

Joncțiunea *pn*. Diode semiconductoare (3h)

2.1. Materiale semiconductoare

Din punct de vedere al conductibilității electrice, materialele se clasifică în:

- conductoare, cu rezistivitatea, $\rho < 10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}$;
- semiconductoare, cu $\rho \in (10^{-1}, 10^3) \Omega \cdot \text{cm}$;
- izolatoare, cu $\rho > 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$.

Exemple de materiale semiconductoare sunt:

- siliciul,
- germaniul și
- arseniura de galiu (GaAs) [7].

Un semiconductor chimic pur se numește semiconductor intrinsec. Într-un semiconductor pur sunt aproximativ 10^{22} atomi/cm³.

Comportarea semiconductorului este influențată de agenții externi:

- câmp electric,
- câmp magnetic,
- lumină,
- radiație nucleară, etc.

Un semiconductor se află la **echilibru termic** atunci când agenții externi lipsesc, iar temperatura în semiconductor este uniformă.

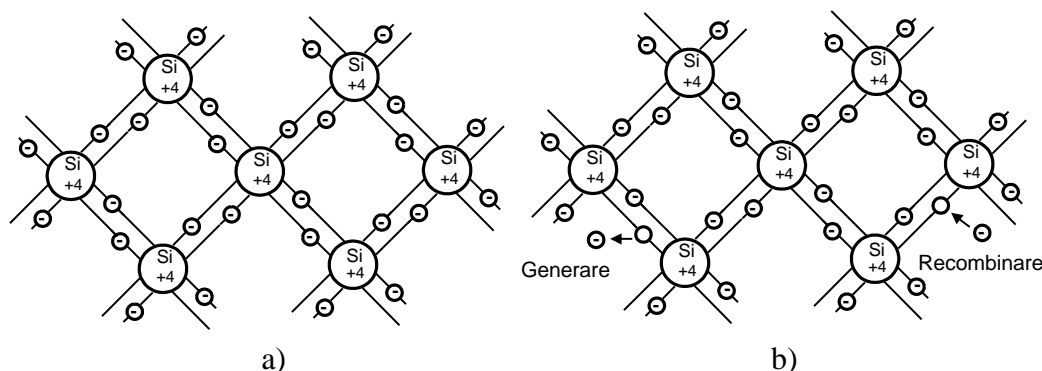


Fig. 2.1. a) Rețeaua cristalină a siliciului;
b) ilustrarea proceselor de generare și recombinare.

2.1.1. Teoria benzilor energetice la corpul solid

Tabelul 2.1

Element chimic	Numărul atomic	Structura electronică	Valența
Si (siliciu)	$Z = 14$	2; 8; 4	4 (tetravalent)
Ge (germaniu)	$Z = 32$	2; 8; 18; 4	4 (tetravalent)
Ga (galiu)	$Z = 31$	2; 8; 18; 3	3 (trivalent)
As (arsen)	$Z = 33$	2; 8; 18; 5	5 (pentavalent)
In (indiu)	$Z = 49$	2; 8; 18; 18; 3	3 (trivalent)
B (bor)	$Z = 5$	2; 3	3 (trivalent)

Un electron poate trece de pe un nivel energetic inferior, E_1 pe un nivel energetic superior, E_2 dacă:

a) primește suficientă energie din exterior,

$$E_{\text{primită}} \geq E_2 - E_1$$

b) nivelul energetic E_2 este liber.

Pentru ca un corp solid să permită fenomene de conducție, este necesar ca măcar o bandă permisă să fie incomplet ocupată cu electroni.

Se definește lățimea benzii interzise ca fiind:

$$E_G = E_C - E_V \quad (2.1)$$

unde E_C este nivelul minim al benzii de conducție, iar E_V este nivelul maxim al benzii de valență (fig. 2.3).

$E_{G, Si} = 1,12 \text{ eV}$ (electroni volți),

$E_{G, Ge} = 0,67 \text{ eV}$

Numărul legăturilor covalente ce se rup crește cu creșterea temperaturii semiconductorului.

Conducția electrică prin aportul a două benzi energetice este specifică materialelor semiconductoare.

2.1.2. Electronii și golurile în semiconductoare

Modelul cu particule „fictive”.

Mișcarea electronilor în BC este descrisă de o particulă fictivă numită tot **electron**, cu sarcina $(-q)$.

Mișcarea electronilor în banda de valență, fig E1 este descrisă de o particulă fictivă numită **gol**, de sarcină $(+q)$.

Notății: **n** - concentrația de electroni
p - concentrația de goluri

La un semiconductor intrinsec:

$$n = p = n_i \quad (2.2)$$

Cu n_i s-a notat concentrația de electroni dintr-un semiconductor intrinsec, dată de relația:

$$n_i = A \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_G}{2 \cdot k \cdot T}\right) \quad (2.3)$$

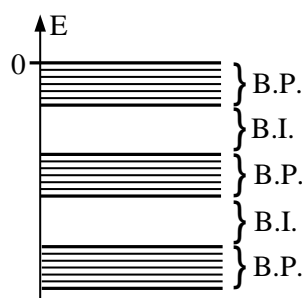


Fig. 2.2. Modelul energetic al corpurilor solide.

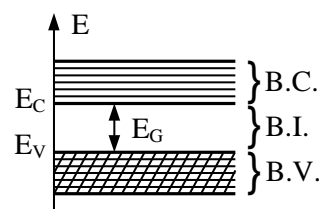


Fig. 2.3. Modelul energetic pentru semiconductoare.

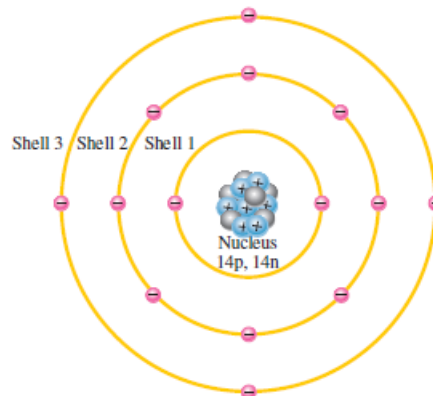
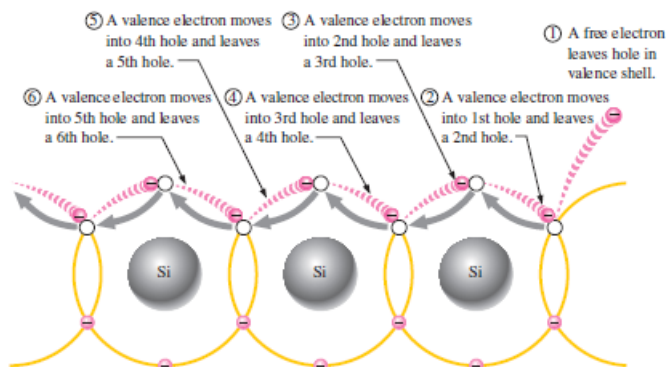


Fig. A. Structura atomului de siliciu



When a valence electron moves left to right to fill a hole while leaving another hole behind, the hole has effectively moved from right to left. Gray arrows indicate effective movement of a hole.

Fig. A1. Când un electron de valență se deplasează de la stânga la dreapta este echivalent cu deplasarea unui gol de la dreapta la stânga. Cu gri este marcată pe desen mișcarea golului.

