



Andrew Stephen Grove – scurtă biografie

Andrew Stephen Grove (născut **András István Gróf**; 2 septembrie 1936 – 21 martie 2016) a fost un om de afaceri și inginer chimist maghiar-american, al treilea CEO al **Intel Corporation**. A plecat din Ungaria controlată de comuniști la vârsta de 20 de ani și s-a mutat în SUA, unde și-a terminat studiile. A fost al treilea angajat și al treilea CEO al companiei **Intel**, transformând compania în cea mai mare companie de semiconductori din lume.

Între anii 1963 și 1966, ca angajat al companiei **Fairchild Semiconductor**, alături de Bruce Deal și Ed Snow, a identificat problema contaminării cu sodiu, publicând numeroase lucrări despre natura electrică a oxizilor (vezi modelul liniar-parabolic Deal-Grove pentru oxidarea

De la stânga la dreapta - Andy Grove, Robert Noyce și Gordon Moore (1978).

siliciului, valabil pentru temperatură mai mare de 700°C , presiunea agentului oxidant cuprinsă între 0,2 și 1 atm, grosimea oxidului mai mare de $300 \text{ \AA}$).

De importanță majoră este celebra carte a lui Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1967. Este considerat un pionier al industriei dispozitivelor semiconductoare.

În 1968, Robert Noyce și Gordon Moore au co-fondat compania **Intel**, după ce ei și Grove au părăsit **Fairchild Semiconductor**. Grove s-a alăturat în ziua înființării acesteia, deși nu era fondator. Grove a lucrat inițial ca director tehnic al companiei, contribuind la elaborarea primelor procese tehnologice și implementarea lor în procesul de producție. În 1983, a scris o carte, *High Output Management*, în care a descris multe dintre metodele și conceptele sale despre fabricația dispozitivelor electronice.

Ca rezultat al muncii sale la **Intel**, Grove a avut o influență considerabilă asupra industriei de componente electronice din întreaga lume. El a fost numit „tipul care a condus faza de creștere” a Silicon Valley. În 1997, revista *Time* l-a ales drept „Omul anului”, pentru că a fost „cel mai responsabil pentru creșterea uimitoare a puterii și a potențialului inovator al microcipurilor.” O sursă notează că prin realizările sale numai la **Intel**, Grove „merită un loc alături de marii lideri de afaceri ai secolului al XX-lea.”

Prof. dr. fiz. Eugen Lakatoș



A.S. Grove



**Fizica și tehnologia
dispozitivelor semiconductoare**

Mărimi importante

$$1 \text{ mil} = 10^{-3} \text{ inch} = 25,4 \text{ } \mu\text{m}$$

$$1 \text{ cm} = 10 \text{ mm} = 10^4 \text{ } \mu\text{m} = 10^8 \text{ } \text{\AA}$$

$$\text{Valoarea sarcinii electronului } q = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\text{Masa electronului în spațiul liber } m = 0,911 \cdot 10^{-27} \text{ g}$$

$$1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ eV/moleculă} = 23,1 \text{ Kcal/mol}$$

$$\text{Permitivitatea spațiului liber } \epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm} = 55,4 \text{ sarcina electronului/V}\mu\text{m}$$

$$\text{Constanta lui Boltzmann } k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{K}$$

$$kT \text{ la temperatura camerei} = 0,0259 \text{ eV}$$

$$\text{Numărul lui Avogadro } : 6,023 \cdot 10^{23} \text{ molecule/mol}$$

Proprietăți electronice importante ale semiconductoarelor

(pentru alte proprietăți vezi Tabelul 4.1)

	Ge	Si	Ga As
Lățimea benzii interzise (eV)	0,67	1,1	1,4
Densitatea efectivă a stărilor (cm^{-3}) în banda de conduc- ție, N_c în banda de valență, N_v	$1,04 \cdot 10^{19}$ $6,0 \cdot 10^{18}$	$2,8 \cdot 10^{19}$ $1,04 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$ $7,0 \cdot 10^{17}$
Concentrația intrinsecă a pur- tătorilor n (cm^{-3})	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$9 \cdot 10^6$
Mobilitatea determinată de rețea (cm^2/Vs) electroni goluri	3900 1900	1350 480	8600 250
Constanta dielectrică	16,3	11,7	12
Cîmpul de străpungere (V/ μm)	~ 8	~ 30	~ 35

A. S. Grove

Universitatea Berkeley California



Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare

Traducere din literatura americană

Anexă la ediția română:

Rezolvarea problemelor, propuse de autor,
realizată de **M. Bodea** și **A. Rusu**
de la Institutul Politehnic din București

Ph.D. M.D. PROFIRESCU,

este certificat de autorul prezentei
traduceri, ca un adânc simțitor al
tuturor chestiunilor convenționale și
neconvenționale mai ales, pentru dispozitivele
a celor gândite și aplicate
neconvenționale



Editura tehnică
București - 1973

cu sinceritate convențională
și neconvențională,
deci TOTALĂ

M. Bodea

cu treant, prezant și iuta de
simulant...

A. S. Grove

Intel Corporation, Mountain View
University of California, Berkeley

**Physics and Technology of
Semiconductor Devices**

Copyright © 1967 by John Wiley & Sons, Inc. All rights reserved.
This book or any part thereof must not be reproduced in any form
without the written permission of the publisher.

ing MIRCEA BODEA

Traducerea fiz. DIDONA NICULESCU
ing. NICOLAE NICULESCU

Anexa la ediția română a fost elaborată de
șef de lucrări ing MIRCEA BODEA
asistent ing. ADRIAN RUSU,
de la Institutul Politehnic din București.

Redactori ing. CONSTANTIN MINEA
ing. PAUL ZAMFIRESCU
Tehnoredactor MARIA IONESCU

CUVÎNT ÎNAINTE LA EDIȚIA ROMÂNĂ

Tehnologia semiconductoarelor a ajuns, în momentul de față, la vîrsta consacării și tinde să devină la fel de importantă pentru civilizația modernă ca și, de exemplu, tehnologia metalelor. Față de decada 1950—1960, cînd materialele și tehnologiile pentru fabricarea industrială a dispozitivelor semiconductoare se schimbau de la un an la altul, perioada care a urmat a fost caracterizată de stabilizarea și generalizarea *tehnologiei siliciului*.

