tau_{n,p} \rangle / m_{n,p} \quad (3)$$

în care, $\tau_{n,p}$ este timpul de relaxare, adică timpul după care abaterea de la echilibru a funcției de distribuție a purtătorilor scade de "e" ori (2,718..) din momentul în care încetează cauza care a scos sistemul din echilibru. Sistemul de electroni și goluri revine la echilibru prin ciocnirile pe care le suferă purtătorii cu fononii, impuritățile sau chiar între ei, pentru fiecare model propus putându-se, în cadrul anumitor aproximații să se determine felul în care depinde timpul de relaxare de energie. Presupunând un singur mecanism de relaxare ca fiind predominant în condițiile noastre și efectuând media după energie în expresia (3) pentru o funcție de energie de forma "C·E^s", obținem expresia:

$$\mu \sim T^s \quad (4)$$

Astfel pentru $s = -3/2$ obținem cazul împrăștierii pe fononi acustici, iar pentru $s = 3/2$ cel al împrăștierii de impurități ionizate.

În domeniul de temperatură în care $\Delta E \gg kT$, concentrația purtătorilor depinde incomparabil mai puternic de temperatură decât mobilitatea, astfel încât pe aceasta din urmă o putem considera practic constantă, obținându-se cu formula (1):

$$\sigma = A \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 kT)} \quad (5)$$

sau reprezentând grafic expresia $\ln(\sigma \cdot T^{-3/2})$ în funcție de $1/T$. Din panta acestei drepte se găsește ΔE :

$$\Delta E = \Delta[\ln(\sigma \cdot T^{-3/2})] / [\Delta(1000/T)] \text{ (eV)} \quad (6)$$

Montaj experimental

Dispozitivul experimental conține doi cilindri masivi de cupru, cel superior poate culisa pe două tuburi de ceramică permițând blocarea probei semiconductoare între ei. În fiecare dintre cei doi cilindri este introdus câte un termocuplu cromel-alumel.

Circuitul de alimentare al probei este format dintr-o baterie B₁, o rezistență variabilă R și un miliampermetru. Două fire de același tip ale termocuplelor se utilizează pentru a realiza circuitul probei.

Cu ajutorul a două sonde de wolfram se culege de pe probă o cădere de tensiune care se măsoară cu ajutorul unui compensator sau se înregistrează pe unul dintre canalele unui înregistrator.

Suportul pe care este fixată proba se introduce într-un cuptor care se alimentează da la rețea prin intermediul unui autotransformator.

Pentru măsurarea temperaturii se folosesc cele două termocuple semnalele electrice care apar în circuitele lor putându-se citi pe două milivoltmetre sau înregistra la două canale ale înregistratorului.

Dacă cele două termocuple indică temperaturi diferite, deci există un gradient de temperatură în probă, se utilizează un al doilea cuptor, situat pe blocul inferior de cupru, astfel încât gradientul se fie anulat, instalația permițând acest lucru. Punctele înregistrate care vor fi folosite mai departe vor fi acelea pentru care ambele termocuple indică aceeași temperatură. Lipsa gradientului din probă ne asigură lipsa forței termoelectromotoare care prin prezența ei ar vicia rezultatele.

Mod de lucru

1. Se introduce proba semiconductoare între cilindrii de cupru și se fixează cele două sonde de wolfram în două puncte situate pe aceeași parte a probei.
2. Pentru a realiza contactele electrice de bună calitate între sonde și probă se descarcă între sonde un condensator, verificându-se apoi ca cele două contacte să nu fie redresoare.
3. Se închide circuitul de alimentare al probei și se măsoară sau se înregistrează căderea de tensiune culeasă de sonde la temperatura camerei.
4. Se alimentează cuptorul exterior efectuându-se operația anterioară, urmărind cu atenție compensarea eventualului gradient de temperatură; se citește sau se înregistrează temperatura.

Cunoscând geometria probei precum și mărimea curentului care trece prin probă se determină variația cu temperatură a conductibilității. Construidu-se graficul funcției $\ln(\sigma \cdot T^{-3/2})$, variabilă fiind $1000/T$ se determină ΔE după formula (6).

Întrebări

1. Care este rațiunea folosirii celor două blocuri de cupru?
2. Dispozitivul, mai puțin cuptorul exterior, este închis într-un tub de sticlă racordat la instalația de vid chiar în apropiere de cilindrul inferior. Ce rol joacă vidul și de ce poziția celor două cuptoare permite compensarea gradientului de temperatură?

STUDIUL TERMISTORULUI

1. Considerații teoretice

Conductivitatea electrică a materialelor este influențată de temperatură. Relația care exprimă dependența conductivității electrice σ de parametrii microscopici ai materialului este:

$$\sigma = n \cdot q \cdot \mu = n \cdot q^2 \cdot \tau / m \quad (1)$$

unde:

- n – numărul de purtători de sarcină din unitatea de volum;
- q – sarcina elementară a unui purtător de sarcină ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C);
- m – masa unui purtător de sarcină (electron $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg);
- τ – timpul mediu între două ciocniri ale purtătorilor de sarcină;
- $\mu = q \cdot \tau / m$ – mobilitatea purtătorilor de sarcină.

Semiconductorii intrinseci (puri) au două tipuri de purtători, electronii cu densitatea n și golurile cu densitatea p , conductivitatea lor fiind:

$$\sigma = n \cdot q \cdot \mu_n + p \cdot q \cdot \mu_p \quad (2)$$

În semiconductor depind de temperatură mobilitatea μ (scade cu creșterea temperaturii) prin intermediul timpului dintre ciocniri τ și densitatea de purtători, n și p , care crește cu creșterea temperaturii.

Într-un semiconductor intrinsec densitatea de electroni n din banda de conducție este egală cu densitatea golurilor p din banda de valență (câți electroni sunt în banda de conducție, atâtea goluri au rămas în banda de valență):

$$n = p \quad (3)$$

iar în condiții de echilibru este valabilă **legea acțiunii maselor**:

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} \quad (4)$$

unde:

- k_B – constanta Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/°K = $8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/K);
- T – temperatura semiconductorului;
- ΔE – lățimea zonei interzise a semiconductorului;
- N_c – densitatea efectivă a stărilor din banda de conducție;
- N_v – densitatea efectivă a stărilor cuantice din banda de valență;

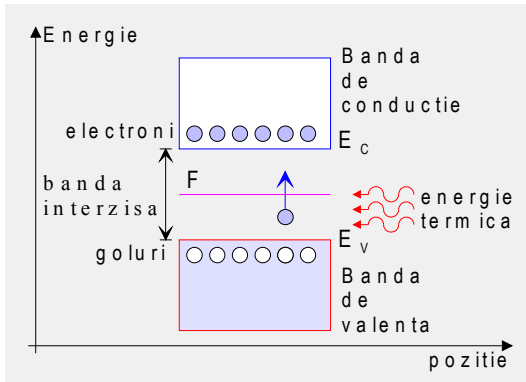


Figura 1. Într-un semiconductor intrinsec energia termică crează tot atâtea goluri în banda de valență câți electroni mobili în banda de conducție.

Atât N_c cât și N_v depind de temperatură ca $T^{3/2}$. Folosind relațiile (3) și (4) găsim:

$$n = p = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (5)$$

de unde deducem pentru conductivitate relația:

$$\sigma = q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} = \sigma_0 \cdot e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (6)$$

Dependența de temperatură a conductivității este dată de factorul exponențial, celelalte dependențe de temperatură (μ_n , μ_p , N_c , N_v) fiind în primă aproximație neglijabile. Fiindcă rezistivitatea este:

$$\rho = 1/\sigma = \rho_\infty \cdot e^{\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)} \quad (7)$$

atunci rezistența electrică a materialului semiconductor va fi:

$$R = \rho \cdot L / S \quad (8)$$

Pentru cazul termistorului rezistența sa electrică este catalogată sub forma:

$$R = A \cdot e^{B/T} \quad (9)$$

De remarcat că factorul A depinde de geometria dispozitivului (S și L) pe câtă vreme constanta B depinde doar de tipul materialului utilizat pentru confecționarea termistorului ($B = \Delta E / 2 \cdot k_B$). În cataloage se oferă și coeficientul termic al rezistenței electrice (de obicei la temperatura de 25°C):

$$\alpha = (1/R) \cdot (dR/dT) = -B/T^2 \quad (10)$$

$$[\alpha]_{SI} = \% / \text{grad}$$

2. Dispozitivul experimental

Termistorul se găsește într-un vas termostatat a cărei temperatură se modifică cu ajutorul încălzitorului și se măsoară cu termometrul. Rezistența electrică a termistorului se măsoară cu ohmetrul.

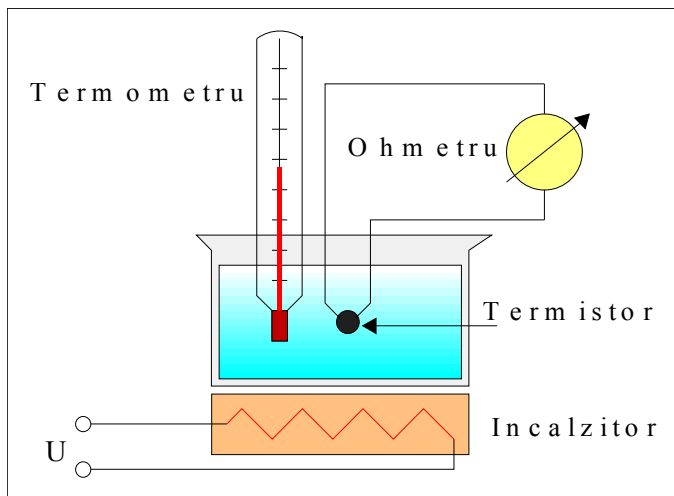


Figura 2. Aranjamentul experimental pentru măsurarea rezistenței electrice a termistorului în funcție de temperatură.

Pentru a măsura în mod corect temperatura termistorului este necesar ca acesta să se afle cât mai aproape de bulbul termometrului, astfel ca temperatura indicată de termometru să fie și temperatura termistorului.

3. Modul de lucru

- Se execută montajul experimental conform schemei;
- Se alimentează încălzitorul de la variac, pornind de la tensiuni mici;
- Se citesc temperatura din 5 în 5 grade și rezistența electrică, așteptând 2-3 minute pentru stabilirea valorii acestora după fiecare modificare a tensiunii de alimentare a încălzitorului;
- Nu se va depăși temperatura de 100 ° C.

4. Analiza rezultatelor

Logaritmând relația (9) obținem:

$$\ln R = \ln A + B/T \quad (11)$$

Reprezentând grafic $\ln R$ în funcție de $1/T$ se obține o dreaptă a cărei pantă este B:

$$B = (\ln R_2 - \ln R_1) / (1/T_2 - 1/T_1) \quad (12)$$

unde cele două puncte 1 și 2 se aleg cât mai depărtate unul de celălalt, pentru a avea o eroare de calcul cât mai mică.

Se calculează apoi valoarea zonei interzise a semiconductorului:

$$\Delta E = 2 \cdot k_B \cdot B \quad (\text{în eV}) \quad (13)$$

5. Rezultate experimentale

Nr. crt.	R (kΩ)	lnR	t (°C)	T (K)	10 ³ /T (K ⁻¹)	B (K)	ΔE (eV)

TIPUL SEMICONDUCTORILOR

Introducere

În semiconductori la procesul de conducție participă două tipuri de purtători: electronii și golurile. Concentrațiile celor două tipuri de purtători sunt egale într-un semiconductor pur (intrinsec). Caracteristic semiconductorilor este că se poate mări concentrația unui anumit tip de purtători cu multe ordine de mărime față de concentrația purtătorilor de semn contrar, prin doparea acestora cu impurități.

Structura energetică a unui semiconductor pur presupune o bandă de valență și una de conducție. Banda de valență este ultima bandă complet plină cu electroni la 0 K și banda de conducție este prima bandă complet liberă (neocupată cu electroni la 0 K). Aceste benzi sunt separate între ele printr-un interval energetic care nu are stări energetice permise pentru electroni și care se numește bandă interzisă și se notează cu ΔE . ΔE este energia pe care trebuie s-o

primească un electron pentru a trece din banda de valență în banda de conducție. Electronii pot participa liber la procesul de conducție numai dacă se găsesc în banda de conducție.