în care A este o constantă, k este constanta lui Boltzman, iar T este temperatura în grade Kelvin. Pentru siliciu, la $T = 300\text{ K}$ (aproximativ 27°C), $n_i = 1,45 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3}$.

Un semiconductor în care $n > p$, adică predomină electronii, se numește semiconductor tip n.

Un semiconductor în care $p > n$, adică predomină golurile, se numește semiconductor tip p.

Realizarea celor două tipuri de semiconductoare se face prin impurificare.

Realizarea unui semiconductor de tip n (14.oct.2024)

Acest tip de semiconductor se realizează prin adăugarea în toată masa semiconductorului a unor impurități pentavalente (atomi cu 5 electroni pe ultimul strat - P, As, Sb), numite și impurități donoare.

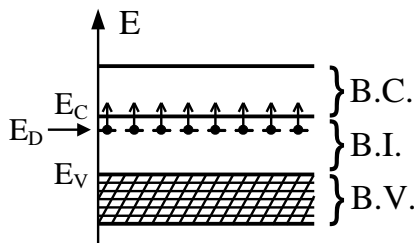


Fig. 2.4. Modelul energetic al unui semiconductor tip n.

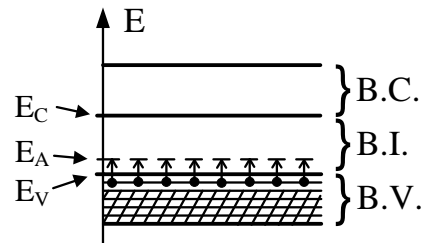


Fig. 2.5. Modelul energetic al unui semiconductor tip p.

Realizarea unui semiconductor de tip p

Acest tip de semiconductor se realizează prin adăugarea în toată masa semiconductorului a unor impurități trivalente (atomi cu 3 electroni pe ultimul strat - B, In, Ga, Al), numite și impurități acceptoare.

Pentru un semiconductor la echilibru termic există următoarea relație:

$$p_0 \cdot n_0 = n_i^2 \quad (2.4)$$

unde cu p_0 și n_0 s-a notat concentrația de goluri, respectiv electroni, la echilibru termic.

Condiția de neutralitate a semiconductorului:

$$p_0 - n_0 + N_D^* - N_A^* = 0 \quad (2.5)$$

Să considerăm un exemplu în care se cunosc:

$$n_i = 1,45 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3} \text{ și } N_A = 10^{14}\text{ cm}^{-3}.$$

Din relațiile (2.4) și (2.5) se obține:

$$p_0 \approx N_A = 10^{14}\text{ cm}^{-3} \text{ și } n_0 \approx \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{10^{14}} = 2,1 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$$

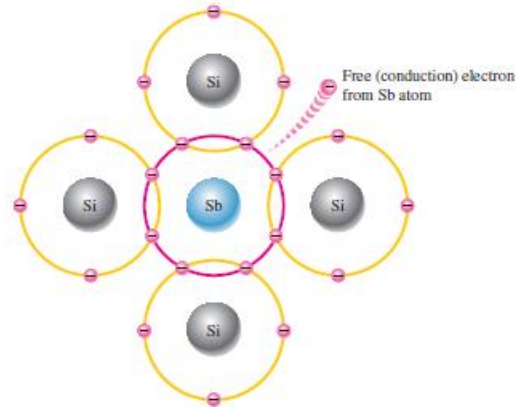


Fig. B. Realizarea unui semiconductor de tip n prin impurificare cu elemente pentavalente

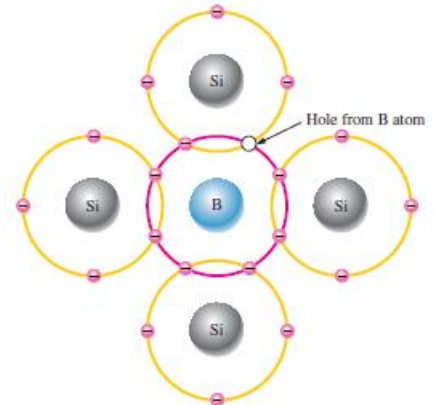


Fig. C. Realizarea unui semiconductor de tip p prin impurificare cu elemente trivalente

De remarcat că într-un semiconductor tip p, golurile sunt purtători de sarcină majoritari, iar electronii sunt purtători de sarcină minoritari. Ca urmare, conducția curentului electric este specifică deplasării golurilor în BV.

Pentru un semiconductor tip n, concentrațiile p_0 și n_0 se pot deduce în mod asemănător. Se obține:

$$n_0 \approx N_D$$

$$p_0 \approx \frac{n_i^2}{N_D}$$

2.2. Transportul purtătorilor mobili de sarcină

În semiconductoare, curenții electrici de conducție sunt cauzați de:

- câmpul electric (rezultă curenți de câmp sau de drift);
- gradientul concentrațiilor de impurități (rezultă curenți de difuzie).

2.2.1. Curenți de câmp

Dacă se aplică un câmp electric, \vec{E} , asupra unui semiconductor, purtătorii mobili de sarcină vor căpăta o viteză netă (medie) pe direcția câmpului electric.

$$\vec{v}_n = -\mu_n \cdot \vec{E} \quad (2.10)$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \cdot \vec{E} \quad (2.11)$$

unde \vec{v}_n , \vec{v}_p reprezintă viteza de câmp (drift) a electronilor, respectiv a golurilor, iar μ_n , μ_p reprezintă mobilitatea electronilor, respectiv a golurilor.

Rezistivitatea

Plecând de la vitezele purtătorilor de sarcină, relațiile (2.10) și (2.11), se pot exprima densitățile curenților de câmp de electroni, respectiv de goluri:

$$\vec{j}_{nc} = -q \cdot n \cdot \vec{v}_n \quad (2.12)$$

$$\vec{j}_{pc} = q \cdot p \cdot \vec{v}_p \quad (2.12a)$$

Densitatea de curent de câmp este:

$$\vec{j}_c = \vec{j}_{nc} + \vec{j}_{pc} = -q \cdot n \cdot \vec{v}_n + q \cdot p \cdot \vec{v}_p = q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \vec{E} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E} \quad (2.13)$$

Proportionalitatea dintre densitatea de curent de câmp și \vec{E} este de fapt legea lui Ohm.

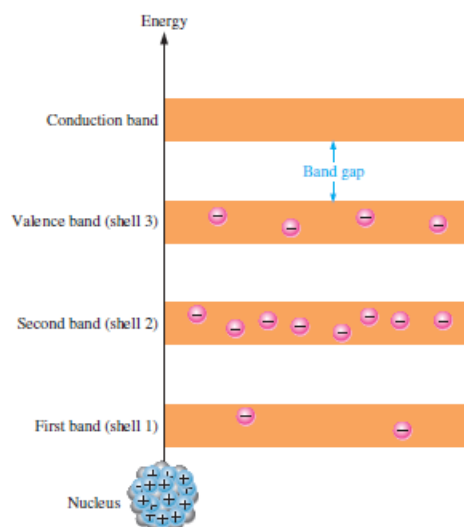


Fig. D1. Diagrama benzilor energetice ale unui atom de siliciu cristalin. La 0 K nu există electroni în banda de conducție.