Dezvoltarea acestei tehnologii a implicat scrierea unui număr mare de rapoarte tehnice, articole de revistă și cărți. Cu toate acestea, cei care lucrau în cercetarea și dezvoltarea dispozitivelor semiconductoare se găseau de obicei în imposibilitatea de a elabora ceva concret pe baza acestor cărți și erau nevoiți să recurgă la informație dispersată și inconsecventă de revistă. **Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare** a lui A. S. Grove a fost, dintr-un punct de vedere, saltul calitativ care trebuia să apară în literatura domeniului în momentul cînd toate cercetările convergeau spre tehnologia **planară** cu siliciu ca tehnologie dominantă: această carte a turnat într-o formă unitară, succintă și cuprinzătoare informația demnă de încredere existentă la finele decadelor 1960—1970. Participant direct și activ la dezvoltarea tehnologiei siliciului, autorul a creat o lucrare unică, care s-a impus în scurt timp ca manualul de referință nr. 1 al specialiștilor care lucrează în industria semiconductoarelor. Ca o confirmare a calităților și importanței lucrării, ea este tradusă în prezent în majoritatea țărilor europene.

Ediția în limba română a **Fizicii și tehnologiei dispozitivelor semiconductoare** conține noutatea includerii soluțiilor la problemele enunțate în lucrarea originală; permisiunea introducerii acestor rezolvări a fost obținută de editorii români de la autor și editura americană. Strădania inginerilor M. Bodea și A. Rusu este meritorie, prin aceea că, în afara corectitudinii soluțiilor date, ei au reușit să modeleze materialul suplimentar în stilul general al întregii lucrări.

Inițiativa Editurii tehnice de a traduce această carte se înscrie pe linia preocupărilor de a se oferi cărți de maximă eficiență în activitatea industrială. Prin apariția ei în seră **BIBLIOTECA DE AUTOMATICĂ, INFORMATICĂ, ELECTRONICĂ, MANAGEMENT** se pune la dispoziția inginerilor, fizicienilor, chimiștilor etc. care elaborează sau folosesc dispozitive semiconductoare, un material comun de referință. De asemenea, **Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare** va constitui baza pentru opredare orientată a disciplinelor legate de domeniul semiconductoarelor în Institute și Universități.

București, noiembrie 1973

Dr. ing. CONSTANTIN BULUCEA
director adjunct științific,
Centrul de cercetări și proiectări pentru
componente electronice (CCPE),
București

PREFAȚA AUTORULUI

Decada anului 1950 a fost aceea în care dispozitivele semiconductoare s-au afirmat și au atins o mare însemnătate industrială. În această decadă, majoritatea lucrărilor de cercetare și inginerie a fost consacrată studiului germaniului. Decada anului 1960 poate fi considerată ca o decadă în care dispozitivele semiconductoare din siliciu și circuitele integrate realizate prin tehnologia planară au depășit dispozitivele din germaniu.

Scopul acestei cărți este de a realiza o introducere în fizica și tehnologia dispozitivelor planare cu siliciu, adică dispozitivele realizate prin tehnologia planară. Desigur că principiile fizice care stau la baza fabricării și funcționării acestor dispozitive nu diferă de acelea care stau la baza fabricării și funcționării dispozitivelor realizate din alte semiconductoare, prin alte tehnologii. Totuși, problemele tratate în general, tind să devină foarte greu de rezolvat. Pentru a face o problemă ușor de tratat, trebuie să se cunoască trăsăturile ei esențiale. Ori ceea ce este important, de exemplu pentru o diodă aliată din germaniu, poate să nu fie important pentru o diodă planară din siliciu. Ca rezultat, aproximațiile care descriu bine caracteristicile diodei aliate dau adesea rezultate într-o concordanță foarte slabă cu observațiile asupra diodei planare. Majoritatea, dacă nu toate cărțile de pînă acum s-au concentrat în mod tacit asupra acelor factori care sînt importanți în ceea ce privește dispozitivele aliate din germaniu. În cartea de față, accentul se pune pe acei factori care sînt importanți pentru dispozitivele planare din siliciu.

După o scurtă descriere a tehnologiei planar, textul se împarte în trei părți. Prima se ocupă cu acele procese din tehnologia semiconductoarelor care sînt cel mai întîm implicate în determinarea caracteristicilor electrice ale dispozitivelor semiconductoare. Cele trei procese discutate — creșterea din fază de vapori, oxidarea termică și difuzia în solide — sînt mijloacele prin care cristalul semiconductor este transformat într-un dispozitiv cu caracteristicile dorite.

A doua parte se ocupă cu semiconductoarele și dispozitivele semiconductoare. Un rezumat al celor mai importante rezultate ale teoriei benzilor în solide este urmat de o discuție asupra semiconductoarelor în condiții de neechilibru. Apoi sînt descrise în detaliu joncțiunile pn, care reprezintă elementul constructiv a celor mai importante dispozitive semiconductoare; urmează o tratare a tranzistoarelor cu joncțiuni și tranzistoarelor cu joncțiune cu efect de cîmp.

Unul din principalele avantaje ale tehnologiei planare este obținerea unui control excelent asupra suprafeței semiconductorului. Acest control a făcut ca suprafața să fie o parte proiectabilă a dispozitivelor semiconductoare și a condus de asemenea la o dezvoltare rapidă a noi tipuri de dispozitive. Unul din acestea, tranzistorul cu efect de câmp de suprafață, este deja al doilea în importanță printre dispozitivele active. Astfel, a treia parte a acestui text studiază efectele de suprafață și dispozitivele controlate de suprafață. Această parte include tratarea teoriei suprafețelor semiconductoare, a efectelor de suprafață asupra joncțiunilor pn a tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață și a stărilor sistemului siliciu-bioxid de siliciu.