La o temperatură $T > 0$ K un număr de electroni din legăturile de valență capătă o energie suficientă pentru a deveni liberi, cu alte cuvinte pentru a trece din banda de valență în banda de conducție. Locurile rămase libere în banda de valență participă de asemenea la conducția curentului electric, însă cu sarcini pozitive. Ele se numesc goluri. Este evident că în acest caz concentrația golurilor din banda de conducție (liberi) este egală cu concentrația golurilor din banda de valență. Purtătorii generați termic prin tranziția bandă – bandă (procesul descris mai sus) se numesc purtători intrinseci. Concentrația " n_i " a purtătorilor intrinseci variază cu temperatura T după legea:

$$n_i \sim T^{3/2} e^{-\Delta E / (2 \cdot k \cdot T)}$$

Dacă într-un semiconductor în locul unui atom de bază se introduce un atom al altui element, acesta din urmă se numește impuritate de substituție. În rețeaua cristalină a Germaniului pur fiecare atom de Ge participă cu cei patru electroni periferici la legăturile de valență cu vecinii, realizându-se astfel legătura chimică completă. Dacă se introduce în locul unui atom de Ge un atom din grupa V a tabelului periodic al elementelor, de exemplu As, atomul de As având 5 electroni de valență, numai 4 vor participa la legăturile de valență din rețeaua Germaniului, al 5-lea electron rămânând foarte slab legat de atomul de As. Energia de ionizare a acestui electron este de ~ 70 ori mai mică decât banda interzisă a Ge. Probabilitatea ca acest electron să devină liber (să treacă în banda de conducție) este mult mai mare decât probabilitatea trecerii unui electron din banda de valență în banda de conducție.

Atomul de As dă un electron liber, rămânând ionizat pozitiv, fără a da și un gol în banda de valență deoarece As^+ este fix în rețea. Impuritățile care dau electroni liberi se numesc **impurități donoare**. Introducerea impurităților donoare într-un semiconductor face să fie mai mare concentrația electronilor decât a golurilor și semiconductorul să prezinte practic numai o conducție de electroni. Un semiconductor de acest fel se numește **semiconductor de tip n**.

Dacă în locul unui atom de Ge se introduce atomul unui element din grupa a III-a a tabelului periodic, de exemplu Galiu, atomul de Ga având trei electroni de valență nu va putea satisface cele patru legături de valență din rețeaua germaniului, o legătură rămânând nesatisfăcută. La o temperatură diferită de 0 K un electron din legăturile de valență ale Ge va executa un salt ocupând legătura incompletă a atomului de Ga acesta devenind ion negativ și în banda de valență rămânând o gaură liberă. Asemenea impurități, care acceptă electroni eliberând goluri în banda de valență se numesc **impurități acceptoare**. În semiconductorul cu impurități acceptoare concentrația golurilor este mai mare decât a electronilor și practic un asemenea semiconductor

prezintă o conducție de goluri. El se numește **semiconductor de tip p**. Energia de ionizare a acceptorilor este de ~ 70 ori mai mică decât banda interzisă a Ge.

Deoarece energiile de ionizare ale donatorilor și acceptorilor sunt mult mai mici decât lărgimea benzii interzise a semiconductorului, în schema energetică nivelul energetic al donatorilor E_d se află situat lângă banda de conducție, iar nivelul energetic al acceptorilor E_a se află situat lângă banda de valență. Banda interzisă a Ge este de $\sim 0,7$ eV iar energiile de ionizare ale donatorilor și acceptorilor sunt de $\sim 0,01$ eV.

Impuritățile ce dau nivele situate în apropierea benzilor permise se numesc impurități cu **nivele puțin adânci**, spre deosebire de alte impurități care dau nivele situate în jurul mijlocului benzii interzise, **nivele adânci**, care joacă un rol important în procesele de recombinare.

Faptul că după natura impurităților introduse semiconductorul poate prezenta un tip de conducție sau altul a dat posibilitatea să se realizeze dispozitive care au revoluționat electronica modernă. În realizarea unor asemenea dispozitive este necesară cunoașterea tipului de conducție a semiconductorului. Tipul de conducție se poate determina prin mai multe metode:

- (1) metoda termosondei,
- (2) metoda redresării la contactul punctiform metal – semiconductor,
- (3) efectul Hall.

Metoda termosondei

Dispozitivul experimental folosit (figura 1) cuprinde un suport metalic (1), o sondă metalică (2) pe care este înfășurat un cupțor ce se alimentează de la secundarul unui transformator și un galvanometru (3) ce se leagă în circuitul sondă – suport. Între sondă și suport se introduce plăcuța semiconductoră (4), astfel încât să apese pe probă. Temperatura sondei se menține în jur de 60°C .

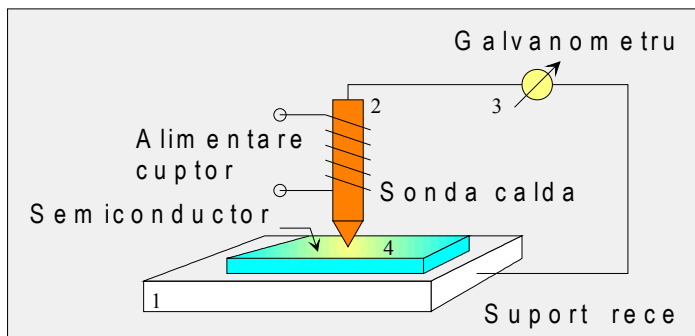


Figura 1. Termosonda

Proba semiconductoare se va încălzi la contactul cu sonda. Purtătorii de sarcină din regiunea caldă a semiconductorului capătă o energie mai mare decât cei din regiunea rece și ca urmare ve exista un flux net de purtători de sarcină de la regiunea caldă la cea rece.

- Dacă semiconductorul este de tip n partea rece se va încărca negativ iar partea caldă se va încărca cu sarcină pozitivă (având lipsă de electroni).
- Dacă semiconductorul este de tip p partea rece se va încărca pozitiv iar partea caldă se va încărca negativ.

Apare astfel o diferență de potențial care are semn contrar pentru cele două tipuri de semiconductori. La semiconductorul de tip n acul galvanometrului va devia într-un sens, iar pentru semiconductorul de tip p va devia în sens contrar. În acest fel se determină foarte simplu tipul de conducție. Sensul de deviație a spotului galvanometrului pentru un anumit sens de trecere a curentului electric se stabilește practic în laborator.

Metoda redresării la contactul punctiform metal – semiconductor

Această metodă se bazează pe proprietățile de redresare ale contactului punctiform metal semiconductor. Un contact redresor prezintă o rezistență electrică mică pentru o polarizare, numită directă și o rezistență foarte mare pentru polarizarea inversă. Practic se leagă în serie o sursă de tensiune, o rezistență de sarcină și semiconductorul.

În cazul contactului metal – semiconductor de tip n polarizarea directă este cu polul minus al bateriei la semiconductor și polul plus la metal. Întreaga cădere de tensiune U se repartizează pe rezistența de sarcină. La polarizare inversă întreaga tensiune electrică cade pe contact care are rezistență mult mai mare decât rezistența de sarcină.

Pentru contactul metal – semiconductor de tip p, polarizarea directă corespunde semnelui plus la semiconductor și semnelui minus la metal și tensiunea se repartizează pe rezistența de sarcină. Legarea plusului sursei la metal și minusul la semiconductor corespunde polarizării inverse.

Am considerat că rezistența de sarcină este mult mai mare decât rezistența contactului metal – semiconductor polarizat în sens direct și mult mai mică decât rezistența contactului polarizat în sens invers, ceea ce se întâmplă în realitate. Pe baza acestor fenomene se poate determina tipul de conducție într-un semiconductor.

Dispozitivul experimental

Pe un suport (1) se așează proba semiconductoare (2) pe care apasă un vârf metalic de wolfram (3). În circuit se mai găsește rezistența constantă (4) și un

reostat R. Circuitul este alimentat cu curent alternativ prin intermediul unui transformator (5). Tensiunea de pe contactul metal – semiconductor se aplică la plăcile orizontale ale unui oscilograf iar tensiunea de pe rezistența (4) se aplică pe plăcile verticale.

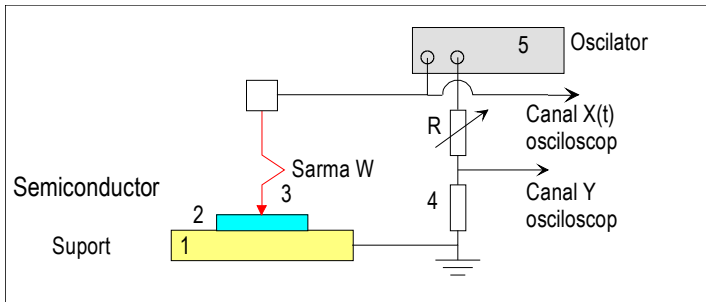


Figura 2. Metoda contactului punctiform.

Un oscilograf are un tun de raze catodice care produce un flux de electroni îngust ce se propagă în vid de-a lungul axului tubului. Fascicolul de electroni poate fi deflectat de două plăci verticale și două orizontale. Deflexia depinde de sensul și valoarea tensiunii aplicate pe fiecare din aceste două perechi de plăci. Un ecran fluorescent așezat la capătul larg al tubului catodic emite lumină în punctul unde cade fascicolul de electroni. Pe ecran se poate observa mișcarea fascicolului de electroni.

- Contactul metal – semiconductor de **tip n** este polarizat în sens direct în timpul semialternanței pozitive. Distribuția tensiunilor face ca o tensiune considerabilă să cadă pe plăcile verticale ale oscilografului de pe rezistența (4) și fascicolul de electroni este deflectat în jos. Pe ecranul oscilografului apare o linie dreaptă din centru în jos. Pe semialternanța negativă, de pe contactul metal – semiconductor cade o tensiune mare pe plăcile orizontale ale oscilografului și fascicolul de electroni descrie o linie orizontală pe ecran din centru la dreapta. Astfel caracteristica I-U a contactului punctiform arată pe ecranul osciloscopului ca ora 6 și un sfert pe ceas.
- La semiconductorul este de **tip p**, polarizarea directă corespunde semialternanței negative, iar cea inversă corespunde semialternanței pozitive. În timpul semialternanței negative fascicolul de electroni va descrie pe ecranul oscilografului o linie dreaptă din centru în sus. În timpul semialternanței pozitive fascicolul de electroni va descrie pe ecran o linie dreaptă din centru la stânga. Caracteristica I-U a contactului metal – semiconductor de tip p arată pe ecranul osciloscopului ca ora 9 pe ceas.

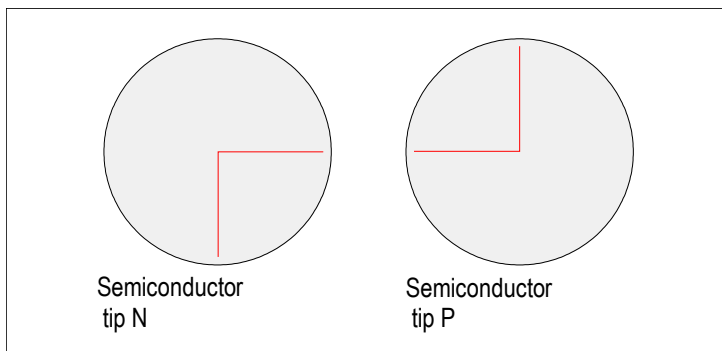


Figura 3. Aspectul ecranului de osciloscop pentru semiconductorul de tip N și de tip P în prezența contactului redresor din wolfram.

În această metodă un rol important îl joacă suprafața semiconductorului care trebuie să fie cât mai curată.

Obiectivele lucrării

1. Se prepară probele prin șlefuire și se decapează chimic. Decaparea chimică a probelor de Ge se face într-o soluție H_2O_2 30%, iar decaparea probelor de GaAs se face într-o soluție din 5 părți de NaOH și o parte H_2O_2 30%.
2. Se realizează montajul din figura 1, se alimentează cuptorul și se determină tipul de conducție pentru mai multe probe semiconductoare de Ge și GaAs după deviația spotului acului galvanometrului.
3. Se realizează montajul din figura 2. Se introduce transformatorul de alimentare și oscilograful în priză.
4. Se pune pe suportul (1) o probă semiconductoare și se realizează contactul cu sonda metalică (3) prin apăsare. Se determină tipul de conducție pentru mai multe probe și se compară rezultatele obținute la punctul 2.

Întrebări

1. Definiți noțiunea de gol.
2. Cum se realizează un semiconductor de tip n? Dar de tip p?
3. Ce polaritate are sonda caldă la un semiconductor de tip n?
4. Cum determinați tipul semiconductorului cu un ohmmetru?