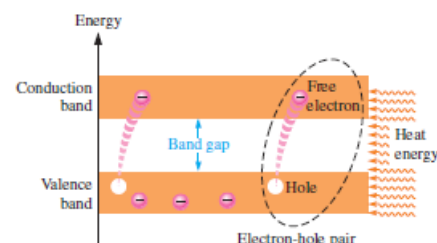


Fig. D2. Diagrama ultimelor două benzi energetice.

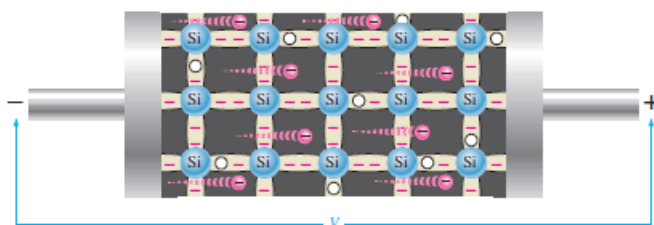


Fig. D3. Curentul de electroni în siliciu intrinsec este produs de deplasarea electronilor liberi generați termic.

$$\rho = \frac{1}{q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)} \quad (2.14)$$

Există trei zone ale caracteristicii $\rho = \rho(T)$:

a) Zona I, care cuprinde și $T = 0 \text{ K}$, unde $\rho \rightarrow \infty$. Creșterea temperaturii conduce la ionizarea impurităților, n și p cresc și ca urmare ρ scade.

b) Zona II, care cuprinde și temperatura $T = 300 \text{ K}$ (adică 27°C), în care n și p rămân constante, dar μ scade, astfel că ρ crește.

c) Zona III, cu temperaturi mari (peste $150\text{-}200^\circ \text{C}$), în care au loc ruperi masive de legături covalente. Ca urmare, concentrația intrinsecă n_i crește, depășind concentrațiile de impurități; materialul semiconductor își pierde caracterul n sau p , iar rezistivitatea scade foarte mult.

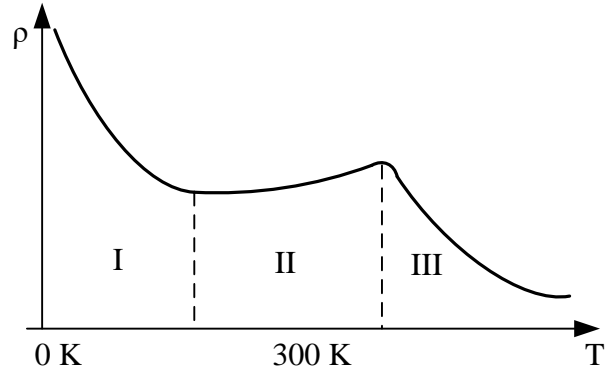


Fig. 2.7. Dependența rezistivității electrice a semiconductoarelor de temperatură.

2.2.2. Curenții de difuzie

Prezența unor concentrații neuniforme de electroni sau goluri determină transportul acestora, cu tendința de uniformizare a distribuției lor. Ca urmare, rezultă o proporționalitate între fluxul de particule, \vec{F} și gradientul concentrației de impurități, ∇c :

$$\vec{F} = -D \cdot \nabla c \quad (2.15)$$

unde \vec{F} reprezintă numărul de particule ce traversează o suprafață unitară, perpendiculară pe direcția de transport, în unitatea de timp, iar D este coeficientul de difuzie.

Densitatea de curent de difuzie de electroni, respectiv de goluri, se pot exprima astfel:

$$\vec{j}_{nd} = -q \cdot \vec{F}_n = q \cdot D_n \cdot \nabla n \quad (2.16)$$

$$\vec{j}_{pd} = q \cdot \vec{F}_p = -q \cdot D_p \cdot \nabla p \quad (2.17)$$

Relațiile lui Einstein exprimă legătura dintre coeficientul de difuzie și mobilitate.

$$D_n = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \mu_n \text{ și } D_p = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \mu_p \quad (2.18)$$

2.2.3. Ecuațiile curenților în semiconductoare

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p \quad (2.19)$$

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{nc} + \vec{j}_{nd} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \nabla n \quad (2.20)$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{pc} + \vec{j}_{pd} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \nabla p \quad (2.21)$$

Pentru câmpuri electrice cu componentă variabilă în timp apare și densitatea de curent de deplasare. Rezultă:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p + \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.22)$$

2.3. Joncțiunea pn

Joncțiunea pn este o structură semiconductoare care prezintă două zone învecinate, cu tipuri diferite de conductibilitate, p respectiv n.

Diodele semiconductoare au la baza lor o joncțiune semiconductoare.

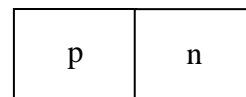


Fig. 2.8. Joncțiunea pn.

2.3.1. Joncțiunea pn la echilibru termic

Regiunea de trecere – sediu al conducției electrice unidirecționale

Conducția unidirecțională a joncțiunii pn este asigurată de existența unui câmp electric intern, orientat de la zona n la zona p.

Pentru analiza joncțiunii pn se consideră:

- model unidimensional (pe axa x);
- concentrații constante de impurități, N_A în zona p și N_D în zona n (profil abrupt);
- joncțiune simetrică, $N_A = N_D$.

Notațiile folosite pentru concentrațiile de impurități sunt următoarele:

p_{p0} – concentrația de **goluri**, **în zona p**, la echilibru termic;

n_{p0} – concentrația de **electroni**, **în zona p**, la echilibru termic;

p_{n0} – concentrația de **goluri**, **în zona n**, la echilibru termic;

n_{n0} – concentrația de **electroni**, **în zona n**, la echilibru termic;

Să presupunem că nu există câmp electric intern. Rezultă că:

$$p_{p0} = N_A \text{ pentru } x < 0;$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \text{ pentru } x > 0;$$

$$n_{n0} = N_D \text{ pentru } x > 0;$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} \text{ pentru } x < 0.$$

Rezultă că, la $x = 0$ gradientul concentrației de purtători este infinit, atât pentru goluri, cât și pentru electroni.

Din cauza transportului de sarcină electrică mobilă (electroni și goluri), în jurul joncțiunii metalurgice apare o zonă de sarcină spațială, negativă în zona p și pozitivă în zona n. **Existența acestei distribuții de sarcină spațială determină apariția unui câmp electric intern, orientat de la n la p.** Acest câmp se opune tendinței de difuzie din jurul joncțiunii metalurgice. La echilibru, curenții de câmp sunt egali cu cei de difuzie.

Notații folosite în fig. 2.9:

n_0, p_0 – concentrațiile de electroni, respectiv de goluri la echilibru termic;

ρ_{vo} – densitatea de sarcină;

\vec{E} - câmpul electric intern;

u_0 – potențialul.