Textul este în principal destinat studenților din anii mari și doctoranzilor în ingineria electrică și în știința materialelor. Din acest motiv am încercat ca întotdeauna să păstrez în centrul atenției cele mai importante principii fizice și să folosesc ori de câte ori a fost posibil modele fizice simple. Cu toate acestea, am încercat de asemenea să fac în așa fel încât cartea să rămână utilă studentului când acesta devine inginer în producție sau cercetare. Pentru aceasta, principiile sînt în general ilustrate cu calcule numerice sau măsurători experimentale. Astfel, pentru a căpăta o încredere suplimentară din partea cititorilor, ilustrațiile conțin și numere care pot fi folosite ulterior în calculele de proiectare.

Natura duală a acestei cărți a fost de asemenea determinată de modul în care ea a fost scrisă. Materialul conținut în ea se bazează pe o serie de lecții ținute la Fairchild Semiconductor, inginerilor și fizicienilor care erau angajați în munca de cercetare, dezvoltare, producere și aplicații ale dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate și pe un curs pe care l-am predat la Universitatea din California, Berkeley. Materialul, în formă de manuscris, a fost apoi folosit în cursul la Fairchild în anul următor și de asemenea, de către profesorii C. A. Mead, Institutul de tehnologie din California și P. O. Lauritzen, Universitatea din Washington în cursurile lor pentru studenții în ingineria electrică.

La scrierea acestei cărți am beneficiat de multe sugestii din partea recenzenților: D. J. Fitzgerald, E. H. Snow, L. Vadasz și R. J. Whittier de la Fairchild Semiconductor și profesorii P. O. Lauritzen, Universitatea din Washington, C. A. Mead, Institutul de Tehnologie din California, Berkeley. Sînt de asemenea îndatorat lui J. P. Bissel pentru ajutorul său în evaluarea caracteristicilor dispozitivelor și domnișoarei S. J. Steele și doamnei Dorothy Unruh pentru ajutorul acordat la calcule și ilustrații. În final aș vrea să-mi exprim recunoștința față de conducerea firmei „Fairchild Semiconductor” pentru asigurarea unei ambianțe în care a fost posibilă scrierea acestei cărți.

Palo Alto, California
Februarie, 1967

A. S. Grove

CUPRINSUL

	Pag.
Cuvînt înainte la ediția română	5
Prefața autorului	6
Lista de simboluri	11
Introducere : Tehnologia planară	17
Partea întâi TEHNOLOGIA SEMICONDUCTOARELOR	
1. Creșterea din fază de vapori	20
1.1. Cinetica creșterii.	26
1.2. Transferul de masă în fază gazoasă	29
1.3. Cîteva proprietăți ale gazelor	35
Bibliografie	38
Enunțuri'e probleme'or	38
2. Oxidarea termică	39
2.1. Cinetica creșterii oxidului	40
2.2. Efecte ale sarcinii spațiale asupra oxidării	49
Bibliografie	50
Enunțurile problemelor	50
3. Difuzia în solide	52
3.1. Fluxul	53
3.2. Ecuația de transport	58
3.3. Straturi difuzate	59
3.4. Abateri de la teoria elementară a difuziei	77
3.5. Redistribuția impurităților prin oxidarea termică	87
3.6. Difuzia printr-un strat de bioxid de siliciu (mascarea cu oxid)	94
3.7. Redistribuția impurităților în creșterea epitaxială	96
Bibliografie	102
Enunțurile problemelor	104
Partea a doua SEMICONDUCTOARE ȘI DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE	
4. Elemente de fizica semiconductoarelor	109
4.1. Teoria de benzi a corpului solid	109
4.2. Electroni și goluri în semiconductoare	113
4.3. Funcția și distribuția Fermi-Dirac.	116
4.4. Formule importante pentru semiconductoare la echilibru	118
4.5. Transportul electronilor și golorilor	125
Bibliografie	133
Enunțurile problemelor	134

	Pag.
5. Semiconductoare în condiții de neechilibru	136
5.1. Injectia	136
5.2. Cinetica procesului de recombinare	147
5.3. Timpul de viață la nivel mic de injecție	155
5.4. Recombinarea de suprafață	157
5.5. Originea centrilor de recombinare-generare	160
Bibliografie	166
Enunțurile problemelor	166
6. Juncțiuni pn	169
6.1. Electrostatică	172
6.2. Regiunea de sarcină spațială pentru juncțiuni abrupte	174
6.3. Regiunea de sarcină spațială pentru juncțiuni liniar gradate	183
6.4. Regiunea de sarcină spațială pentru juncțiuni difuzate	186
6.5. Caracteristicile capacitate-tensiune	190
6.6. Caracteristicile curent-tensiune	193
6.7. Străpungerea juncțiunii	212
6.8. Comportarea tranzitorie	222
Bibliografie	225
Enunțurile problemelor	226
7. Tranzistoare cu juncțiuni	229
7.1. Principiile de funcționare ale tranzistorului	230
7.2. Curenții prin tranzistor ; factorul de amplificare în curent	235
7.3. Limitări și modificări ale teoriei elementare	244
7.4. Rezistența bazei	250
7.5. Limitări de tensiuni maxime	252
7.6. Limitări de tensiuni minime	256
7.7. Limitări termice	258
Bibliografie	261
Enunțurile problemelor	262
8. Tranzistoare cu efect de cîmp cu juncțiuni	265
8.1. Principiile de funcționare	266
8.2. Caracteristicile tranzistoarelor cu efect de cîmp cu juncțiune	270
8.3. Modificări ale teoriei elementare	276
Bibliografie	281
Enunțurile problemelor	281
Partea a treia EFECTE DE SUPRAFAȚĂ ȘI DISPOZITIVE CONTROLATE DE SUPRAFAȚĂ	
9. Teoria suprafețelor semiconductoare	285
9.1. Caracteristicile regiunii de sarcină spațială de la suprafață — cazul echilibrului	286
9.2. Structura MIS (sau MOS) ideală	293
9.3. Efectul diferenței de lucru de ieșire, a sarcinilor și stărilor asupra caracteristicilor structurii MOS	304
Bibliografie	308
Enunțurile problemelor	309