CARACTERISTICA CURENT-TENSIUNE A DIODEI

1. Teoria lucrării

Punând în contact un semiconductor de tip **n** cu unul de tip **p**, electronii din stratul de tip **n** vor **difuză** către stratul de tip **p** unde se **recombină** cu golurile, iar golurile din stratul **p** vor difuza către stratul **n** unde se recombină cu electronii. Apare lângă zona de contact un strat sărăcit în purtători mobili și încărcat electric din cauza atomilor donori, respectiv acceptori, ionizați rămași necompensați de sarcinile mobile. Acest proces are loc până când se egalează nivelele Fermi dintre cele două straturi datorită încărcării electrostatice (echilibru termodinamic). Se formează o barieră de potențial electric cu valoarea dată de relația:

$$q \cdot V_b = F_n - F_p = E_c - E_v + k \cdot T \cdot \ln [N_a \cdot N_d / (N_c \cdot N_v)] \quad (1)$$

unde: k - constanta Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K = $8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/K);

q - sarcina elementară ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C);

V_b - diferența de potențial de contact;

F_n - energia Fermi în stratul n;

F_p - energia Fermi în stratul p;

$\Delta E = E_c - E_v$ - lărgimea zonei interzise a semiconductorului;

N_d - concentrația atomilor donori din stratul n =

= concentrația electronilor liberi din stratul n;

N_a - concentrația atomilor acceptori din stratul p =

= concentrația golurilor din stratul p;

N_c - densitatea efectivă de stări în banda de conducție;

N_v - densitatea efectivă de stări în banda de valență.

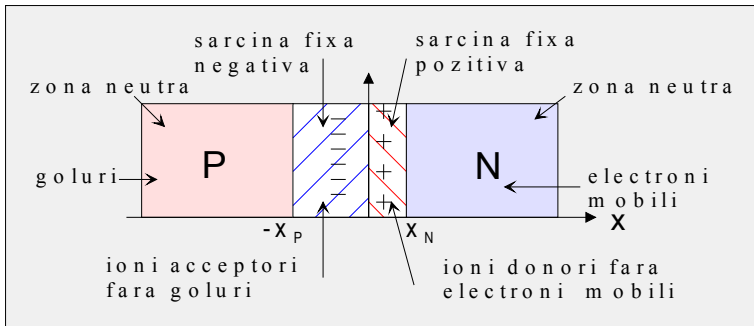


Figura 1. Lângă joncțiunea PN se formează un strat de baraj golit de sarcinile electrice mobile (electroni și goluri).

Grosimea stratului de baraj, sărăcit în purtători liberi, care se formează în jurul zonei de contact este:

$$x_b(U) = [(2\epsilon/q) \cdot (1/N_A + 1/N_D) \cdot (V_b - U)]^{1/2} \quad (2)$$

unde: ϵ – permitivitatea electrică a semiconductorului;

U – diferența de potențial aplicată din exterior,

$U > 0$ **tensiuni directe**, "+" pe stratul p și "-" pe stratul n,

$U < 0$ **tensiuni inverse**, "-" pe stratul p și "+" pe stratul n.

Stratul de baraj împiedică circulația purtătorilor de sarcină majoritari prin diodă. O tensiune directă aplicată diodei va micșora lărgimea stratului de baraj și va modifica semnificativ concentrația purtătorilor minoritari difuzați la marginea stratului de baraj cu factorul $e^{qU/(kT)}$, modificarea purtătorilor majoritari fiind nesemnificativă:

$$p_n'(x_n) = p_n \cdot e^{qU/(kT)} \quad n_p'(-x_p) = n_p \cdot e^{qU/(kT)} \quad (3)$$

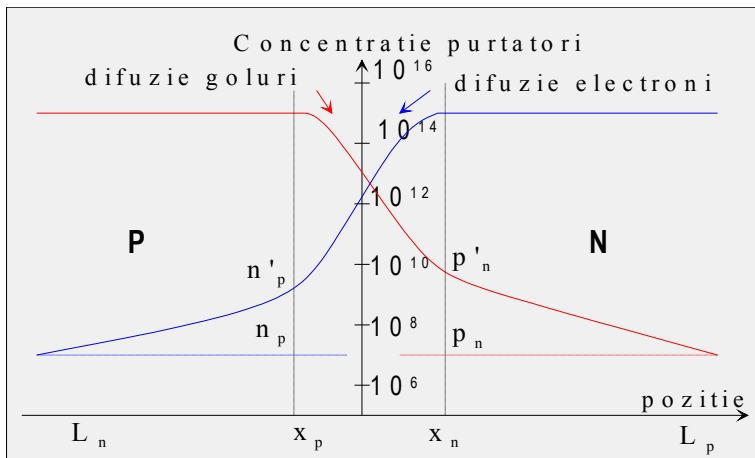


Figura 2. Tensiunea directă **injectează** electroni în zona P și goluri în zona N.

Curentul prin joncțiune va fi direct proporțional cu variația numărului de purtători minoritari la marginea stratului de baraj:

$$\begin{aligned} \Delta p_n(x_n) &= p_n'(x_n) - p_n = p_n \cdot [e^{qU/(kT)} - 1] \\ \Delta n_p(-x_p) &= n_p'(-x_p) - n_p = n_p \cdot [e^{qU/(kT)} - 1] \end{aligned} \quad (4)$$

adică formula **caracteristicii curent-tensiune pentru o joncțiune p-n (diodă semiconductoră)**:

$$I = I_0 \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \quad (5)$$

unde: $I_0 = S \cdot q \cdot (p_n \cdot D_p / L_p + n_p \cdot D_n / L_n)$ – **curentul invers** prin joncțiune;
 D_p, D_n - coeficienții de difuzie pentru goluri, respectiv electroni;
 L_p, L_n - lungimea de difuzie pentru goluri, respectiv electroni;
 S – suprafața joncțiunii.

La tensiuni directe mai mari decât 0,1V ($\sim 4 \cdot k \cdot T / q$) termenul exponențial din (5) este mult mai mare decât 1 și **curentul direct** se poate *aproxima* cu relația:

$$I = I_0 \cdot e^{q \cdot U / (m \cdot k \cdot T)} \quad (6)$$

unde mărimea "m" are valori între 1 și 2, fiind 1 când predomină curentul de difuzie și 2 când predomină curentul de recombinare.

2. Dispozitivul experimental

O sursă stabilizată de tensiune (minim 10V) alimentează circuitul prezentat schematic în figura 3. Prin modificarea valorii rezistenței R_v , se stabilește curentul prin *diodă* (simbol o săgeată cu bară la vârf, coada săgeții este zona P, anodul, iar vârful săgeții, bara, este zona N, catodul). Rezistența R_1 limitează curentul prin circuit, iar rezistența R este utilizată pentru măsurarea curentului prin circuit.

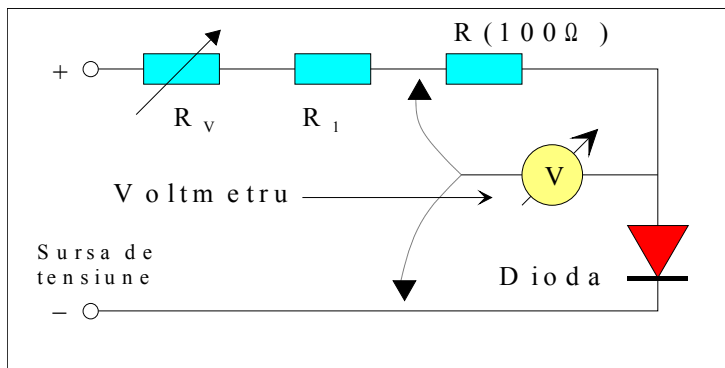


Figura 3. Montaj folosit pentru ridicarea caracteristicii I-U.

Se pot folosi diode cu siliciu (folosite pentru detecție, redresare sau ca celule fotoelectrice) care au tensiunea de deschidere de circa 0,6V (U_D tensiunea peste care curentul prin dispozitiv crește mult, un parametru practic util în aplicații). Se pot folosi și diode luminescente a căror tensiune de deschidere este de circa 1,8-2 V, pentru diodele care emit lumină roșie, și peste 3 V pentru diodele care emit lumină albastră.

INFLUENȚA TEMPERATURII ASUPRA DIODEI

1. Teoria lucrării

Alimentând cu curent constant o diodă, tensiunea directă pe dioda semiconductoră variază în funcție de temperatură cu circa 2mV pe grad Celsius (scade cu creșterea temperaturii). Acest fenomen, corelat cu prețul mic al dispozitivului, face din diodă un senzor de temperatură foarte popular. Densitatea de curent prin diodă este:

$$j = j_0 \cdot (e^{qU / (kT)} - 1) \quad (1)$$

iar densitatea de curent de saturație are expresia:

$$j_0 = q \cdot (p_n \cdot D_p / L_p + n_p \cdot D_n / L_n) \quad (2)$$

unde:

- k – constanta Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K = $8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/K);
- q – sarcina elementară ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C);
- D_p, D_n – coeficienții de difuzie pentru goluri și electroni;
- L_p, L_n – lungimea de difuzie pentru goluri și electroni;
- p_n – concentrația golurilor minoritare în zona n a joncțiunii;
- n_p – concentrația electronilor minoritari în zona p a joncțiunii;
- U – diferența de potențial aplicată din exterior.

Dacă ținem seama că din legea acțiunii maselor:

$$n \cdot p_n = n_p \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} = n_i^2(T) \quad (3)$$

unde:

- $\Delta E = E_c - E_v$ este lărgimea zonei interzise;
- $p = N_a$ concentrația purtătorilor majoritari (în zona p);
- $n = N_d$ concentrația purtătorilor majoritari (în zona n);
- n_i concentrația intrinsecă a purtătorilor în semiconductorul pur.

putem exprima concentrația purtătorilor minoritari:

$$p_n = n_i^2 / n = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (kT)} / N_d \quad (4)$$

$$n_p = n_i^2 / p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E / (kT)} / N_a \quad (5)$$

De aici densitatea de curent prin diodă ascultă de relația:

$$j = q \cdot N_c \cdot N_v \cdot [D_p / (L_p \cdot N_d) + D_n / (L_n \cdot N_a)] \cdot e^{-\Delta E / (kT)} \cdot (e^{qU / (kT)} - 1) \quad (6)$$

Ținând cont că pentru tensiuni aplicate mai mari de 0,1 V, termenul exponențial din paranteză este mult mai mare decât 1 și notând:

$$j_o' = q \cdot N_c \cdot N_v \cdot [D_p / (L_p \cdot N_d) + D_n / (L_n \cdot N_a)] \quad (7)$$

mărimea care variază lent cu temperatura, comparativ cu factorii exponențiali, putem rescrie densitatea de curent prin diodă ca:

$$j = j_o' \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} \cdot e^{q \cdot U / (m \cdot k \cdot T)} \quad (8)$$

unde am introdus coeficientul "m" care este 1 în cazul curentului pur de difuzie, sau 2 pentru curentul de generare-recombinare.

Curentul prin diodă se obține înmulțind densitatea de curent cu **S**, aria secțiunii transversale a joncțiunii, de unde găsim:

$$I = I_o' \cdot e^{-\Delta E / (k \cdot T)} \cdot e^{q \cdot U / (m \cdot k \cdot T)} \quad (9)$$

Logaritmând relația (9) și exprimând tensiunea funcție de curent avem:

$$U = m \cdot \Delta E / q + (m \cdot k_B \cdot T / q) \cdot \ln (I / I_o') \quad (10)$$

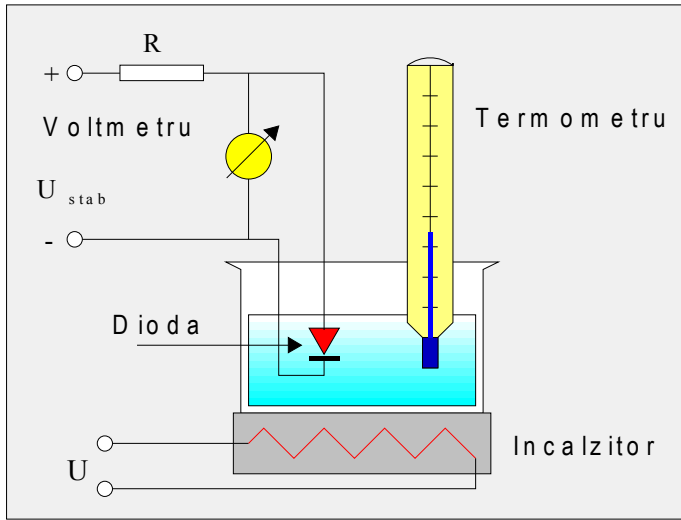
Din această relație se observă că tensiunea pe diodă **U**, la curent **I** constant este direct proporțională cu temperatura. Curentul I_o' este foarte mare comparativ cu **I**. Din această cauză logaritmul raportului subunitar I/I_o' va fi negativ și tensiunea **U** pe diodă scade la creșterea temperaturii:

$$\Delta U / \Delta T = (m \cdot k_B / q) \cdot \ln (I / I_o') < 0 \quad (11)$$

2. Dispozitivul experimental

Dioda se plasează într-un vas calorimetric. Temperatura din vasul calorimetric este măsurată cu termometrul și se modifică cu ajutorul încălzitorului alimentat de la autotransformator. Curentul prin diodă se stabilește cu rezistența **R** și tensiunea de alimentare folosită. Tensiunea pe diodă se măsoară cu voltmetrul.