Joncțiunea fiind la echilibru termic, se poate utiliza relația (2.4):

$$p_0(x) \cdot n_0(x) = n_i^2$$

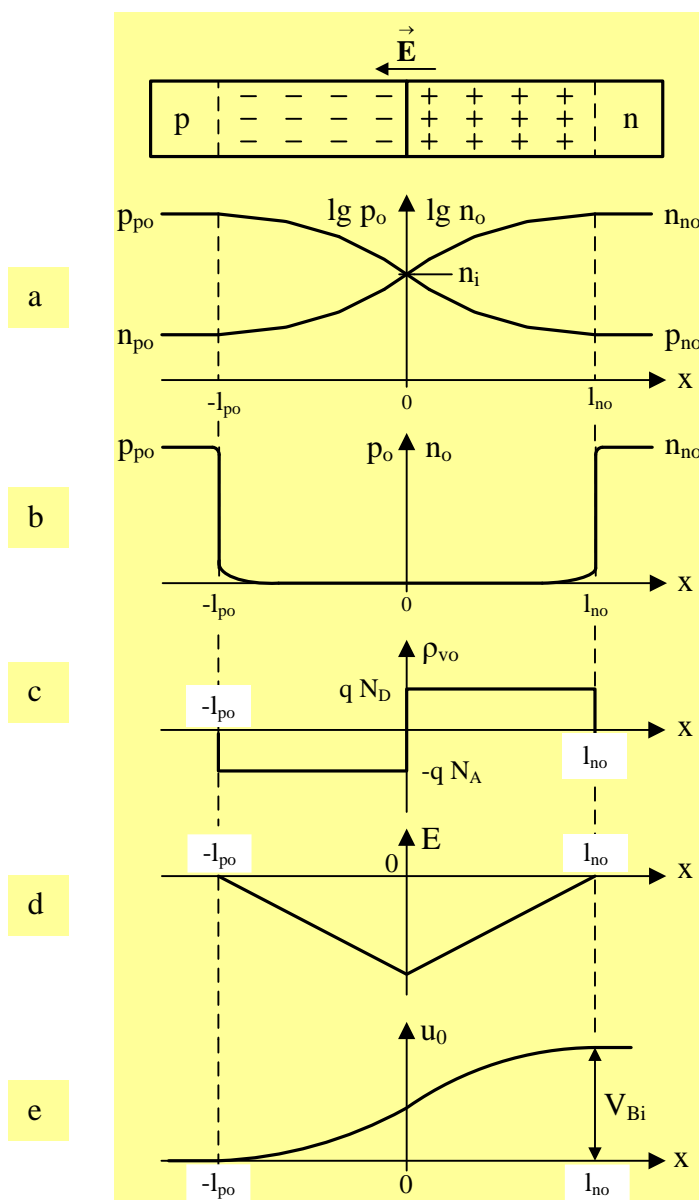


Fig. 2.9. Modelul electronic al joncțiunii pn;

a) variația concentrației de electroni și goluri la scară logaritmică b) variația concentrației de electroni și goluri la scară liniară; c) variația densității de sarcină; d) variația câmpului electric; e) variația potențialului.

Densitatea de sarcină este:

$$\rho_{vo} = \begin{cases} 0 & x < -l_{po} \\ -q \cdot N_A & -l_{po} < x < 0 \\ q \cdot N_D & 0 < x < l_{no} \\ 0 & x > l_{no} \end{cases} \quad (2.23)$$

Presupunerea că în zona de trecere concentrația purtătorilor mobili de sarcină este mult mai mică decât concentrația de impurități se numește aproximație de golire. Aceasta permite o estimare rapidă a câmpului electric intern și a potențialului electric, care se pot explicita astfel:

$$\vec{E} = \begin{cases} -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot (x + l_{po}) & x \in (-l_{po}, 0) \\ \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot (x - l_{no}) & x \in (0, l_{no}) \end{cases} \quad (2.24)$$

$$u_0(x) = \begin{cases} \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon} \cdot (x + l_{po})^2 & x \in (-l_{po}, 0) \\ V_{Bi} - \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon} \cdot (x - l_{no})^2 & x \in (0, l_{no}) \end{cases} \quad (2.25)$$

V_{Bi} reprezintă diferența internă de potențial și este dată de relația:

$$V_{Bi} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (2.26)$$

Regiunea de trecere are lățimea:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_{Bi}} \quad (2.27)$$

Principalele proprietăți ale joncțiunii pn sunt determinate de fenomenele ce au loc în regiunea de sarcină spațială sau regiunea golită.

Regiunea de trecere este regiunea în care au loc variații ale tuturor mărimilor specifice joncțiunii pn (n , p , E , u).

Regiunea de barieră este regiunea unde își are sediul câmpul electric intern, cel care determină conducția electrică unidirecțională.

Regiunea de sarcină spațială este regiunea în care densitatea de sarcină, $\rho_v \neq 0$.

Regiunea golită este regiunea cu proprietăți izolatoare (electric), cauzate de concentrația foarte mică a purtătorilor mobili de sarcină.

Aplicația 2.1

O joncțiune pn, din siliciu, are următoarele date constructive:

$N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ și profil abrupt al concentrației de impurități.

Se cere: a) diferența internă de potențial, V_{Bi} ;

b) lățimea regiunii de trecere, l_0 ;

c) intensitatea maximă a câmpului electric, E_{\max} .

Se dau: $T = 300 \text{ K}$, $n_i = 1,45 \cdot 10^{10}$, $\epsilon_r = 11,7$ și $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$.

Rezolvare

a) Diferența internă de potențial se calculează cu relația (2.26):

$$V_{Bi} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \cong 0,026 \cdot \ln \frac{10^{16} \cdot 10^{16}}{(1,45 \cdot 10^{10})^2} = 0,699 \text{ V}$$

b) Din relația (2.27) se obține:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_{Bi}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \left(\frac{1}{10^{16}} + \frac{1}{10^{16}} \right) \cdot 0,699} = 0,00004256 \text{ cm} \cong 0,426 \text{ } \mu\text{m}$$

c) Valoarea maximă a intensității câmpului electric se atinge pentru $x = 0$, așa cum se poate vedea și în fig. 2.9d.

$$E(0) = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot l_{po} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16}}{11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}} \cdot 0,213 \cdot 10^{-4} \cong 3,29 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$$

Joncțiunea fiind simetrică, $l_{po} = l_{no} = l_0/2$.

2.3.2. Caracteristica statică a joncțiunii pn (18.10.2023)

Anod (A), catod (C).

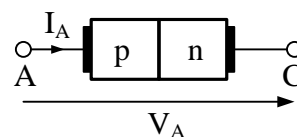


Fig. 2.10. Notății pentru joncțiunea pn în regim static.

Dependența $I_A = I_A(V_A)$ reprezintă caracteristica statică a joncțiunii pn.

Pentru $V_A < 0$, joncțiunea pn este polarizată invers, în mod uzual folosindu-se următoarele notații:

$V_A = -V_R$ și $I_A = -I_R$, cu semnificația, R – *revers* (invers).

Pentru $V_A > 0$, joncțiunea pn este polarizată direct, iar notațiile sunt:

$V_A = V_F$ și $I_A = I_F$, cu semnificația, F – *forward* (direct).

Joncțiunea pn polarizată direct

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_{\text{ext}}$$

Dacă \vec{E} scade, sunt favorizați curenții de difuzie în detrimentul celor de câmp, iar în regiunea de trecere cresc concentrațiile de purtători mobili de sarcină.