	<u>Pag.</u>
10. Efecte de suprafață asupra joncțiunilor pn	311
10.1. Caracteristicile regiunilor de sarcină spațială de la suprafață-cazul neechilibrului termic	311
10.2. Structura de diodă cu poartă	318
10.3. Procese de recombinare-generare în regiunea de sarcină spațială de la suprafață	320
10.4. Joncțiuni induse de cîmp și curenți de tip canal	327
10.5. Efecte de suprafață asupra tensiunii de străpungere a joncțiunii	332
Bibliografie	336
Enunțurile problemelor	336
11. Tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață	338
11.1. Principii de funcționare	339
11.2. Caracteristicile tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafață	342
11.3. Modificări ale teoriei elementare	349
11.4. Alte tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață	351
Bibliografie	353
Enunțurile problemelor	354
12. Proprietățile sistemului siliciu-bioxid de siliciu	356
12.1. Stări de suprafață rapide	357
12.2. Sarcina spațială din oxid	359
12.3. Sarcina de la suprafață	364
12.4. Energiile de barieră	367
12.5. Mobilitatea de suprafață	369
12.6. Conducția pe suprafața oxidului	370
12.7. Alți izolanti	373
Bibliografie	377
ANEXĂ LA EDIȚIA ÎN LIMBA ROMÂNĂ. REZOLVĂRILE PROBLEMELOR	379
Index de noțiuni în limbile română și engleză	

Lista de simboluri

a	gradientul concentrației de impurități la joncțiune, $\frac{dC}{dx} \Big _{x=x_j}$
A	coeficient în relația generală pentru oxidarea termică a siliciului
A_j	aria secțiunii transversale a joncțiunii metalurgice pn
A_s	aria suprafeței golite
B	coeficient în relația generală pentru oxidarea termică a siliciului; se referă de asemenea la constanta creșterii parabolice
B	factorul de bază al tranzistorului
BV	tensiunea de străpungere a tranzistorului
BV_{CB0}	tensiunea de străpungere a joncțiunii colector-bază cu emitorul în gol.
BV_{CE0}	tensiunea de străpungere colector-emitor cu baza în gol
C	concentrația
C	capacitatea pe unitatea de suprafață
C^*	concentrația de echilibru a oxidantului în stratul de oxid
C_B	concentrația din volum
C_i	concentrația de impurități a dopantului la suprafața unui strat epitaxial
C_G	concentrația unei specii în volumul unui gaz
C_G	capacitatea totală a grilei
C_i	concentrația oxidantului la interfața oxid-siliciu
C_o	concentrația oxidantului la interfața gaz-oxid
C_o	capacitatea pe unitatea de arie a stratului de oxid
C_S	concentrația de suprafață
C_s	capacitatea pe unitatea de suprafață a regiunii de sarcină spațială la suprafață
C_{sub}	concentrația de impurități din substrat în creșterea epitaxială
C_T	concentrația totală a moleculelor într-un gaz
C_T	concentrația totală a impurităților ionizate într-un cristal
d	grosimea canalului metalurgic al tranzistorului cu joncțiune cu efect de cîmp
D	coeficientul de difuzie
D_{eff}	coeficientul de difuzie efectiv
D_G	coeficientul de difuzie a gazelor
D_n	coeficientul de difuzie a electronilor
D_p	coeficientul de difuzie a impurităților în oxid

D_p	coeficientul de difuzie a golurilor
D_{st}	densitatea centrilor de recombinare-generare uniform distribuiți la suprafață (pe unitatea de arie și energie)
D_t	concentrația centrilor de recombinare-generare uniform distribuiți în volum (pe unitatea de volum și energie)
$\mathcal{E}$	cîmpul electric
E	energia electronului
E	factorul de emitor al tranzistorului
E_a	energia de activare
E_c	energia electronului la marginea benzii de conducție
$\mathcal{E}_{crit}$	cîmpul electric critic la străpungere
E_F	energia electronului la nivelul Fermi
E_{Fn}	energia electronului la cvasinivelul Fermi pentru electroni
E_{Fp}	energia electronului la cvasinivelul Fermi pentru goluri
E_G	lărgimea benzii interzise
E_i	energia electronului la nivelul Fermi intrinsec
$\mathcal{E}_s$	cîmpul electric la suprafața semiconductorului
E_t	nivelul de energie al centrului de recombinare-generare
E_v	energia electronului la marginea benzii de valență
F	flux
F_n	fluxul electronilor
F_p	fluxul golurilor
f	probabilitatea de ocupare de către un electron
f_o	frecvența maximă de lucru
G_L	viteza de generare a perechilor electron-gol datorită luminii absorbite (pe unitatea de timp și de volum)
G_o	conductanța canalului metalurgic al tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune
G_{th}	viteza de generare a perechilor electron-gol la întuneric (pe unitatea de timp și de volum)
g	conductanța canalului
g_m	transconductanța
g_{msat}	transconductanța în regiunea de saturație
H	constanta legii lui Henry
h	coeficientul de transfer de masă în fază gazoasă în funcție de concentrațiile în solid
h_{FB}	factorul de amplificare în curent cu baza comună
h_{FE}	factorul de amplificare în curent cu emiterul comun
h_{je}	factorul de amplificare în curent la semnal mic cu emiterul comun
h_G	coeficientul de transfer de masă în fază gazoasă în funcție de concentrația în gaz
h_{th}	coeficientul transferului de căldură în fază gazoasă
I	curentul
I_B	curentul de bază
I_C	curentul de colector

I_{CBo}	curentul invers colector-bază cu emiterul în gol
I_{CEo}	curentul invers emitor-colector cu baza în gol
I_D	curentul de drenă
I_{dif}	curentul de difuzie
I_{Dsat}	curentul de drenă în regiunea de saturație
I_E	curentul de emitor
I_F	curentul direct
I_{gen}	curentul de generare
I_p	curentul de goluri
I_R	curentul invers
I_{rec}	curentul de recombinare
k	constanta lui Boltzmann
k_s	constanta vitezei de reacție la suprafață
k_{th}	conductivitatea termică
K	constanta dielectrică
K_o	constanta dielectrică a oxidului
K_s	constanta dielectrică a semiconductorului
L	lungimea canalului
L_n	lungimea de difuzie a electronilor
L_p	lungimea de difuzie a golurilor
m	coeficientul de segregare al impurităților la interfața oxid-siliciu
m^*	masa efectivă
M	factorul de multiplicare
n	concentrația electronilor
n_i	concentrația intrinsecă a purtătorilor.
n_n	concentrația electronilor într-un semiconductor de tip n
n_{no}	concentrația electronilor într-un semiconductor de tip n la echilibru
n_p	concentrația electronilor într-un semiconductor de tip p
n_{po}	concentrația electronilor într-un semiconductor de tip p în echilibru
n_s	concentrația electronilor la suprafață
N_A	concentrația impurităților acceptoare
N_c	densitatea efectivă a stărilor în banda de conducție
N_D	concentrația impurităților donoare
N_{st}	densitatea centrilor de recombinare-generare la suprafață, pe unitatea de arie
N_t	concentrația centrilor de recombinare-generare în volum, pe unitatea de volum
N_v	densitatea efectivă a stărilor în banda de valență
p	presiunea
p	concentrația golurilor
p_n	concentrația golurilor într-un semiconductor de tip n
p_{no}	concentrația golurilor într-un semiconductor de tip n în echilibru
p_p	concentrația golurilor într-un semiconductor de tip p