Pentru a măsura în mod corect temperatura doidei este necesar ca aceasta să se afle cât mai aproape de bulbul termometrului, astfel ca temperatura indicată de termometru să fie și temperatura diodei.



3. Modul de lucru

- Se realizează montajul prezentat anterior;
- Se fixează valoarea curentului prin diodă;
- Se citește tensiunea pe diodă și temperatura ei;
- Se modifică temperatura, mărind tensiunea de alimentare a încălzitorului;
- Se așteaptă 2 - 3 minute pentru stabilizarea temperaturii;
- Se citesc temperatura și tensiunea pe diodă
- Preferabil să se modifice temperatura din 5 în 5 grade și să nu se depășească 80 - 90 °C.

4. Analiza rezultatelor

Se va reprezenta grafic tensiunea U pe diodă în funcție de temperatura T , exprimată în grade Kelvin. Din panta dreptei se calculează S_T sensibilitatea termometrică:

$$S_T = \Delta U / \Delta T = (m \cdot k_B / q) \cdot \ln(I / I_0') \quad (12)$$

Cunoscând curentul I prin diodă se va calcula I_0' . Din relația (10) se va estima valoarea zonei interzise ΔE în eV :

$$\Delta E = q \cdot U - q \cdot S_T \cdot T \quad (13)$$

5. Rezultate experimentale

Nr. crt.	t	T	U	I	S _T	I ₀ '	ΔE
	(°C)	(°K)	(mV)	(mA)	(mV/K)	(A)	(eV)

STUDIUL CAPACITĂȚII JONCȚIUNII P - N

1. Capacitatea de barieră a joncțiunii PN

Separarea sarcinilor electrice în zona stratului de baraj determină apariția unei capacități electrice a joncțiunii p-n, **capacitatea de barieră**, calculabilă după relația condensatorului plan:

$$C = \varepsilon \cdot S / x_b \quad (1)$$

unde:

- ε este permitivitatea electrică a materialului semiconductor,
- S aria joncțiunii, iar
- x_b grosimea stratului de baraj:

$$x_b(U) = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \cdot (V_b - U)} \quad (2)$$

unde:

- N_A reprezintă concentrația impurităților acceptoare în stratul P;
- N_D reprezintă concentrația impurităților donoare în stratul N;
- V_b diferența internă de potențial de contact (potențial de difuzie) și
- U tensiunea aplicată joncțiunii:
 $U < 0$ pentru **tensiuni inverse**,
 $U > 0$ pentru **tensiuni directe**.

La tensiuni inverse ($U < 0$) aplicate joncțiunii p-n abrupte, capacitatea stratului de baraj este:

$$C_b = C_{0b} / (1 - U/V_b)^{1/2} \quad (3)$$

Pentru alte profile de impurificare a joncțiunii exponentul 1/2 are alte valori (1/3 pentru joncțiunea liniar gradată). Fenomenul de modificare a capacității de barieră cu tensiunea inversă aplicată este utilizat în **diodele varicap**, special construite pentru a fi folosite în circuitele de acord LC, pe post de condensator variabil.

Măsurarea capacității de baraj în funcție de tensiunea inversă aplicată, cu derivările corespunzătoare, permite să se obțină direct distribuția impurităților în zona joncțiunii:

$$N(x) = \frac{2}{e\epsilon} \cdot \frac{1}{d \left(\frac{1}{C^2} \right)} \quad (4)$$

$$\frac{1}{dV}$$

Pentru *tensiuni directe* aplicate joncțiunii, pe lângă capacitatea barierei apare **capacitatea de difuzie**, datorată transportului prin difuzie a sarcinilor libere minoritate în zonele neutre sub acțiunea câmpului electric aplicat din exterior.

2. Capacitatea de difuzie a joncțiunii PN

La polarizări directe, în regiunile N și P, în vecinătatea regiunii de trecere se injectează purtătorii minoritari în exces. Aceștia pot fi priviți ca sarcină acumulată în regiunile respective. Referindu-ne la regiunea N, sarcina acumulată datorită golurilor în exces este:

$$Q_n = q \cdot S \cdot \int \Delta p_n(x) \cdot dx \cong q \cdot S \cdot p_n \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \cdot L_p \quad (5)$$

unde: $\Delta p_n = p_n \cdot (e^{qU/(kT)} - 1)$ reprezintă numărul golurilor în exces;
 S este aria joncțiunii;
 L_p – lungimea de difuzie a golurilor.

Integrarea se face pe lărgimea regiunii N, iar când aceasta este $\gg L_p$ putem considera că sarcina suplimentară s-a acumulat pe distanța L_p .

În mod analog, se determină sarcina acumulată în regiunea P datorită electronilor în exces din regiunea P, se obține

$$Q_p = q \cdot S \cdot n_p \cdot (e^{qU/(kT)} - 1) \cdot L_n \quad (6)$$

Sarcina totală de difuzie este $Q = Q_n + Q_p$ și variind pe U în jurul unei valori fixate U_0 , are loc variația sarcinii acumulate, fapt echivalent cu prezența unei capacități, numită de difuzie ce se definește prin relația:

$$C_d = dQ/dU \quad (7)$$

care devine:

$$C_d = q^2 \cdot S \cdot (p_n \cdot L_p + n_p \cdot L_n) \cdot e^{qU/(kT)} / (k \cdot T) =$$

$$= q \cdot (\tau_p \cdot I_{ps} + \tau_n \cdot I_{ns}) \cdot e^{qU/(kT)} / (k \cdot T) = C_{od} \cdot e^{qU/(kT)} \quad (8)$$

unde: $p_n \cdot D_p / L_p = I_{ps}$ este curentul de saturație (de goluri);
 D_p – coeficientul de difuzie al golurilor;
 τ_p – timpul de viață al golurilor în exces în zona N;
 $L_p^2 = D_p \cdot \tau_p$ – lungimea de difuzie.

C_d are semnificația unei capacități diferențiale efective. La joncțiunea asimetrică p⁺n avem $I_{ps} \gg I_{ns}$, de unde $I = I_{ps} \cdot (e^{qU/(kT)} - 1)$ și capacitatea de difuzie se poate scrie:

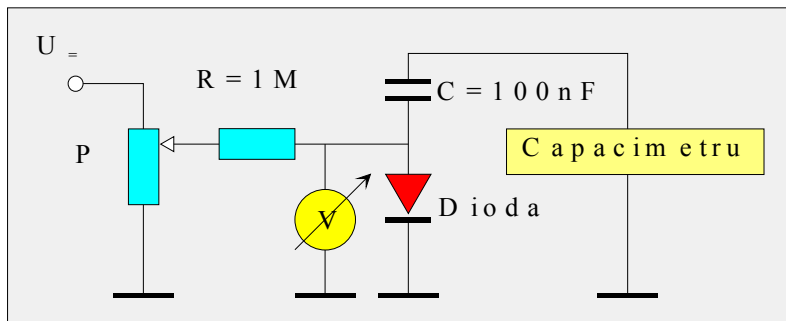
$$C_d = \tau \cdot I / (k \cdot T)$$

La polarizări inverse este prezentă numai capacitatea de barieră C_b . Capacitatea totală a joncțiunii la polarizări directe este dată de suma capacităților de barieră și de difuzie:

$$C = C_b + C_d$$

Pentru tensiuni directe mai mari decât $\approx 0,1$ V contează doar capacitatea de difuzie, care crește exponențial cu tensiunea.

3. Montajul experimental



Tensiunea continuă pe dioda D se aplică prin intermediul potențiometrului P și a rezistenței $R = 1$ Mohm, ce are rolul de-a bloca tensiunea alternativă de la capacimetru și se măsoară cu voltmetrul V. Condensatorul C, blochează trecerea curentului continuu către capacimetru, valoarea mare a capacității sale în serie cu capacitatea joncțiunii face ca valoarea măsurată pe capacimetru să fie practic capacitatea joncțiunii $(1/C_j + 1/C \approx 1/C_j)$

4. Modul de lucru

- Se realizează montajul prezentat anterior.

- Se aplică tensiune inversă pe potențiomtru (minus față de masă).
- Se măsoară tensiunea pe diodă și capacitatea ei pentru 4 -5 valori ale tensiunii aplicate, cu pas de 1V.
- Se aplică tensiune directă pe potențiomtru (plus față de masă).
- Se măsoară tensiunea pe diodă și capacitatea ei pentru 4 -5 valori de tensiuni aplicate, cu pas de 0,1 V.

5. Analiza rezultatelor

Se reprezintă grafic capacitatea măsurată în funcție de tensiunea aplicată. Se reprezintă grafic logaritmul natural al capacității în funcție de tensiunea aplicată. Din porțiunea liniară de la tensiuni directe mari extrapolată la $U = 0$ se determină C_{od} , fiindcă:

$$\ln C = \ln C_{do} + U/V_t \quad \text{când } U > 0$$

Se reprezintă grafic $1/C^2$ în funcție de tensiunea aplicată. Din porțiunea liniară de la tensiuni inverse se determină C_{bo} (extrapolarea lui $1/C^2$ la $U=0$) și potențialul barierei V_b (panta dreptei), fiindcă:

$$1/C^2 = 1/C_{bo}^2 - U/(V_b \cdot C_{bo}^2) \quad \text{când } U < 0$$

6. Rezultate experimentale

Nr. crt.	U(V)	C(nF)	lnC	1/C ²

FENOMENE DE STRĂPUNGERE ÎN JONCTIUNEA P-N. DIODA ZENER

Fenomene de străpungere

La tensiuni inverse mari aplicate unei joncțiuni p-n se constată experimental o creștere bruscă a curentului. O asemenea regiune se numește tensiune de străpungere iar tensiunea la care apare fenomenul se numește tensiune de străpungere și se notează cu V_s . Există trei mecanisme de bază responsabile pentru străpungere:

- instabilitatea termică,
- efectul tunel (Zener) și

– multiplicarea prin avalanșă.

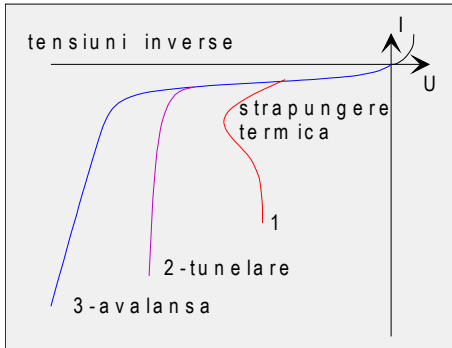


Figura 1. Tipurile de străpungere ale joncțiunii p-n.

Caracteristica I-V pentru cele trei tipuri de străpungeri se vede pe figura 1, unde curbele sunt notate respectiv cu 1, 2, 3. S-a găsit în joncțiunile din Si și Ge mecanismul de străpungere este determinat de:

- **efectul tunel** când $V_s < 4 \cdot \Delta E / q$
- **străpungerea prin avalanșă** când $V_s > 6 \cdot \Delta E / q$
- ambele efecte când $4 \cdot \Delta E / q < V_s < 6 \cdot \Delta E / q$

Instabilitatea termică. Străpungerea datorită instabilității termice apare în semiconductorii cu banda relativ îngustă, cum ar fi Ge. La tensiuni inverse mari temperatura joncțiunii crește datorită degajării de căldură de către curentul invers. Creșterea temperaturii duce la creșterea curentului invers datorită generării termice a purtătorilor intrinseci. La rândul său creșterea curentului duce la creșterea temperaturii, ș.a.m.d. Curentul invers variază cu temperatura după legea $T^{3/2} + \gamma e^{-\Delta E / (kT)}$, unde γ este o constantă. Caracteristica I-V prezintă o rezistență diferențială negativă (curba 1). În acest caz dioda este distrusă dacă nu se iau măsuri speciale ca de exemplu limitarea curentului prin introducerea unei rezistențe de valoare mare în serie cu dioda. Instabilitatea termică prezintă importanță la temperatura camerei în joncțiunile cu curenți mari de saturație (de exemplu cele din Ge) și devine nesemnificativă în raport cu celelalte mecanisme la temperaturi foarte joase. Datorită regiunii de rezistență negativă instabilitatea termică nu este de dorit în stabilizatoarele de tensiune și ea trebuie evitată.