Joncțiunea pn polarizată invers

Pentru $V_A < 0$, câmpul electric extern este de același sens cu cel intern, ca urmare, câmpului electric total, \vec{E} crește:

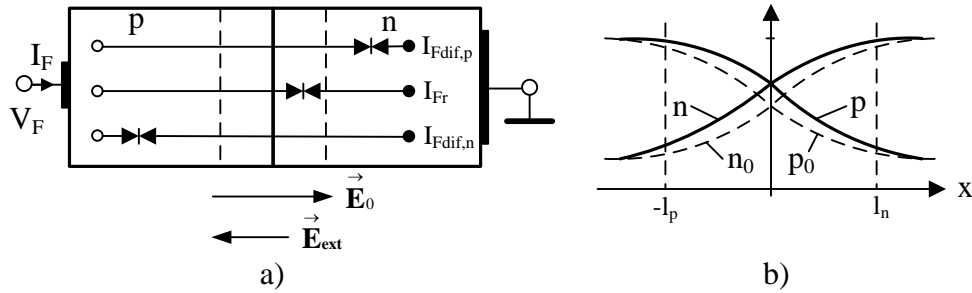


Fig. 2.11. Joncțiunea pn polarizată direct; a) componentele curentului prin joncțiune; b) concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{ext}}$$

Dacă \vec{E} crește, sunt favorizați curenții de câmp în detrimentul celor de difuzie, iar în regiunea de trecere scad concentrațiile de purtători mobili de sarcină.

Polarizarea determină modificarea lățimii regiunii de trecere (l).

$$l = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_{Bi} - V_A)} \quad (2.28)$$

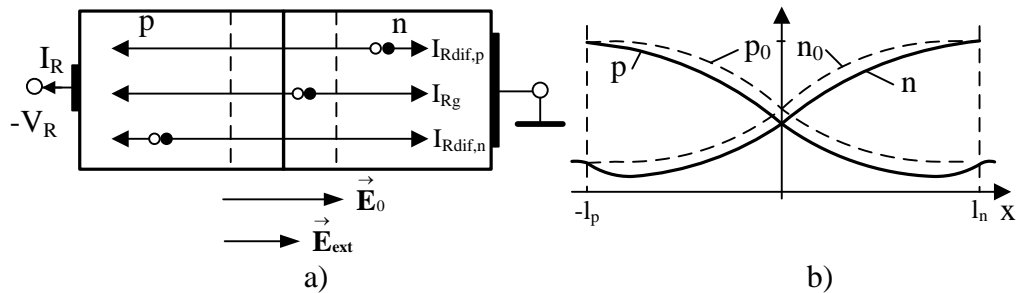


Fig. 2.12. Joncțiunea pn polarizată invers; a) componentele curentului prin joncțiune; b) concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină.

Ecuatiile curenților prin joncțiunea pn

În regim static, curentul I_A prin joncțiunea pn este dat de relația:

$$I_A = I_{Adif} + I_{Agr} \quad (2.29)$$

I_{Adif} este curentul de difuzie, iar I_{Agr} este curentul de generare recombinare prin joncțiunea pn.

$$I_{Adif} = I_{0dif} \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_A}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.30)$$

unde I_{0dif} este curentul de saturație de difuzie, ce are expresia:

$$I_{0dif} = A_J \cdot q \left(\frac{D_p \cdot p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n \cdot n_{p0}}{L_n} \right) \quad (2.31)$$

A_J – aria joncțiunii; D_p , D_n – coeficienți de difuzie; L_p , L_n – lungimi de difuzie.

Curentul de generare recombinare are expresia următoare:

$$I_{Agr} = I_{0gr} \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_A}{2 \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

I_{0gr} este curentul de saturație de generare recombinare, ce are expresia:

$$I_{0gr} = A_J \cdot q \cdot \frac{n_i}{2 \cdot \tau_n} \cdot l \quad (2.33)$$

Semnificațiile mărimilor din expresia precedentă sunt: A_J – aria joncțiunii; τ_0 – timp generare recombinare pentru goluri și electroni; l – lățimea regiunii de trecere.

În **polarizare inversă**, pentru $V_R > 3kT/q$, curentul invers prin joncțiune este dat de relația:

$$I_R \cong I_{0dif} + I_{0gr} = I_0 \quad (2.34)$$

Componenta de difuzie este aproximativ constantă, iar cea de generare recombinare depinde slab de lungimea regiunii de trecere, l .

În **polarizare directă**, pentru $V_F > 3kT/q$, curentul direct prin diodă are expresia:

$$I_F \cong I_{0dif} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_F}{k \cdot T}\right) + I_{0gr} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_F}{2 \cdot k \cdot T}\right) \quad (2.35)$$

La tensiuni mici pe joncțiune predomină componenta de câmp, iar la tensiuni mai mari predomină componenta de difuzie.

În calculele uzuale se folosește următoarea expresie matematică pentru caracteristica diodei semiconductoare:

$$I_A = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_A}{\gamma \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.36)$$

în care γ ia valori între 1 și 2.

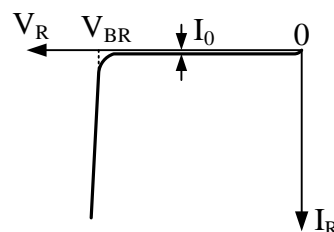


Fig. 2.13. Străpungerea joncțiunii pn.

Străpungerea joncțiunii pn

În polarizare inversă, peste o anumită tensiune, curentul prin joncțiunea pn crește foarte rapid.

$$I_R = M \cdot I_0 \quad (2.38)$$

unde M este coeficientul de multiplicare în avalanșă ce se poate exprima astfel:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_R}{V_{BR}} \right)^n} \quad (2.39)$$

Coeficientul n ia valori între 4 și 7 și depinde de tipul semiconductorului și de impurificarea acestuia.

2.3.3. Comportarea dinamică a joncțiunii pn (19 oct. 2021)

Să considerăm că unei joncțiuni pn i se aplică la borne o tensiune variabilă în timp. Pentru a putea estima curentul prin structura pn trebuie să găsim un model cu care să o înlocuim.

Un model posibil - caracteristica joncțiunii pn este aproximată cu:

- rezistență infinită (contact deschis) pentru $V_A < 0$ și cu
- rezistență R_d pentru $V_A > 0$ (rezistența de curent continuu în punctul M_0).

$$R_d = \frac{V_{A0}}{I_{A0}} \quad (2.40)$$

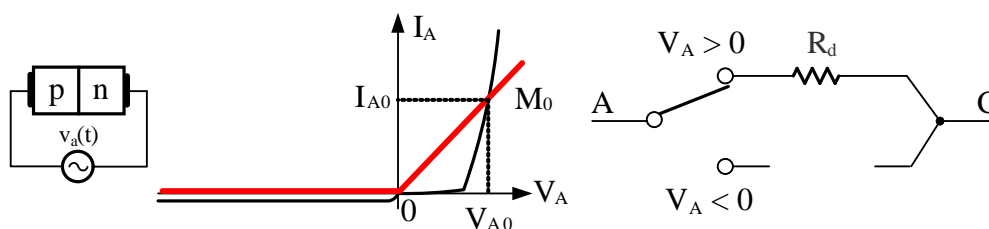


Fig. 2.14. Modelarea joncțiunii pn în regim dinamic; a) circuitul electric; b) aproximarea liniară pe porțiuni a caracteristicii joncțiunii pn; c) circuitul echivalent al joncțiunii pn corespunzător aproximației caracteristicii.