p_{p0}	concentrația golurilor într-un semiconductor de tip p la echilibru
p_s	concentrația golurilor la suprafață
q	mărimea sarcinii electronului, $1,6 \cdot 10^{-19}$ C.
Q	cantitatea totală de impurități pe unitatea de suprafață în solid
Q_B	numărul total de impurități pe unitatea de suprafață în regiunea bazei unui tranzistor
Q_B	sarcina pe unitatea de suprafață în regiunea golită de la suprafața de golire, la instalarea inversiei puternice
Q_{Bo}	sarcina pe unitatea de suprafață în regiunea golită de la suprafața de golire, la instalarea inversiei puternice, la echilibru
Q_G	sarcina pe unitatea de suprafață pe grilă
Q_o	sarcina pe unitatea de suprafață în oxid
Q_n	sarcina, pe unitatea de suprafață, dată de electroni în stratul de inversie
Q_s	sarcina, pe unitatea de suprafață în semiconductor
Q_{ss}	densitatea de sarcini fixe de la suprafață pe unitatea de arie
R	constanta legii gazelor ideale
R	viteza de recombinare totală (pe unitatea de timp și volum)
R	factorul de recombinare al tranzistorului
R_d	rezistența serie de drenă
R_e	numărul Reynolds
R_s	rezistența serie a sursei
R_{th}	rezistența termică
$R_{\square}$	rezistența pe patrat
r_B	rezistența distribuită a bazei
r_{SC}	rezistența serie a regiunii colectorului
r_{SE}	rezistența serie a regiunii emiterului
s	viteza de recombinare la suprafață
s_{max}	maximul vitezei de recombinare la suprafață
s_o	viteza de recombinare la suprafață pentru o suprafață fără regiune de sarcină spațială
T	temperatura
T_j	temperatura joncțiunii
t	timpul
t_c	intervalul de timp dintre ciocniri
t_o	timpul de răspuns al tranzistoarelor cu efect de câmp
t_{off}	timp de comutare inversă
t_{tr}	timp de tranzit
u	viteza gazului
U	viteza gazului netulburat
U	viteza netă de recombinare — generarea purtătorilor în volum (pe unitatea de timp și de volum)
U_s	viteza netă de recombinare — generarea purtătorilor la suprafață (pe unitatea de timp și arie)

$\bar{v}_{\text{drift}}$	viteza medie de drift
v_{th}	viteza termică a purtătorilor
V	viteza de creștere a stratului
V	tensiunea
V_B	căderea de tensiune medie în bază
V_D	tensiunea de drenă
V_{Dsat}	tensiunea de drenă la instalarea saturației
V_F	tensiunea directă
V_{FB}	tensiunea de benzi netede
V_G	tensiunea de poartă
V_J	tensiunea aplicată pe joncțiune
V_o	căderea de tensiune pe oxid
V_P	tensiunea de polarizare
V_R	tensiunea inversă
V_T	tensiunea de prag sau tensiunea de tăiere
W	lățimea regiunii golite a joncțiunii metalurgice
W_B	lățimea bazei
W_c^*	lățimea regiunii golite în interiorul regiunii cilindrice, la străpun- gere
W_E	adâncimea emiterului
W_{EB}	lățimea regiunii de sarcină spațială la joncțiunea emiter-bază
W_{epi}	lățimea regiunii mai puțin dopate într-un dispozitiv epitaxial
W_o	lățimea regiunii golite la echilibru
W_s	grosimea probei
x_d	lățimea regiunii golite de la suprafață
$x_{d \text{ max}}$	lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață
$x_{d \text{ max}, o}$	lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață
x_j	adâncimea joncțiunii
x_o	grosimea oxidului (izolatorului)
Y	fracțiunea molară
Z	lățimea canalului
α	factorul de amplificare în curent cu baza comună
α_R	factorul de amplificare în curent cu baza comună în conexiunea inversată
α_T	factorul de transport
β	factorul de amplificare în curent cu emiterul comun
γ	eficiența emiterului
δ	grosimea medie a stratului limită
ϵ_o	permitivitatea spațiului liber ($8,86 \times 10^{-14}$ F/cm sau $55,4$ e/V μ m)
k	coeficientul de difuzie termică
μ	viscozitatea
μ	mobilitatea
μ_n	mobilitatea electronilor
μ_p	mobilitatea golurilor
ρ	densitatea

ρ	rezistivitatea
ρ	densitatea sarcinii spațiale
σ	conductibilitatea
σ	secțiunea transversală de captură
τ	timpul de decalaj în relația pentru oxidarea siliciului
τ_0	timpul de viață efectiv într-o regiune golită polarizată invers
τ_p	timpul de viață a golurilor într-un semiconductor de tip n
τ_n	timpul de viață al electronilor într-un semiconductor de tip p
Φ	potențialul electrostatic
Φ_B	tensiunea internă a joncțiunii metalurgice pn
Φ_F	potențialul Fermi
Φ_{ss}	potențialul la suprafață, adică variația totală a potențialului pe regiunea de sarcină spațială
Φ_T	variația totală a potențialului pe regiunea de sarcină spațială
Φ_M	lucrul de ieșire al metalului
Φ_{MS}	diferența de lucru de ieșire metal-semiconductor
Φ_S	lucrul de ieșire al semiconductorului

Introducere

TEHNOLOGIA PLANARĂ

Tehnologia planară și dispozitivele semiconductoare realizate prin această tehnologie au fost prima oară descrise în 1960, [1]. Tehnologia planară a devenit de atunci metoda principală de fabricare a dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate și a contribuit mult la rapiditatea cu care dispozitivele semiconductoare au înlocuit tipurile vechi de componente electronice și au pătruns în toate aplicațiile electronice noi.