Efectul tunel (Zener). La tensiuni inverse mari, când câmpul în stratul de baraj atinge valoarea de $\sim 10^6 \text{V/cm}$ în joncțiunile din Ge și Si apare o creștere bruscă a curentului datorită procesului de tunelare bandă-bandă (vezi lucrarea Dioda tunel). Acest efect se numește efect Zener (după numele celui care l-a descoperit) și diodele care lucrează în regim de străpungere se numesc diode Zener deși un rol important îl joacă în asemenea diode și efectul multiplicării

prin avalanșă (explicația inițială a formei caracteristicii I-V în regim de străpungeră a fost dată pe baza efectului Zener). În scopul de a obține un câmp puternic în stratul de baraj regiunile p și n trebuie să fie relativ puternic impurificate. Tensiunea de străpungeră prin efect tunel descrește cu creșterea temperaturii. Aceasta se întâmplă deoarece curentul tunel atinge valoarea de străpungeră la o tensiune mai mică datorită scăderii lărgimii benzii interzise cu creșterea temperaturii (Curentul tunel crește cu scăderea ΔE și scade cu scăderea tensiunii inverse aplicate).

Multiplicarea prin avalanșă. Când purtătorii de sarcină accelerați de câmpul electric din stratul de baraj capătă o energie suficient de mare pentru a rupe electronii din banda de valență (prin ciocnire) apare procesul de multiplicare în avalanșă și creșterea bruscă a curentului electric. Energia pe care o capătă electronul în câmpul electric E în stratul de baraj de lărgime ℓ este $\sim E \cdot \ell$ de unde rezultă că efectul de ionizare prin ciocnire apare în joncțiunea p-n cu regiunile p și n relativ slab dopate și al tensiunii inverse mai mari în comparație cu efectul tunel. Energia necesară pentru purtători ca să inițieze ionizarea este egală sau mai mare decât lărgimea benzii interzise. Mărimea exactă a pragului de energie depinde de funcția de distribuție după viteze a purtătorilor de sarcină și de structura de benzi a semiconductorilor.

Se definește un factor de multiplicare care este egal cu raportul dintre concentrația "n" a unui anumit tip de purtători care ies din stratul de baraj și concentrația aceluiași tip de purtători care intră în stratul de baraj "n₀":

$$M = n/n_0.$$

Factorul de multiplicare depinde printre altele de tensiunea de aplicată V și de tensiunea de străpungeră V_s fiind dat de relația empirică:

$$M = 1/[1 - (V/V_s)^b]$$

unde $b = 3$ pentru Ge și Si de tip n și este egal cu 5,5 pentru Ge de tip p. Pentru o joncțiune abruptă cu o regiune slab dopată față de cealaltă, de concentrație a impurităților N , la temperatura camerei tensiunea de străpungeră este dată de relația empirică:

$$V_s \cong 60 \cdot (\Delta E/1,1)^{3/2} \cdot (N/10^{16})^{-3/4} \text{ [Volți]}$$

Tensiunea de străpungeră crește cu creșterea lărgimii benzii interzise deoarece procesul de ionizare prin ciocnire implică excitația bandă-bandă. S-a observat experimental că la temperaturi mai mari tensiunea de străpungeră crește. O explicație simplă a acestui fenomen se găsește considerând că purtătorii calzi (care au căpătat energie în câmp comparabilă cu energia rețelei) care trec prin stratul de baraj în câmp electric puternic cedează o parte din energia lor rețelei prin emisia unui fonon optic pe un drum liber mijlociu, λ . Valoarea lui λ descrește cu creșterea temperaturii și prin urmare în același câmp electric

purtătorii cedează mai multă energie rețelei pe o distanță dată. Rezultă că purtătorii trebuie să treacă printr-o diferență mai mare de potențial pentru a acumula energia necesară generării unei perechi electron – gol.

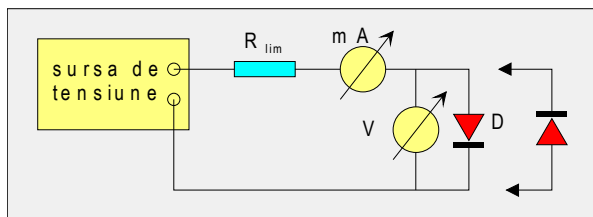
Faptul că V_s la multiplicarea prin avalanșă crește în timp ce la efectul tunel scade cu creșterea temperaturii, permite să se distingă cele două mecanisme în fenomenele de străpungere din dioda Zener.

Dioda Zener în regim de străpungere este un bun stabilizator de tensiune.

Modul de lucru

Scopul lucrării e trasarea caracteristicii I-U (directă și inversă) a unei joncțiuni p-n, de a determina tensiunea de străpungere precum și de a familiariza pe studenți cu circuite care conțin diode Zener.

- Verificați datele de manufactură ale diodei Zener pe care o aveți. Nu depășiți valorile parametrilor înscriși pe diodă.
- Construiți un circuit ca în figură. Atenție, la tensiuni directe dioda este un dispozitiv cu rezistență mică și deci prin ea va trece un curent mare. Pentru a obține caracteristica I-U a diodei se reglează tensiunea la o sursă până la 50 V. Înregistrați valorile curentului direct ce trece prin diodă pentru tensiuni cuprinse între 0 și 0,8 V.



- Construiți circuitul din figură. Cu acest circuit puteți ridica caracteristica inversă a diodei după procedura următoare:
 - Se pune sursa de tensiune la 0 volți.
 - Se crește tensiunea începând de la 0V până când se ajunge la tensiune Zener.
 - Se trece în tabel curentul invers I_i și tensiunea inversă U_i .
 - Se trasează graficul I-U.

Întrebări

- Care este diferența între străpungere prin avalanșă și străpungere prin efectul tunel?

- b) De ce scade tensiunea de străpungere prin avalanșă cu creșterea concentrației de doping?
- c) Comparați un stabilizator Zener cu unul cu tub electronic.

REZISTENȚA DIFERENȚIALĂ ȘI CAPACITATEA JONȚIUNII P-N

Introducere

Regiunile de sarcină spațială de la o joncțiune p-n se formează prin interdifuzia purtătorilor de sarcină liberi până când se realizează echilibrul termodinamic. Aceste regiuni se întind de o parte și de alta a joncțiunii propriu-zise, dar grosimea lor în fiecare material este invers proporțională cu concentrația purtătorilor majoritari în materialul respectiv.

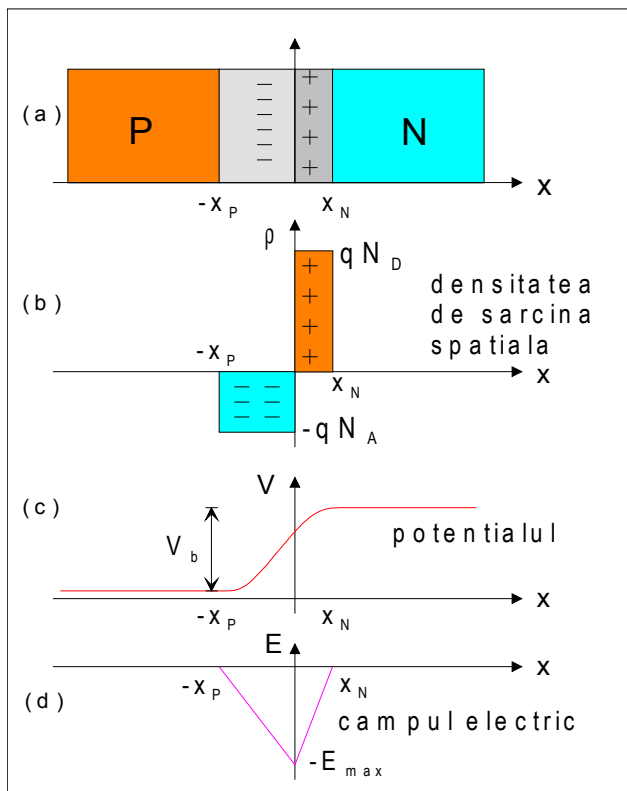


Figura 1. Joncțiunea P-N.

În figura 1(a) este reprezentată schematic o joncțiune p-n cu regiunea de sarcină spațială. Distribuția densității de sarcină spațială este prezentată în figura 1(b), în timp ce figura 1(c) arată distribuția potențialului (sau a energiei potențiale în vecinătatea joncțiunii. Figura 1(d) redă variația câmpului electric în stratul de baraj. Se vede că acesta prezintă o valoare maximă (în valoare absolută) în dreptul joncțiunii propriu-zise. Valoarea barierei de potențial este:

$$V_b = (k \cdot T / q) \cdot \ln(N_D \cdot N_A / n_i^2) \quad (1)$$

unde: V_b este potențialul de difuzie,
 N_D ; N_A – concentrația purtătorilor majoritari în regiunile N și P,
 n_i – concentrația intrinsecă de purtători,
 q – sarcina electrică elementară ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C).

Considerându-se o distribuție uniformă a impurităților și folosind aproximația Schottky, a stratului de baraj complet epuizat, se pot calcula lărgimile regiunilor de sarcină spațială de ambele părți ale joncțiunii:

$$x_p(U) = [(2\varepsilon/q) \cdot (N_D / N_A) \cdot (V_b - U) / (N_D + N_A)]^{1/2} \quad (2)$$

$$x_n(U) = [(2\varepsilon/q) \cdot (N_A / N_D) \cdot (V_b - U) / (N_D + N_A)]^{1/2} \quad (3)$$

unde N_D și N_A sunt concentrațiile donatorilor și respectiv acceptorilor din regiunea N și respectiv P, (aceste impurități sunt considerate ionizate în regiunea de sarcină spațială). Se vede din (2) și (3) că adâncimea de pătrundere a sarcinii spațiale într-una din regiuni depinde invers proporțional de doparea regiunii respective, stratul de sarcină spațială este mai extins în regiunea mai slab dopată. Lărgimea totală a acestui strat este:

$$x_b(U) = x_n + x_p = [(2\varepsilon/q) \cdot (1/N_A + 1/N_D) \cdot (V_b \pm U)]^{1/2} \quad (4)$$

Capacitatea joncțiunii p-n

Fiindcă lărgimea stratului de baraj variază cu tensiunea aplicată, ceea ce duce și la variația sarcinii spațiale acumulate în strat, putem defini o capacitate diferențială a stratului de baraj:

$$C_b = dQ/dU = q \cdot S \cdot N_D \cdot dx_b/dU = \varepsilon \cdot S / x_b \quad (5)$$

Expresia capacității stratului de baraj este:

$$C_b = S \cdot (\varepsilon q)^{1/2} / [2 \cdot (V_b - U) \cdot (1/N_A + 1/N_D)]^{1/2} \quad (6)$$

Din cele de mai sus rezultă că putem asimila joncțiunea p-n cu un condensator plan al cărui dielectric îl constituie stratul de baraj (sărăcit în purtători liberi), având constanta dielectrică a materialului din care este făcută joncțiunea.

Expresia (6) s-a dedus în ipoteza unei distribuții uniforme a impurităților. Pentru o altă distribuție a impurităților formula (4) și (6) se vor modifica. De exemplu, în joncțiunile graduale, distribuția liniară cu poziția a impurităților

generează o dependență cu tensiunea la puterea 1/3 a lărgimii stratului de baraj și deci capacitatea va fi:

$$C_b \sim (V_b - U)^{-1/3} \quad (6')$$

Capacitatea stratului de baraj este de ordinul sutelor de pF.