Modelarea joncțiunii pn la semnal mic, joasă frecvență

$$v_A = V_A + v_a(t), \text{ unde } v_a(t) = V_a \cdot \sin \omega \cdot t \quad (2.41)$$

$$V_{retea} = 220\sqrt{2} \cdot \sin(2\pi \cdot 50 \cdot t)$$

v_A – tensiunea la bornele joncțiunii pn, componenta continuă plus cea variabilă;

V_A – componenta continuă a tensiunii la bornele joncțiunii pn;

$v_a(t)$ – componenta variabilă a tensiunii la bornele joncțiunii pn;

V_a – amplitudinea componentei variabile la bornele joncțiunii pn.

Cele patru modalități de notare de mai sus sunt folosite în circuitele electrice, atât pentru tensiuni cât și pentru curenți. De exemplu, I_a reprezintă amplitudinea componentei variabile a curentului prin joncțiunea pn.

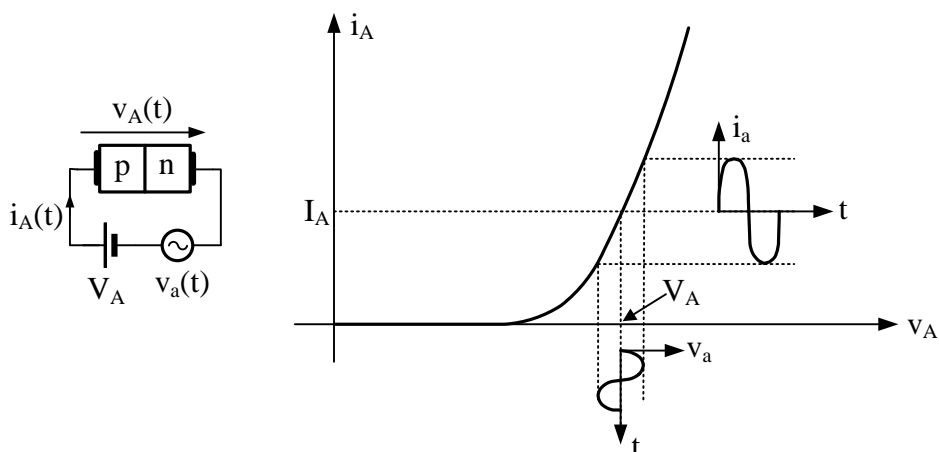


Fig. 2.15. Răspunsul joncțiunii pn la semnal mic, joasă frecvență; a) circuitul electric; b) determinarea grafică a componentei variabile i_a .

Condiția de semnal de joasă frecvență presupune că valorile instantanee ale curentului $i_A(t)$ urmăresc tensiunea $v_A(t)$ după aceeași lege ca și mărimile statice. Rezultă că:

$$i_A(t) = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot v_A(t)}{\gamma \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.42)$$

Condiția de semnal mic se exprimă prin relația:

$$V_a \ll \frac{\gamma \cdot k \cdot T}{q} \quad (2.43)$$

în care $\frac{k \cdot T}{q} = V_T$, V_T fiind tensiunea termică. La $T = 300 \text{ K}$, $V_T \approx 26 \text{ mV}$. Considerând γ unitar,

condiția de semnal mic se exprimă de obicei astfel: **amplitudinea componentei variabile la bornele joncțiunii pn este mult mai mică decât tensiunea termică ($V_a \ll V_T$).**

Din (2.41) și (2.42) rezultă:

$$i_A(t) = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_A}{\gamma \cdot k \cdot T}\right) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot v_a(t)}{\gamma \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

$$i_a(t) = \frac{v_a(t)}{R_i} \quad (2.47)$$

în care R_i este **rezistența internă** a diodei, la semnal mic.

$$R_i = \frac{\gamma \cdot k \cdot T}{q \cdot I_F} \quad (2.50)$$

În concluzie, circuitul echivalent al joncțiunii pn pentru semnal mic și regim cvasistaționar (frecvențe mici) este constituit din rezistența internă R_i .

2.4. Parametrii de catalog ai diodelor

Parametrii pentru polarizarea directă

I_F – (*Forward Current*) curentul direct prin diodă.

I_{FAV} – (*Average Forward Current*) curentul direct mediu. Se calculează pe o perioadă.

I_{FAVM} – (*Maximum Average Forward Current*) curentul direct mediu maxim.

I_{FM} – (*Maximum Forward Current*) valoarea instantanee maximă a curentului direct.

I_{FRMSM} – (*Maximum RMS Forward Current*) curentul direct eficace maxim.

I_{FRM} – (*Repetitive Peak Forward Current*) curentul direct de vârf repetitiv.

$I_{F(OV)}$ – (*Maximum Short Term Overload Forward Current*) curentul direct de suprasarcină maxim.
Este valoarea de vârf a curentului direct care poate fi aplicată intermitent, în condiții specificate.

I_{FSM} – (*Surge Forward Current*) curentul direct de vârf de suprasarcină accidentală. Este cea mai mare valoare de vârf a curentului direct, care poate fi suportată timp de 10 ms.

I_0 – (*Maximum Average Rectified Forward Current*) curentul direct mediu redresat maxim.

I^2t – (*Current Integral*) integrala de curent. Este valoarea maximă a integralei de timp a pătratului curentului direct folosită pentru alegerea siguranței.

V_F – (*Forward Voltage*) tensiunea directă.

V_{FO} – (*Threshold Voltage*) tensiunea directă de prag.

V_{FM} – (*Maximum Forward Voltage*) tensiunea directă maximă.

Parametrii pentru polarizarea inversă

V_{RRM} – (*Repetitive Peak Reverse Voltage*) tensiunea inversă de vârf repetitivă.

V_{RSM} – (*Non-repetitive Peak Reverse Voltage*) tensiunea inversă de vârf nerepetitivă.

I_{RM} – (*Maximum Reverse Current*) curentul invers maxim.

V_{RA} – (*Breakdown Voltage*) tensiunea de străpungere (avalanșă).

Parametrii specifici diodelor Zener

V_{ZT} – (*Nominal Zener Voltage*) tensiunea de stabilizare nominală.

I_{ZT} , I_{ZK} , I_{ZM} – (*Zener Current*) curenții de stabilizare nominal, minim respectiv maxim.

r_z – (*Zener Resistance*) rezistența de stabilizare.

α_{VZ} – (*Temperature Coefficient of Zener Voltage*) coeficientul de variație cu temperatura a tensiunii Zener.

Parametrii specifici diodelor de comutație

I_{RRM} – (*Peak Reverse Recovery Current*) curent maxim de comutație inversă.

t_{rr} – (*Reverse Recovery Time*) timpul de comutare inversă.

t_{fr} – (*Forward Recovery Time*) timpul de comutare directă.

C_{tot} – (*Diode Total Capacitance*) capacitatea totală a diodei.

2.5. Diode semiconductoare realizate pe baza joncțiunii pn (24.10.2022)

În fig. 2.17 este ilustrată structura unei diode realizate prin difuzie (diodă difuzată).

a) Diode redresoare

Acestea transformarea puterii de curent alternativ în putere de curent continuu. Utilizarea lor va fi prezentată în capitolul „Redresoare monofazate”.

Dioda redresoare **1N4001**

$I_{FRMSM} = 1,15 \text{ A}$; $I_{FAVM} = 1 \text{ A}$; $V_{RRM} = 50 \text{ V}$; $I_{FRM} = 10 \text{ A}$;
 $I_{FSM} = 30 \text{ A}$; $V_F = 1,1 \text{ V}$; $I_{RM} = 0,05 \text{ mA}$; $I^2t = 4,5 \text{ A}^2\text{s}$.