La fel ca cele mai importante progrese tehnologice, tehnologia planară s-a dezvoltat din câteva generații de tehnologii anterioare. Această evoluție, ca și părțile esențiale ale tehnologiei planare sînt cel mai bine ilustrate prin compararea ei cu două din cele mai importante tehnici anterioare de fabricare a dispozitivelor semiconductoare, *metoda de obținere a joncțiunilor prin creștere și prin aliere*. Acestea sînt ilustrate în figură.

La obținerea joncțiunii prin creștere, [2], un cristal semiconductor este crescut din topitură de semiconductor care este dopată de un anumit tip (în acest exemplu este considerat de tip p). La unele momente ale procesului de creștere, concentrația de dopant în topitură se schimbă brusc; de exemplu, prin căderea în topitură a unei pastile care conține impurități de tip donor. Ca urmare, restul cristalului va crește de tip n . Cînd creșterea este completă, cristalul este secționat în bucăți mici care conțin joncțiuni $p-n$, după cum indică liniile întrerupte din figură.

Această metodă s-a dovedit extrem de importantă în primii ani care au urmat după inventarea tranzistoarelor cu joncțiune. De exemplu, prin această metodă s-au produs primele diode cu care s-a verificat teoria caracteristicilor curent-tensiune a joncțiunilor $p-n$. Metoda de obținere a joncțiunilor prin creștere, totuși, nu a fost convenabilă pentru producția de serie, față de altă metodă dezvoltată în anii anteriori în tehnologia dispozitivelor semiconductoare, metoda de obținere a joncțiunilor prin aliere.

În metoda de obținere a joncțiunilor prin aliere, [3], un dot care conține impurități de tip acceptor (în acest exemplu) este plasat pe o pastilă de semiconductor de tip n . Dotul și pastila sint apoi încălzite la o temperatură suficient de înaltă, astfel încât dotul să se topească și să se alieze cu pastila semiconductoră. Când cristalul se răcește, sub dot se formează o regiune recrystalizată saturată cu impurități de tip acceptor. Astfel rezultă o joncțiune $p-n$.

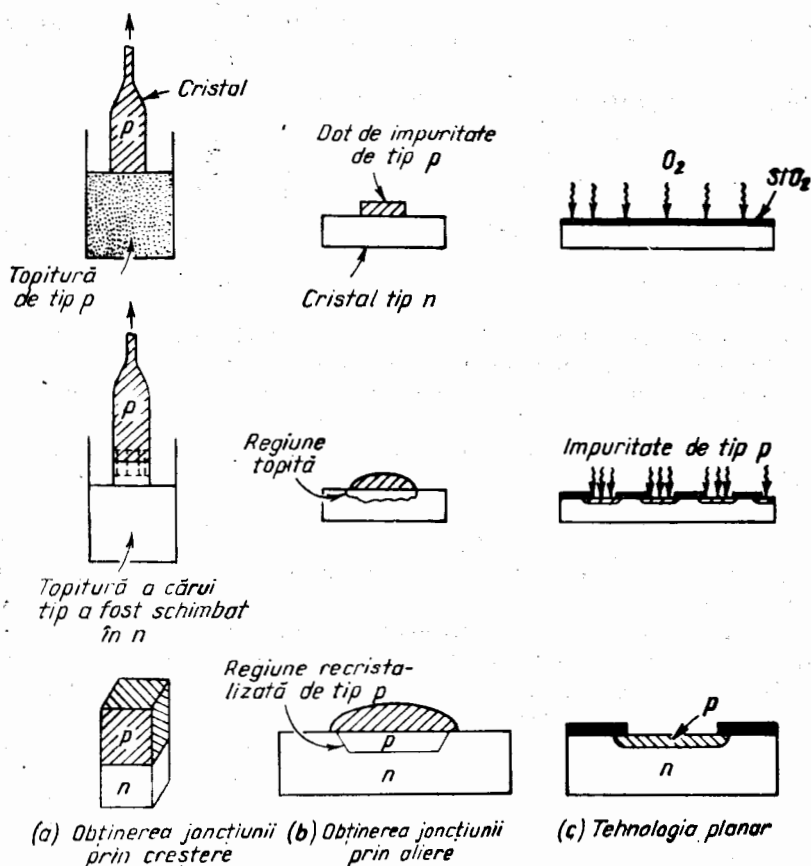


Figura A

Această metodă, a fost — și este încă — folosită cu mult succes în special în producția de serie a diodelor și tranzistoarelor din germaniu. Totuși, odată cu folosirea dispozitivelor semiconductoare în aplicații noi, cerințele asupra performanțelor lor au crescut mult. Aceste cerințe cres-

cute au demonstrat imediat limitările inerente ale metodei de obținere a joncțiunii prin aliere. După cum se va vedea mai târziu, factorul cel mai important care determină performanțele tranzistoarelor cu joncțiune este distanța care separă două joncțiuni. În procesul de aliere, localizarea joncțiunilor este determinată de adâncimea la care pătrund în semiconductor regiunile recristalizate, pătrundere care este greu de controlat.

Căutarea unei metode care să dea un control mai precis al localizării joncțiunilor $p-n$, a condus la dezvoltarea *joncțiunilor difuzate*, [4]. Joncțiunile difuzate se formează într-un mod similar cu procesul de aliere, în care suprafața plachetei este expusă unei surse cu o concentrație mare de impurități de tip opus, conținută, de exemplu, într-un gaz. În acest caz, impuritățile pătrund în cristalul semiconductor prin difuzie în solid, care poate fi controlată cu un grad foarte mare de precizie.