Datorită injectiei purtătorilor minoritari, atunci când jonctiunea este polarizată în sens direct, mai apare încă o sarcină spațială de injectie în regiunile neutre ale semiconductorului (în afara stratului de baraj). Această sarcină spațială se diminuează exponențial cu distanța datorită recombinării. Practic considerăm că întreaga sarcină spațială dispăre pe o lungime de difuzie și putem scrie pentru regiunea N:

$$Q' = q \cdot L_p \cdot (p_n \cdot e^{qU/(kT)} - p_n) \quad (7)$$

unde: L_p este lungimea de difuzie a golurilor din materialul de tip N,
 p_n este concentrația de echilibru, iar
 $p_n e^{qU/(kT)}$ concentrația golurilor injectate în materialul de tip N.

Similar este pentru regiunea P. Definim o capacitate diferențială:

$$C_d = dQ/dU = q^2 \cdot (n_p \cdot L_n + p_n \cdot L_p) \cdot e^{qU/(kT)} / (k \cdot T) \quad (8)$$

numită **capacitate de difuzie**. Ea apare doar pentru polarizarea în sens direct a diodei și joacă rolul predominant în acest caz, întrucât crește exponențial cu tensiunea directă, în timp ce capacitatea de baraj crește mult mai încet.

Din măsurarea capacității de baraj și a dependenței sale de tensiunea inversă aplicată se obțin o serie de informații foarte importante. Astfel din mărimea capacității de baraj la o tensiune dată, cunoscând concentrația de impurități într-o parte a jonctiunii (de obicei cea din materialul de bază se cunoaște), putem determina concentrația impurităților în cealaltă regiune.

Reprezentând grafic dependența $1/C^2$ sau $1/C^3$ în funcție de tensiunea aplicată U , se obține o dreaptă, după cum formula (6) sau (6') este valabilă pentru jonctiunea respectivă. Dacă graficul $1/C^2=f(U)$ este o dreaptă se zice că jonctiunea este abruptă. Când graficul $1/C^3=f(U)$ este o dreaptă jonctiunea este graduală, trecerea de la regiunea N la P făcându-se pe o distanță mult mai mare ca la jonctiunea abruptă.

Adesea ambele grafice au alură de dreaptă (cu mici abateri, datorate uneori și erorilor de măsură). Criteriul pentru a le deosebi este valoarea intersecției dreptei cu axa tensiunilor, aflată la tensiunea $U=V_b$. Se dispune astfel de o metodă foarte bună de a găsi potențialul de difuzie. Alegem acea dependență a capacității de tensiune care dă pentru V_b (intersecția cu axa tensiunilor) o valoare plauzibilă ($qV_b < \Delta E$ – lărgimea benzii interzise a materialului semiconductor din care este făcută dioda, dar în general destul de apropiat de ΔE , mai ales dacă cele două regiuni ale jonctiunii sunt dopate suficient).

Rezistența diferențială a unei joncțiuni p-n

Caracteristica curent-tensiune a unei joncțiuni p-n este:

$$I = I_0 \cdot (e^{qU/(mk \cdot T)} - 1) \quad 1 \leq m \leq 2 \quad (9)$$

unde I_0 este curentul de saturație. Grosimea stratului de baraj variază cu tensiunea aplicată din exterior, relația (4), rezultând astfel o variație a rezistenței sale electrice în funcție de tensiunea aplicată. Putem defini o **rezistență diferențială** a joncțiunii, care este de fapt rezistența stratului de baraj, folosind relația (9):

$$\begin{aligned} R_d &= dU/dI = (m \cdot k \cdot T/q) / (I + I_0) \\ &= (m \cdot k \cdot T/q) \cdot e^{-qU/(mk \cdot T)} / I_0 \end{aligned} \quad (10)$$

Se vede din (10) că rezistența diferențială scade exponențial cu creșterea tensiunii directe aplicate diodei. Având în vedere că joncțiunea p-n are și o rezistență serie și două capacități care s-au definit mai sus, schema echivalentă a joncțiunii se prezintă ca în figura 2. Schema echivalentă este valabilă la polarizare directă a joncțiunii, căci în sens invers $C_D=0$, neexistând injecție. Dacă se lucrează cu semnale de frecvență ridicată în schema echivalentă apare și o inductanță.

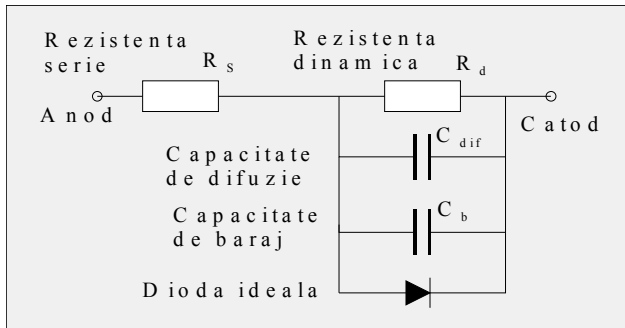


Figura 2. Schema echivalentă a joncțiunii PN pentru tensiuni directe.

Măsurarea capacităților

Capacitatea se măsoară cu punți în curent alternativ (frecvențe de ordinul kHz-ilor) ce funcționează similar cu Wheatstone. Ca exemple de punți de capacități se pot cita punțile Schering sau De Sauty. Schema de principiu a unei astfel de punți este redată în figura 3. Cu ea se pot măsura și capacitățile cu pierderi, adică capacitățile al căror dielectric are o conductibilitate electrică diferită de zero, ceea ce este echivalent cu a spune că aceste capacități au o rezistență de valoare finită legată în paralel. Capacitatea stratului de baraj este de acest tip, având rezistența diferențială legată în paralel. La echilibrul punții avem:

$$Z_3 / Z_x = R_1 / R_4 \quad \text{sau} \quad Z_3 \cdot R_4 = Z_x \cdot R_1 \quad (11)$$

iar:

$$Z_3 = R_3 / (1 + i\omega C_3 R_3) \quad Z_x = R_x / (1 + i\omega C_x R_x)$$

Introducând ultimele două relații în (11) și separând partea reală de cea imaginară, obținem:

$$R_1 \cdot R_x = R_3 \cdot R_4 \quad C_x \cdot R_x = C_3 \cdot R_4$$

de unde obținem:

$$C_x = C_3 R_1 / R_4 \quad (13)$$

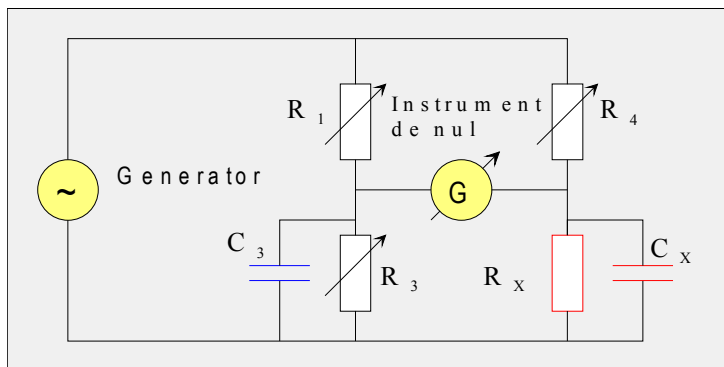


Figura 3. Punte pentru capacități cu pierderi.

Măsurarea rezistențelor diferențiale

În mod obișnuit rezistențele se măsoară cu ajutorul punții Wheatstone, pentru care la echilibrul putem scrie:

$$R_1 / R_x = R_3 / R_4 \quad \text{sau} \quad R_x = R_1 \cdot R_4 / R_3 \quad (14)$$

Având în vedere că rezistența diferențială este o funcție de tensiune aplicată, măsurătorile nu se pot face în curent continuu, ci trebuie folosită o punte Wheatstone în curent alternativ (la care pe schema de principiu în locul sursei de curent continuu se introduce un generator de semnal). Practic se folosesc punți RLC atât pentru măsurarea capacităților, cât și pentru măsurarea rezistențelor diferențiale.

Montaj experimental

Măsurătorile se fac cu o punte RLC. Există diverse tipuri de asemenea punți, dar în principiu funcționarea lor este aceeași, deosebirile fiind doar de natură constructivă. Montajul experimental folosește o punte RLC "Orion" tip TR-2150, tranzistorizată. Fiindcă dioda trebuie polarizată în sens invers, la

bornele "EXT. BIAS" din spatele cutiei punții se leagă montajul format din rezistența R de circa 5kOhmi în serie cu sursa de tensiune și capacitatea C în paralel (la bornele "EXT. BIAS"). Capacitatea C trebuie să fie mai mare decât limita domeniului de măsură în care se lucrează. Dioda se leagă la bornele X_1 și X_2 ale punții, ținând cont că dacă se respectă polaritatea din figură, borna X_2 este pozitivă și la ea se leagă catodul diodei (însemnat de obicei cu un punct colorat).

Schema montajului pentru măsurarea rezistenței diferențiale este asemănătoare cu precedentă, valoarea rezistenței R fiind de circa 10-20 Ohmi, iar capacitatea lipsește. Dioda se leagă tot la bornele X_1 și X_2 în sens direct (cu catodul la X_1).

Mod de lucru

MĂSURAREA CAPACITĂȚII STRATULUI DE BARAJ.

1. Se trece comutatorul modului de lucru pe poziția C.
2. Se alege cu comutatorul domeniului de măsură un domeniu de capacități în care presupunem că se situează capacitatea diodei noastre (de ordinul sutelor de pF).
3. Se aplică cu ajutorul montajului de polarizare o tensiune inversă de câțva volți (în funcție de dioda măsurată).
4. Se pornește puntea punându-se întrerupătorul alimentării pe poziția "ON".
5. Cu ajutorul comutatorului și a discului de compensare se caută echilibrarea punții, urmărindu-se obținerea unei deviații minime a acului indicatorului de nul (aducerea acului în sectorul roșu). Sensibilitatea instrumentului de măsură se poate regla cu butonul "SENSITIVITY".
6. Cu ajutorul potențimetrelor "LOSS BALANCE" se compensează pierderile.
7. Se măsoară capacitatea diodei la diferite tensiuni, măsurându-se de fiecare dată și tensiunea corespunzătoare cu ajutorul unui voltmetru care se conectează tot la bornele X_1 și X_2 , dar se scoate în timpul operațiunii de echilibrare a punții, întrucât capacitatea de intrare a voltmetrului ar influența rezultatul.
8. Se reprezintă $1/C^2$ sau $1/C^3$ în funcție de tensiunea inversă și se alege aceea dependență a cărei intersecție cu axa tensiunilor dă o valoare plauzibilă pentru V_D . se discută rezultatul trăgându-se concluzii asupra profilului joncțiunii (abrupt sau gradual).

MĂSURAREA REZISTENȚEI DIFERENȚIALE.

1. Se trece comutatorul modului de lucru în poziția R.

2. Se alege cu comutatorul domeniului de măsură un domeniu de rezistențe în care presupunem că se situează rezistența diferențială a diodei noastre.
3. Se aplică cu ajutorul montajului de polarizare o tensiune directă mică (zecimi de volt).
4. Se pornește puntea.
5. Se echilibrează puntea și se citește valoarea găsită pentru rezistență.
6. Se măsoară rezistența diferențială a diodei pentru diferite valori ale tensiunii, măsurându-se de fiecare dată tensiunea corespunzătoare cu ajutorul unui voltmetru electronic conectat în paralel cu dioda. De regulă acest voltmetru poate rămâne conectat în timpul echilibrării punții, fiindcă rezistența lui de intrare este mult mai mare decât a diodei și deci nu viciază măsurătoarea. Acest lucru este fals la tensiuni directe foarte mici, de ordinul milivolților, când rezistența diferențială a diodei poate depăși pe cea de intrare a voltmetrului.
7. Se reprezintă grafic variația rezistenței diferențiale cu tensiunea directă.
8. Se va lucra cu mai multe diode de tipuri diferite, comparându-se rezistențele diferențiale.

Întrebări

1. Ce capacități apar la o joncțiune p-n și prin ce se deosebesc ele?
2. De ce nu apare capacitatea de difuzie la polarizare inversă?
3. De ce trebuie folosită o punte de curent alternativ pentru măsurarea capacităților? Dar pentru măsurarea rezistenței diferențiale?
4. Ce rol joacă tensiunea continuă de polarizare aplicată diodei?

TRANZISTORUL BIPOLAR

1. Considerații teoretice

Tranzistorul bipolar a fost realizat în 1947 de John Bardeen, Walter Brattain, iar teoria joncțiunii p-n și a tranzistorului de William Shockley. Cei trei oameni de știință au primit premiul Nobel în anul 1956, împreună cu Walter Houser, pentru contribuția lor la fizica semiconductorilor. Numele tranzistorului este realizat prin contopirea cuvintelor "**transfer rezistor**".