Dioda **D355 N200 B2000**: $I_{FAVM} = 355 \text{ A}$ și $V_{RRM} = 2000 \text{ V}$.

b) Diode stabilizatoare de tensiune (Zener)

Diodele stabilizatoare de tensiune se mai numesc și diode Zener. Utilizarea lor va fi prezentată în capitolul rezervat stabilizatoarelor electronice de tensiune.

În fig. 2.18 este prezentată caracteristica unei diode Zener de tip **PL3V3Z**, la care tensiunea de străpungere este $V_{BR} = -V_Z = -3,3 \text{ V}$. Parametrii de catalog ai acestui tip de diodă stabilizatoare de tensiune sunt [3]: $V_{ZT} = 3,3 \text{ V}$; $I_{ZT} = 100 \text{ mA}$; $r_{ZM} = 10 \Omega$; $\alpha_{VZ} = -6 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$; $I_{ZM} = 285 \text{ mA}$; $P_Z = 1 \text{ W}$.

c) Diode de comutație

Aceste diode se folosesc în circuite de comutație. În procesul de fabricație se urmărește ca raportul între rezistența internă în polarizare inversă și rezistența internă în polarizare directă să fie cât mai mare. De asemenea, timpii de comutație trebuie să fie cât mai mici. O diodă de comutație uzuală este 1N4148 (considerată ultrarapidă), cu următorii parametrii de catalog [3]: $V_{RRM} = 100 \text{ V}$; $t_{tr} = 4 \text{ ns}$; $I_{FAVM} = 150 \text{ mA}$; $I_{FSM} = 2 \text{ A}$.

d) Diode varicap

O aplicație tipică a acestor diode o constituie selectoarele de canale din televizoare, acordul pe un post făcându-se prin aplicarea unei tensiuni anume pe diodele varicap din selector. Parametrii pentru dioda varicap **BB139** sunt următorii [3]: $V_{RM} = 30 \text{ V}$; capacitatea totală la $V_R = 25 \text{ V}$ este $C_{tot} = 4,3 \dots 6 \text{ pF}$; pentru $V_R = 3 \text{ V}$, $C_{tot} = 26 \dots 32 \text{ pF}$; $I_{RM} = 0,05 \mu\text{A}$ pentru $V_R = 28 \text{ V}$.

e) Diode tunel

Marele avantaj al acestor diode este că la tensiuni directe mici ele nu prezintă fenomenul de stocare a sarcinilor electrice (fenomen prezent la diodele obișnuite) ceea ce face ca frecvența de lucru să fie foarte mare (gigaherți). Timpii de comutare al diodelor tunel sunt de ordinul nanosecundelor. Rezistența diferențială negativă a diodei tunel permite utilizarea sa în oscilatoare, compensând pierderile în circuitul oscilant.

Alte tipuri de diode:

dioda Gunn,

fotodiode (la care curentul prin structură depinde de iluminare),

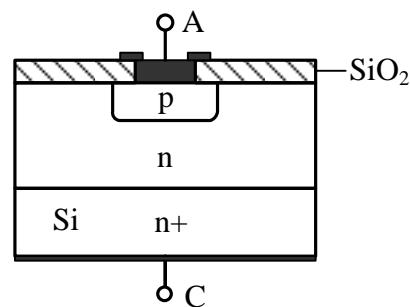


Fig. 2.17. Structura unei diode difuzate.

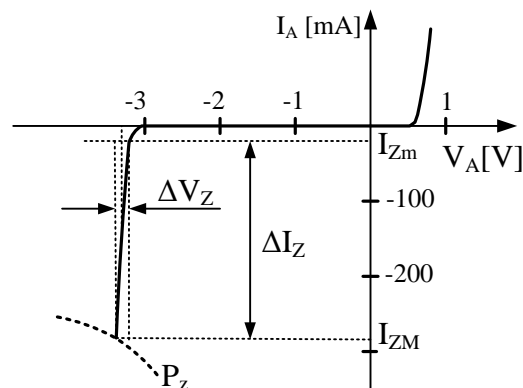


Fig. 2.18. Caracteristica unei diode Zener.

LED – uri (Light Emitting Diode – dioda electroluminiscentă).

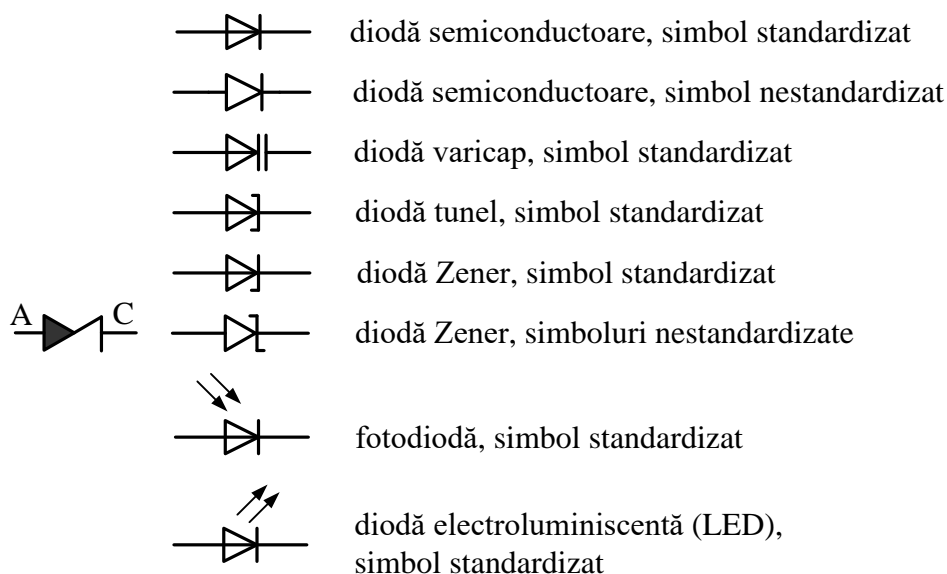


Fig. 2.19. Simbolurile diodelor.

În fig. 2.19 sunt ilustrate simbolurile diodelor uzuale [3].

Aplicația 2.2

Pentru dioda D din fig. 2.20 **se cunoaște** curentul de saturație $I_0 = 1 \text{ pA}$ și coeficientul $\gamma = 1$.
Se cere:

- Să se determine curentul I_A și tensiunea V_A ;
- Să se determine rezistența internă a diodei în punctul static de funcționare.

Rezolvare

a) Pe circuitul din fig. 2.20 se poate scrie următoarea ecuație (de circuit):

$$E = R \cdot I_A + V_A.$$

Ecuația de dispozitiv (2.36) este:

$$I_A = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_A}{\gamma \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right].$$

Soluțiile sistemului format din cele două ecuații se găsesc prin iterații succesive. Se atribuie uneia din necunoscute (V_A) o valoare estimată, apoi se calculează cealaltă necunoscută (I_A). Valoarea pentru I_A se înlocuiește în prima ecuație și se calculează V_A . Iterațiile se continuă până când diferența între soluțiile ultimilor doi pași este acceptabilă.

Dioda D este polarizată direct (catodul este la cel mai scăzut potențial din circuit). Ca urmare, putem estima că $V_{A0} = 0$.