Cu descoperirea suplimentară, că un strat subțire de bioxid de siliciu poate *masca* efectiv difuzia celor mai importante impurități acceptoare și donoare, [5], s-a adăugat un nou grad de precizie în controlarea geometriei dispozitivelor semiconductoare cu joncțiuni difuzate; geometria dispozitivului poate fi acum conturată prin acoperirea semiconductorului cu bioxid de siliciu și expunând apoi semiconductorul impurităților difuzante numai în ariile selectate, definite prin fotolitografie, unde stratul de oxid a fost îndepărtat.

Tehnologia planară, ilustrată schematic în ultima figură, combină avantajele formării joncțiunii prin difuzie în stare solidă și proprietatea de mascare a bioxidului de siliciu pentru definirea precisă a geometriei dispozitivului. De asemenea, ea este folosită și datorită faptului important că, caracteristicile electrice ale unei suprafețe de siliciu acoperite cu un strat de oxid sînt superioare celor ale unor suprafețe descoperite.

Ca urmare a acestei ultime caracteristici, sensibilitatea dispozitivelor semiconductoare la mediul înconjurător a fost mult redusă, rezultînd o creștere corespunzătoare în reproductibilitatea și stabilitatea caracteristicilor dispozitivului. Recent, structurile de siliciu oxidate termic au făcut chiar posibilă construcția dispozitivelor cu efect de cîmp, de suprafață, pentru prima dată, deși astfel de dispozitive au fost concepute cu 30 de ani în urmă. Mult mai important, tehnologia planară a condus la dezvoltarea circuitelor integrate care, deși au o vechime de numai cîțiva ani, indică o influență asupra electronicii — tehnologie, proiectare și aplicații — cu o extindere la fel de mare ca cea determinată de apariția dispozitivelor semiconductoare în urmă cu zece ani.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

Metodele de început de formare a joncțiunilor sînt trecute în revistă (cu multe referințe) de către W. C. Dunlap, Secțiunea 7 din *Handbook of Semiconductor Electronics*, ediția a II-a, L. P. Hunter, Editor, McGraw-Hill Book Co., 1962.

O descriere detaliată a tehnologiei planare și a aplicațiilor ei la circuitele integrate este dată de G. E. Moore, Capitolul 5 din *Microelectronics*, E. Keonjian, Editor, McGraw-Hill Book Co., 1963.

BIBLIOGRAFIE

1. J. A. Hoerni, "Planar Silicon Transistors and Diodes," IRE Electron Devices Meeting, Washington, D. C., (1930).
2. H. K. Teal, M. Sparks, și E. Buehler, "Growth of Germanium Single Crystals Containing P-N Junctions," *Phys. Rev.*, **81**, 637 (1951).
3. R. N. Hall și W. C. Dunlap, "P-N Junctions Prepared by Impurity Diffusion," *Phys. Rev.*, **80**, 467 (1950).
4. M. Tanenbaum și D. E. Thomas, "Diffused Emitter and Base Silicon Transistors," *Bell System Tech. J.*, **35**, 1 (1956); C. E. Lee, "A High Frequency Diffused Base Germanium Transistor," *Bell Systems Tech. J.*, **35**, 23 (1956).
5. C. J. Frosch și L. Derrick, "Surface Protection and Selective Masking During Diffusion in Silicon," *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 547 (1957).

Partea întâia

Tehnologia semiconductoarelor

- CREȘTEREA DIN FAZA DE VAPORI
- OXIDAREA TERMICĂ
- DIFUZIA ÎN SOLIDE

- CINETICA CREȘTERII
- TRANSFERUL DE MASĂ ÎN FAZA GAZOASĂ
- CÎTEVA PROPRIETĂȚI ALE GAZELOR

1

Creșterea din faza de vapori

Tehnicile de creștere din faza de vapori sînt utilizate în tehnologia semiconductoarelor pentru depunerea metalelor (de exemplu, aluminiul), izolanților (de exemplu SiO_2) și semiconductoarelor (de exemplu siliciul). Dintre aceste procese cel mai important din punctul de vedere al fabricării dispozitivelor este creșterea unui strat semiconductor *monocristalin* pe un substrat monocristalin, din același semiconductor. O astfel de creștere este numită *epitaxie* (termenul vine din grecește însemnînd a aranja unul peste altul).

Importanța creșterii epitaxiale în tehnologia dispozitivelor semiconductoare este determinată de ușurința cu care poate fi ajustată — independent de impuritățile din substrat — concentrația de impurități din stratul epitaxial prin controlul concentrației impurităților într-un gaz. Deci creșterea epitaxială poate fi folosită pentru a se realiza joncțiuni $p-n$ între stratul epitaxial și substrat. Mult mai important, ea poate fi utilizată și pentru creșterea de straturi cu o concentrație de impurități relativ scăzută pe substrate care conțin același tip de impurități însă într-o concentrație mult mai mare. În acest fel rezistența serie asociată cu substratul poate fi micșorată fără să apară alte modificări ale caracteristicilor dispozitivului semiconductor.

Deoarece creșterea epitaxială a semiconductoarelor este atît de importantă, ea a fost studiată în amănunțime. Există mai multe moduri în care se poate realiza o astfel de creștere. În acest capitol se studiază metoda care este cel mai larg utilizată pentru creșterea epitaxială a siliciului: reducerea în faza de vapori a tetraclorurii de siliciu. (Pentru o trecere în revistă a altor tipuri de reacții pentru creșterea din faza de vapori, vezi lucrările de sinteză indicate la sfîrșitul acestui capitol.)