Un tranzistor bipolar constă din două regiuni semiconductoare cu același tip de conductivitate numite **emitor** și **colector**, separate de o zonă subțire de conductivitate de tip opus numită **bază**. Se formează două joncțiuni p-n, fiind posibile două tipuri de tranzistori, NPN și PNP, cu simbolurile prezentate în figura 1.

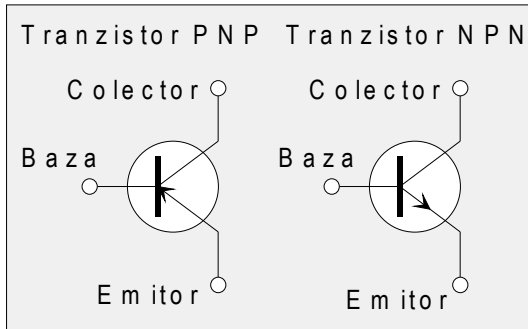


Figura 1. Simbolurile folosite pentru tranzistorii bipolari.

În tranzistorii bipolari un curent mic din circuitul joncțiunii bază-emitor, polarizată direct, comandă un curent mare din circuitul emitor-colector, unde joncțiunea bază-colector este polarizată invers. Raportul dintre curentul de colector I_C și cel din bază I_B este numit **factor de amplificare în curent** al tranzistorului, notat cu " β " și având valori cuprinse între zeci și sute. Criteriile fundamentale pe care trebuie să le îndeplinească un tranzistor sunt:

1. Emitorul este mult mai puternic dopat decât baza (curentul prin joncțiunea emitorului trebuie să fie determinat de purtătorii majoritari ai emitorului injectați în bază, injecția de purtători majoritari ai bazei în emitor trebuie să fie neglijabilă).
2. Regiunea bazei este fizic subțire, mai mică decât lungimea de difuzie (purtătorii injectați în bază o traversează fără a suferi procese de recombinare majore).
3. Zona colectorului este fizic mai largă decât cea a emitorului (ajută la colectarea curentului injectat de emitor și la disiparea eficientă a căldurii generate pe joncțiunea colectorului).
4. Colectorul este slab dopat față de bază (în acest fel stratul de baraj are o lățime mai mare și joncțiunea colectorului poate suporta tensiuni inverse mari, de zeci până la sute de volți, fără să se străpungă).

Relațiile care guvernează funcționarea unui tranzistor bipolar sunt:

1. Curentul de emitor este cel corespunzător unei joncțiuni p-n polarizate direct:

$$I_e = I_o \cdot (e^{U_{eb}/V_t} - 1) \quad (1)$$

2. Curentul bazei este o mică fracție din curentul de emitor:

$$I_b = (1 - \alpha) \cdot I_e \quad (2)$$

3. Curentul colectorului este proporțional cu curentul de emitor:

$$I_c = \alpha \cdot I_e \quad (3)$$

Mărima adimensională " α ", coeficientul de transfer de curent între emitor și colector, are valori tipice mai mari decât 0,9, uzual peste 0,99. Se poate arăta că:

$$\alpha = 1 - (1/2) \cdot (g/L)^2$$

unde "g" este grosimea bazei, iar "L" este lungimea de difuzie.

Cele trei relații pentru curenți verifică conservarea curentului în nodul de rețea reprezentat de tranzistor:

$$I_e = I_c + I_b \quad (4)$$

Prin combinarea relațiilor (2) și (3) rezultă:

$$I_c = [\alpha/(1-\alpha)] \cdot I_b = \beta \cdot I_b \quad (5)$$

unde β este factorul de amplificare în curent al tranzistorului cu valori cuprinse între zeci și sute.

Polarizând direct joncțiunea emitor-bază se vor injecta goluri din emitor (strat tip p) în bază (strat tip n). Grosimea bazei fiind foarte mică comparativ cu lungimea de difuzie a golorilor, curentul de goluri injectat în bază va trece practic în colector sub acțiunea câmpului electric din joncțiunea colector-bază, polarizată invers. Numărul golorilor care dispar prin recombinare cu electronii din bază (purători majoritari aici) este mic, astfel generându-se curentul bazei.

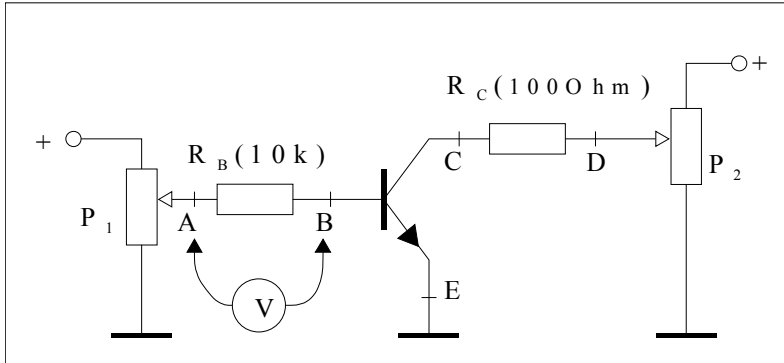
Curentul de colector, practic egal cu cel de emitor, este comandat direct de tensiunea emitor-bază, care asigură polarizarea directă a joncțiunii emitor. Tensiunea bază-emitor și curentul bazei fiind mici se obține o amplificare în putere.

Dispozitivul este numit tranzistor bipolar deoarece ambele tipuri de purători mobili de sarcină intervin în funcționarea sa.

Alegând ca mărimi de intrare I_b și U_{be} , iar ca mărimi de ieșire I_c și U_{ce} se definesc următoarele familii de caracteristici:

1. Caracteristica de intrare $I_b = f(U_{be})$ la U_{ce} constant.
2. Caracteristica de ieșire $I_c = f(U_{ce})$ la I_b constant.
3. Caracteristica de transfer $I_c = f(I_b)$ la U_{ce} constant.

2. Montajul experimental



Montajul experimental este realizat cu un tranzistor NPN tip BC172, având în bază rezistența $R_B = 10 \text{ k}\Omega$ și în colector rezistența $R_C = 100 \Omega$. Tensiunea de polarizare a jonțiunii emitor-bază se aplică prin intermediul potențiometrului P_1 . Tensiunea de alimentare a colectorului se aplică prin intermediul potențiometrului P_2 sau mai bine direct de la o sursă de tensiune stabilizată reglabilă.

3. Modul de lucru

- Se realizează montajul prezentat anterior.
- Se reglează potențiometrul P_1 până când tensiunea măsurată între punctele A și B corespunde curentului de bază dorit (1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200 μA , tensiune măsurată 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000 mV).
- Se măsoară:
 - tensiunea pe jonțiunea emitorului U_{be} între punctele B și E,
 - tensiunea colector emitor U_{ce} între punctele C și E și
 - curentul de colector măsurând căderea de tensiune pe rezistența R_c între punctele C și D.

Pentru un curent de bază dat se modifică tensiunea aplicată colectorului prin intermediul potențiometrului P_2 pentru a avea o tensiune colector-emitor U_{ce} de 0,5; 1; 2; 5 Volți.

4. Analiza rezultatelor

Se reprezintă grafic caracteristicile de intrare, ieșire și transfer. Se calculează factorul de amplificare în curent β , din panta caracteristicii de transfer și coeficientul de transfer de curent α .

5. Rezultate experimentale

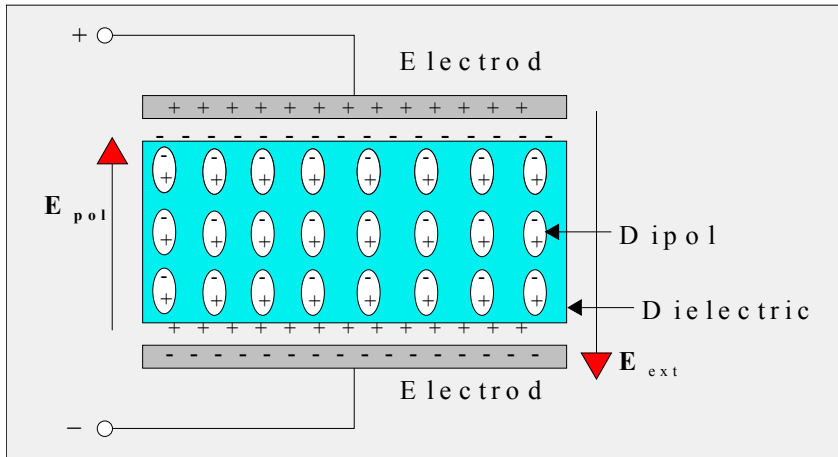
Nr. crt.	U_{ce} (V)	I_c (mA)	U_{be} (mV)	I_b (μ A)
1	0,5			
2	1			
3	2			
4	5			
5	0,5			
6	1			

STUDIUL COMPORTĂRII CONSTANTEI DIELECTRICE CU TEMPERATURA

1. Principii

Aplicând un câmp electric unui material izolator apar deplasări locale microscopice ale sarcinilor electrice de la poziția lor de echilibru, polarizând materialul. Sunt importante două mecanisme de polarizare:

1. **polarizarea de deplasare**, datorată deplasării norului electronic față de nucleul atomului (*polarizarea electronică*) sau deplasării ionilor pozitivi față de cei negativi într-un cristal ionic (*polarizare ionică*), este independentă de temperatură;
2. **polarizarea de orientare** apare la substanțele care au un momente dipolare elementare care se vor orienta de-a lungul liniilor câmpului electric extern, este dependentă de temperatură.



Polarizarea electrică \mathbf{P} este momentul dipolar al unității de volum:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\text{tot}} / V = n \cdot \mathbf{p} \quad (1)$$

unde: n – numărul de dipoli elementari din unitatea de volum,

\mathbf{p} – momentul dipolar elementar ($q \cdot \ell$):

ℓ – distanța dintre sarcinile electrice $q = q^+ = |q^-|$.

Ca urmare a polarizării pe suprafața "S" a dielectricului de grosime "d" apar sarcini de polarizare, cu densitatea superficială σ_p . Momentul dipolar total va fi:

$$\mathbf{P}_{\text{tot}} = Q_p \cdot d = \sigma_p \cdot S \cdot d = \sigma_p \cdot V \quad (2)$$

de unde pentru polarizarea electrică găsim:

$$\mathbf{P} = \sigma_p \quad (3)$$

Sarcinile de polarizare, privite ca sarcini pe armăturile unui condensator plan, crează un câmp electric E_p orientat în sens contrar vectorului de polarizare \mathbf{P} :

$$\mathbf{E}_p = - \mathbf{P} / \epsilon \quad (4)$$

numit **câmp de depolarizare**. Suprapunerea câmpului electric \mathbf{E}_0 produs de **sarcinile libere** de pe armăturile condensatorului, cu câmpul electric \mathbf{E}_p produs de **sarcinile legate** de pe suprafața dielectricului generează în interiorul dielectricului un **câmp electric macroscopic** mai mic decât cel din vid:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_0 - \mathbf{P} / \epsilon_0 \quad \epsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \quad (5)$$

În majoritatea cazurilor polarizarea electrică este proporțională cu intensitatea câmpului electric total (dependență liniară):

$$\mathbf{P} = \chi_e \cdot \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}_t \quad (6)$$

unde χ_e (hi) este **susceptibilitatea electrică** a materialului. Cu relațiile (5) și (6) prin eliminarea lui \mathbf{P} , aflăm că intensitatea câmpului electric într-un dielectric este de " ϵ_r " ori mai mică decât cea din vid:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_0 / (1 + \chi_e) = \mathbf{E}_0 / \epsilon_r \quad (7)$$

unde: $\epsilon_r = 1 + \chi_e$ – este **permițivitatea electrică relativă** (numită uneori constanta dielectrică a materialului).