Iterația 1

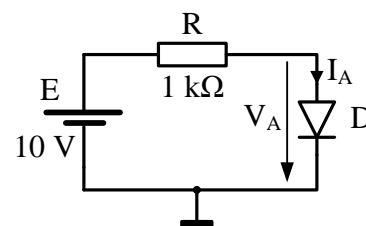


Fig. 2.20. Aplicația 2.2.

$$I_{A1} = \frac{E - V_A}{R} = \frac{10 - 0}{1} = 10mA$$

$$V_{A1} = \frac{\gamma \cdot k \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{I_A}{I_0} - 1\right) \cong 0,026 \cdot \ln\left(\frac{10^{-2}}{10^{-12}} - 1\right) = 0,598V \cong 0,6V$$

Notă: În relația anterioară s-a folosit $kT/q = V_T = 0,026$ V, în care V_T este tensiunea termică, determinată pentru $T = 300$ K.

Iterația 2

$$I_{A2} = \frac{E - V_A}{R} = \frac{10 - 0,6}{1} = 9,4mA$$

$$V_{A2} = \frac{\gamma \cdot k \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{I_A}{I_0} - 1\right) \cong 0,026 \cdot \ln\left(\frac{9,4 \cdot 10^{-3}}{10^{-12}} - 1\right) = 0,597V \cong 0,6V$$

Eroarea pentru V_A între cele două iterații fiind foarte mică (sub 0,2 %), se acceptă ca soluții ultimele rezultate: $V_A = 0,6$ V și $I_A = 9,4$ mA.

b) Rezistența internă se calculează cu relația (2.50):

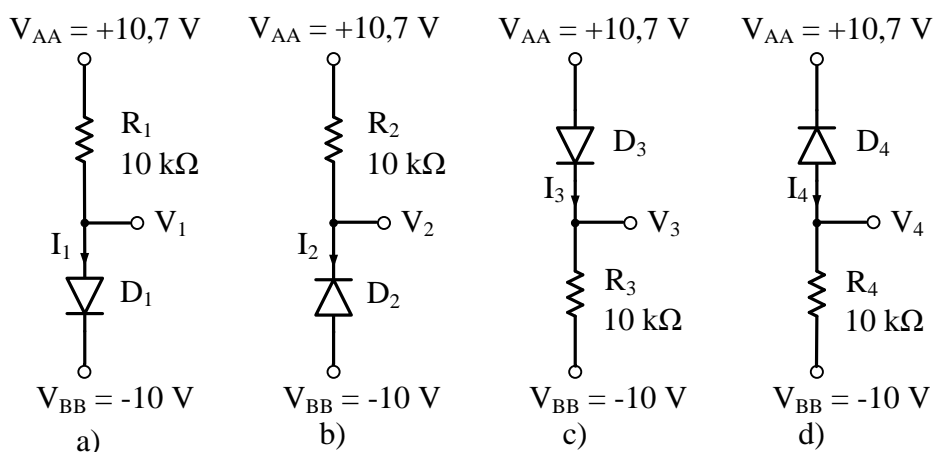


Fig. 2.21. Aplicația 2.3

$$R_i = \frac{\gamma \cdot k \cdot T}{q(I_A + I_0)} = \frac{0,026}{9,4 \cdot 10^{-3} + 10^{-12}} \cong 2,766 \Omega$$

Aplicația 2.3

Pentru circuitele ilustrate în fig. 2.21 se va considera că diodele au:

a) $V_F = 0,7$ V în polarizare directă;

b) $I_R = 0$ în polarizare inversă.

Se cere să se calculeze potențialele: V_1, V_2, V_3, V_4 și curenții: I_1, I_2, I_3 și I_4 .

Rezolvare

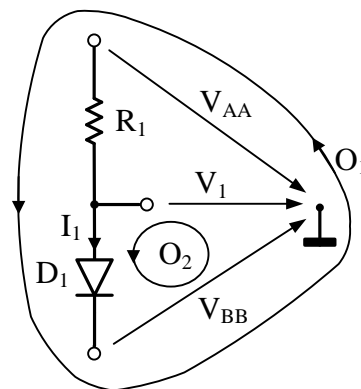


Fig. 2.22. Aplicația 2.3a.

În circuitul din fig. 2.21a, dioda D_1 este polarizată direct deoarece catodul se află la cel mai negativ potențial din circuit ($V_A = V_F = 0,7 \text{ V}$). În fig. 2.22 s-au marcat ochiurile de circuit O_1 și O_2 pe care se pot scrie următoarele ecuații:

$$-V_{AA} + R_1 \cdot I_1 + V_F + V_{BB} = 0$$

$$-V_1 + V_F + V_{BB} = 0$$

Rezultă:

$$I_1 = \frac{V_{AA} - V_F - V_{BB}}{R_1} = \frac{10,7 - 0,7 - (-10)}{10} = 2 \text{ mA} \quad V_1 = V_F + V_{BB} = 0,7 - 10 = -9,3 \text{ V}$$

În circuitul din fig. 2.21b, dioda D_2 este polarizată invers deoarece anodul său se află la cel mai mic potențial din circuit, astfel că:

$$I_2 = I_R = 0$$

Aplicând legea lui Ohm pentru rezistența R_2 , se obține:

$$V_{AA} - V_2 = R_2 \cdot I_2 \Rightarrow V_2 = V_{AA} - R_2 I_2 = 10,7 - 10 \cdot 0 = 10,7 \text{ V}$$

În circuitul din fig. 2.21c, dioda D_3 este polarizată direct deoarece anodul se află la cel mai pozitiv potențial din circuit ($V_A = V_F = 0,7 \text{ V}$). Pe ochiul ce cuprinde ca laturi căderile de tensiune V_{AA} , V_3 și dioda D_3 se poate scrie următoarea ecuație:

$$-V_{AA} + V_F + V_3 = 0 \Rightarrow V_3 = V_{AA} - V_F = 10,7 - 0,7 = 10 \text{ V}$$

Aplicând legea lui Ohm pentru rezistența R_3 , se obține:

$$V_3 - V_{BB} = R_3 \cdot I_3 \Rightarrow I_3 = \frac{V_3 - V_{BB}}{R_3} = \frac{10 - (-10)}{10} = 2 \text{ mA}$$

În circuitul din fig. 2.21d, dioda D_4 este polarizată invers deoarece catodul său se află la cel mai mare potențial din circuit, astfel că:

$$I_4 = I_R = 0$$

Aplicând legea lui Ohm pentru rezistența R_4 , se obține:

$$V_4 - V_{BB} = R_4 \cdot I_4 \Rightarrow V_4 = V_{BB} - R_4 I_4 = -10 - 10 \cdot 0 = -10 \text{ V}$$

$$D_1(V_F = 0.7V; I_R \approx 0)$$

Se cre:

a) $V_n = ?$

b) $I_1 = ?$

D_1 pol. direct

$$V_M = V_F = 0,7V$$

$$T_{KT}(a): E_1 + E_2 = R_1 \cdot I_1 + \underbrace{V_{B1}}_{V_f}$$

$$I_1 = \frac{E_1 + E_2 - V_{D1}}{R_1} = \frac{10.7 + 10 - 0.7}{10} = \frac{20V}{10k\Omega} = 2mA$$

$$TKT(2) \Rightarrow 0 = -V_{BB} - V_{B1} + V_1$$

$$V_1 = V_{BB} + V_{D1} = -10 + 0,7 = -9,3V$$