La materialele cu momente dipolare permanente, polarizarea e proporțională cu câmpul aplicat și invers proporțională cu temperatura, deoarece la temperaturi joase alinierea dipolilor este mai bună decât la temperaturi înalte, din cauza agitației termice mai mici:

$$\chi_e = \mathbf{P} / (\epsilon_0 \cdot \mathbf{E}) = n \cdot p^2 / (3 \epsilon_0 \cdot k_B \cdot T) \quad (8)$$

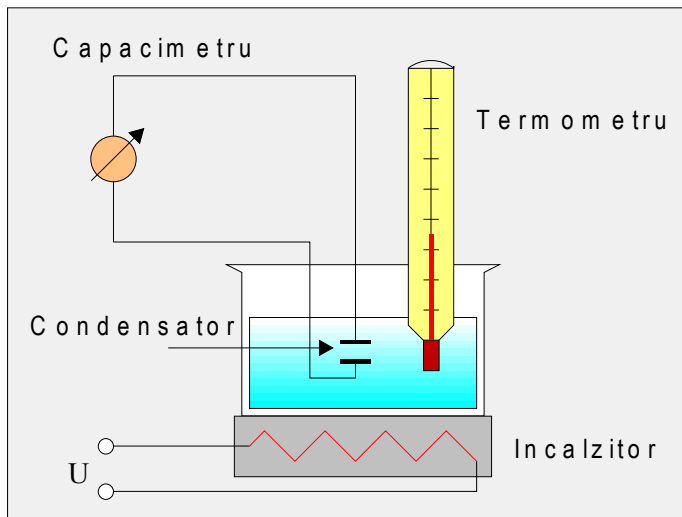
iar atunci când ϵ_r are valori mari, practic susceptibilitatea electrică coincide cu constanta dielectrică.

În **materialele feroelectrice**, sub temperatura Curie T_C , interacțiunile dintre dipoli aliniază dipolii elementari fără prezența câmpului electric extern. Feroelectricii prezintă polarizare spontană în absența câmpului extern. Dependența de temperatură a constantei dielectrice este de tipul:

$$\epsilon_r \cong C / (T - T_C) \quad T > T_C \quad (9)$$

deasupra temperaturii Curie, în **stare paraelectrică**. În stare feroelectrică dependența polarizării de câmpul extern este **neliniară**, prezentând fenomenul de histerezis (memorie) datorită **domeniilor feroelectrice** (zone din cristal cu dipolii orientați într-un singur sens) ce se formează.

2. Dispozitivul experimental



Temperatura măsurată de termometru, este modificată prin intermediul tensiunii de alimentare a încălzitorului. Tensiunea alternativă aplicată condensatorului, determină apariția unui curent prin circuit, măsurat de ampermetru, curent proporțional cu capacitatea condensatorului. O variantă mai comodă folosește un capacimetric care indică direct valoarea capacității electrice a condensatorului.

3. Modul de lucru

- Se realizează montajul prezentat anterior.
- Se alimentează încălzitorul de la sursa de tensiune variabilă. Se așteaptă 2 - 3 minute pentru stabilizarea temperaturii.
- Se citește valoarea curentului prin circuitul condensatorului sau valoarea capacității de pe capacimetric. E preferabil să se modifice temperatura din 5 în 5 grade și să nu se depășească 90 °C.
- În final se determină constanta aparatului prin citirea curentului printr-un condensator cu capacitatea cunoscută.

4. Analiza rezultatelor

Curentul printr-un condensator este dat de relația:

$$I = U/X_c = U \cdot \omega \cdot C \quad (10)$$

de unde constanta aparatului va fi:

$$K = I/C = U \cdot \omega \quad (11)$$

iar capacitatea necunoscută se va calcula cu relația:

$$C_x = I_x / K . \quad (12)$$

Fiind un condensator plan, legătura între capacitate și permitivitate este dată de relația:

$$C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S/d \quad (13)$$

Se ridică graficul capacității în funcție de temperatură.

5. Rezultate experimentale

Nr. crt.	t (°C)	T (K)	I (mA)	C (nF)	ϵ_r

STUDIUL REZONATORULUI PIEZOELECTRIC

1. Teoria lucrării

Frații Pierre și Jaques Curie au observat în anul 1880 apariția sarcinilor electrice pe fața anumitor cristale (cuarț, SiO₂ cristalin) supuse solicitărilor mecanice (presiune, deformare). Mărimea sarcinii electrice este proporțională cu mărimea forței exercitate, iar sensul polarizării electrice a cristalului depinde de sensul acțiunii mecanice. În acest **efect piezoelectric direct** (cauza este de natură mecanică, efectul produs este electric) aplicarea unei tensiuni mecanice conduce la redistribuirea sarcinilor electrice în volum, rezultând o polarizare electrică volumică și implicit o sarcină electrică indusă pe suprafață. Denumirea fenomenului provine de la cuvântul grecesc "**piezo**" care înseamnă "**a apăsa**". **Efectul piezoelectric invers** având ca rezultat deformarea cristalului sau apariția unei forțe (cauza este de natură electrică, efectul este mecanic) apare la aplicarea unui câmp electric cristalului. **Substanțele piezoelectrice** sunt:

- substanțe piezoelectrice liniare** (dependența polarizării electrice **P** de câmpul electric aplicat **E** este liniară).
- substanțe feroelectrice** (sub temperatura Curie depenența polarizării electrice **P** de câmpul electric aplicat **E** este neliniară, peste o anumită valoare a câmpului polarizarea rămâne constantă, se saturează). Peste temperatura Curie substanța devine paraelectrică și implicit nu mai prezintă efect piezoelectric. Efectul piezoelectric se manifestă în

feroelectrice dacă aceștia sunt polarizați, adică domeniile în care polarizarea are o orientare bine determinată sunt orientate după o singură direcție macroscopică, direcția câmpului extern.

Sub formă de ceramici se utilizează foarte mult titanatul de bariu (BaTiO_3) și titano-zirconații de plumb (PZT) care nu sunt influențați de umiditate, iar temperatura Curie poate depăși 400°C la PZT.

O placă piezoelectrică de grosime ℓ și suprafață $A = L \times L$, are cele două fețe metalizate, de obicei cu argint. Efectul piezoelectric stabilește o relație de tipul

Efect = coeficient piezoelectric \times Cauză, între:

mărimile mecanice:

$$- \text{deformarea relativă} \quad S = s/\ell, \quad [S]_{\text{SI}} = \text{m/m} \quad (1)$$

$$- \text{tensiune mecanică} \quad T = F/A, \quad [T]_{\text{SI}} = \text{N/m}^2 \quad (2)$$

$$\text{cu} \quad T = Y \cdot S \quad \text{legea lui Hooke, (3)}$$

și mărimile electrice:

$$- \text{intensitatea câmpului electric} \quad E = U/\ell, \quad [E]_{\text{SI}} = \text{V/m} \quad (4)$$

$$- \text{polarizarea electrică} \quad P = Q/A, \quad [P]_{\text{SI}} = \text{C/m}^2 \quad (5)$$

$$\text{cu} \quad D = \epsilon \cdot E = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E = \epsilon_0 \cdot E + P, \quad (6)$$

unde: s = elongație, ℓ = lungime inițială, F = forță, A = suprafață,

Y = modulul de elasticitate al lui Young,

U = tensiune electrică, Q = sarcina, ℓ = distanța dintre armături,

D = inducția electrică, ϵ_0 permitivitatea electrică a vidului,

ϵ (ϵ_r) = permitivitatea electrică absolută (relativă) a materialului.

Concret avem pentru:

– **Efectul piezoelectric direct** (cauză mecanică, efect electric)

$$P = e \cdot S \quad (7)$$

– **Efectul piezoelectric invers** (cauză electrică, efect mecanic)

$$T = - e \cdot E \quad (8)$$

Coeficientul piezoelectric "e" măsurat în $[\text{C/m}^2]$ are valorile tabelate $\underline{\underline{\quad}}$

e (C/m^2)	BaTiO_3	PZT-2	PZT-4	PZT-5H	Cuarț	Rochelle
e_{33}	17,5	9,0	15,1	23,3	0,17	3,00
e_{31}	-4,3	-1,9	-5,2	-6,5	-0,08	-

ϵ_{15}	11,4	9,8	12,7	17,0	0,16
-----------------	------	-----	------	------	------

Aplicând o diferență de potențial pe cei doi electrozi, placa își mărește grosimea pe direcția câmpului electric (**efect piezoelectric longitudinal**) și se contractă pe direcțiile transversale față de câmp (**efect piezoelectric transversal**). Inversând tensiunea se inversează și sensul deformațiilor. Lipind placa piezoelectrică pe o membrană metalică, sistemul obținut va oscila ca în figură. Placa piezoelectrică din punct de vedere electric este un condensator cu capacitatea C_0 . Aplicând dispozitivului o tensiune U vom determina încărcarea condensatorului cu sarcina:

$$Q_1 = C_0 \cdot U \quad (9)$$

dar și apariția unei tensiuni mecanice în placă datorită câmpului electric creat (cauză electrică generează efect mecanic):

$$T = e \cdot E \quad F/A = e \cdot U / \ell \quad F = U \cdot e \cdot A / \ell \quad (10)$$

Forța apărută va pune în mișcare sistemul ce are masa " m " (generează o forță de inerție " $m \cdot d^2s/dt^2$ "), o elasticitate " k " (generează forța elastică " $k \cdot s$ ") și eventual pierderi " r " (generează forță disipativă " $r \cdot ds/dt$ "):

$$F = k \cdot s + r \cdot ds/dt + m \cdot d^2s/dt^2 \quad (11)$$

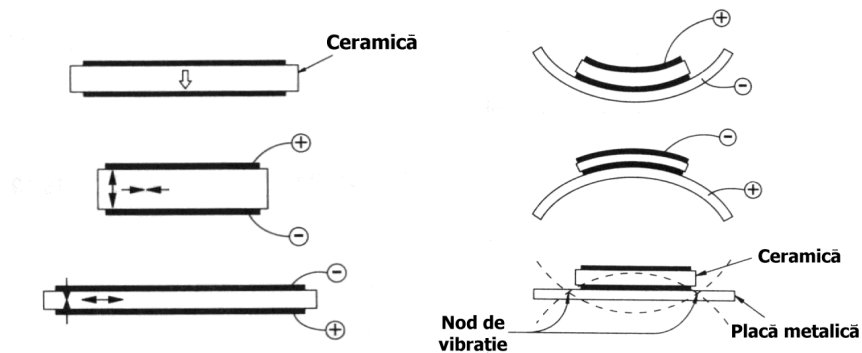
Deformarea rezultată din acțiunea forței va determina circulația prin sistemul electric a unei sarcini suplimentare Q_2 (cauza este mecanică, o deformare, efectul electric, o polarizare) datorită polarizării cristalului prin efect piezoelectric:

$$P = e \cdot S \quad Q_2/A = e \cdot s / \ell \quad Q_2 = s \cdot e \cdot A / \ell \quad (12)$$

Notând " $a = e \cdot A / \ell$ " **factorul de cuplaj electromecanic**, putem transforma relația forței într-o relație de mărimi electrice:

$$U = Q_2 / C + R \cdot i_2 + L \cdot di_2 / dt \quad (13)$$

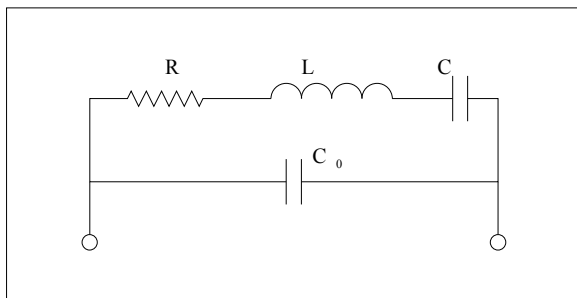
$$\text{unde: } C = a^2 / k, \quad R = r/a^2, \quad L = m/a^2 \quad (14)$$



Fiindcă sarcina totală absorbită de la sursă este: $Q = Q_1 + Q_2$,

derivarea după timp ne dă o relație între curenți: $i = i_1 + i_2$,

care determină schema electrică a oscilatorului piezoelectric, capacitatea proprie a plăcii piezoelectrice C_0 în paralel cu circuitul rezonant RLC, în care mărimile electrice R , L și C sunt determinate de proprietățile mecanice ale sistemului și de factorul de cuplaj electromecanic "a".



2. Montajul experimental

Rezonatorul piezoelectric în serie cu ampermetrul de curent alternativ este alimentat de la sursa de semnal sinusoidal de frecvență și tensiune cunoscute.

3. Modul de lucru

- Se măsoară curentul prin circuit în funcție de frecvența semnalului.
- Se fac citiri mai dese ale curentului pentru valori de frecvență apropiate de frecvența de rezonanță, atât rezonanță serie cât și rezonanță paralel.

4. Analiza rezultatelor

Se reprezintă grafic curentul prin circuit și valoarea impedanței în funcție de frecvență. Se determină frecvența de rezonanță serie din minimumul impedanței (maximumul curentului) și frecvența rezonanței paralele din maximumul impedanței (minimum al curentului prin circuit).

5. Rezultate experimentale

Nr. crt.	f (kHz)	U (V)	I (mA)	Z (k Ω)