În figura 1.1 sînt ilustrate cele două tipuri de reactori care au fost utilizate pentru creșterea epitaxială a siliciului. Figura 1.1a prezintă

reactorul vertical utilizat în lucrările de pionierat ale lui Theuerer, [1]. Figura 1.1b prezintă reactorul orizontal utilizat în cercetările mult mai recente de către Shepherd, [2]. Acesta din urmă este reactorul industrial tipic, actual, în care creșterea unui strat epitaxial se face simultan pe mai multe plachete. În ambele cazuri în reactor intră un curent de hidrogen care conține o concentrație de tetraclorură de siliciu. Gazul trece pe lângă plachetele de siliciu așezate pe un susceptor, încălzit prin curenți de înaltă

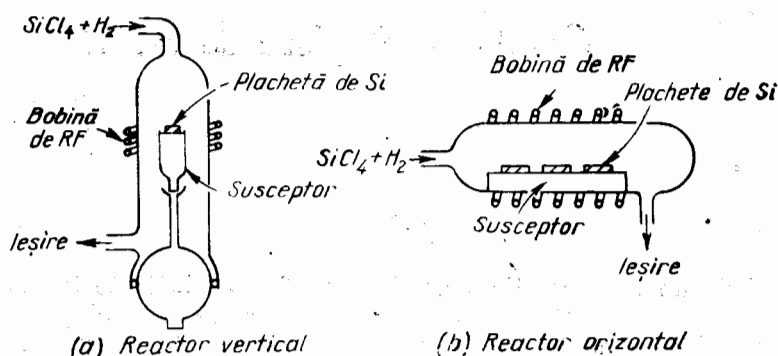
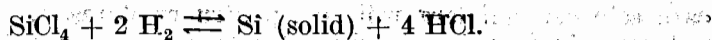


Fig. 1.1 Reactoare utilizate pentru creșterea epitaxială a siliciului.

frecvență. Reactorul are pereți de cuarț sau de sticlă. Deoarece se utilizează încălzirea inductivă, pereții rămân reci în timpul procesului de creștere, obținându-se astfel o contaminare minimă, datorită eliminării depunerilor pe pereți.

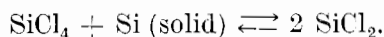
În timp ce depunerea din faza de vapori a diverselor materiale are loc la temperaturi relativ joase, creșterea epitaxială, în cazul siliciului, necesită temperaturi relativ ridicate, de obicei peste 1 000°C. La creșterea epitaxială este nevoie de temperaturi atât de ridicate deoarece atomii depuși trebuie să-și găsească poziția lor corectă față de rețeaua cristalului pentru a se obține un strat monocristalin. Odată cu reducerea temperaturii la care are loc procesul de creștere, mobilitatea atomilor depuși scade, iar stratul rezultat conține tot mai multe defecte, putând pierde eventual chiar caracterul cristalin.

Reacția globală care are loc la creșterea stratului epitaxial de siliciu este:



Această reacție este reversibilă, adică poate avea loc în unul din cele două sensuri. Dacă gazul purtător care intră în reactor conține HCl, în loc de o creștere va avea loc o *corodare* a siliciului.

De asemenea se știe că în paralel cu reacția de creștere are loc și reacția :



Ca urmare, dacă concentrația de SiCl_4 este foarte mare, va avea loc corodarea substratului de siliciu, chiar în absența unei concentrații semnificative de HCl în curentul de gaz de la intrarea în reactor. Acest fapt este ilustrat în figura 1.2, în care se prezintă efectul concentrației de SiCl_4

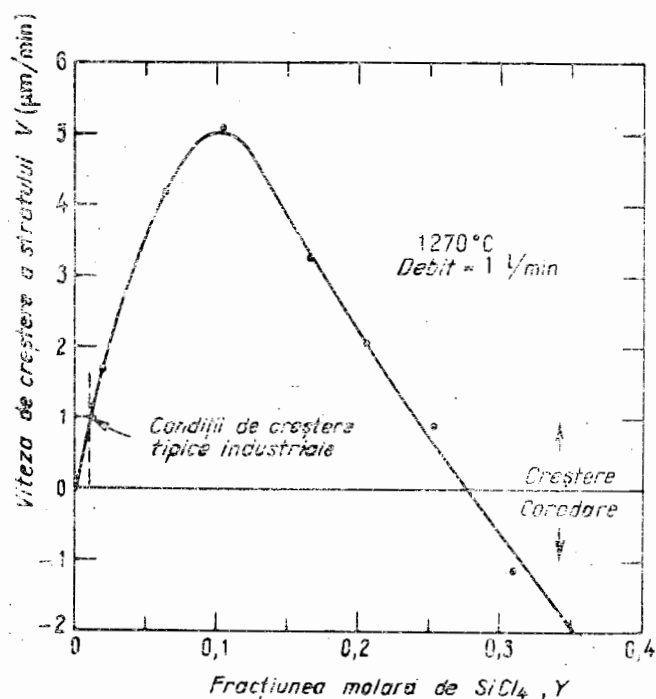


Fig. 1.2. Efectul concentrației de SiCl_4 asupra depunerii siliciului, [1].

din gaz, asupra reacției. (Concentrațiile în gaze sînt mult mai convenabil de exprimat în *fracțiuni molare*. Frațiunea molară Y este definită ca raportul dintre numărul de molecule al unei specii date și numărul total de molecule din gaz). Este evident că la început viteza de creștere se mărește odată cu mărirea concentrației de SiCl_4 . Pe măsură ce concentrația de SiCl_4 crește se atinge o valoare maximă a vitezei de creștere pentru o valoare de aproximativ 0,1 a fracțiunii molare. Creșterea în continuare a concentrației produce o *scădere* a vitezei de creștere și eventual chiar o corodare a suprafeței siliciului.

În mod obișnuit siliciul este crescut în zona de concentrație scăzută, după cum se indică și în figura 1.2, cu o viteză de creștere tipică de $\sim 1 \mu\text{m}/\text{min}$. În această regiune dependența vitezei de creștere a stratului V , de fracțiunea molară Y de SiCl_4 în amestecul de gaz este aproximativ liniară.

1.1. CINETICA CREȘTERII

În continuare se va studia cinetica creșterii stratului epitaxial pe baza unui model foarte simplu, [3]. În figura 1.3 se descrie esența acestui model; se indică distribuția concentrației de tetraclorură de siliciu în gaz, fluxul

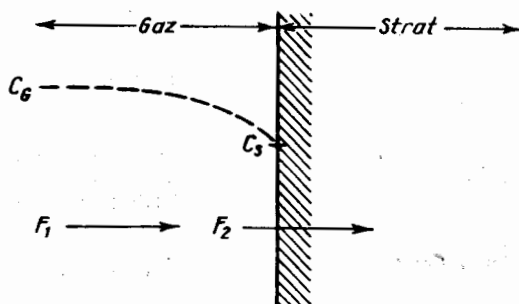


Fig. 1.3. Model pentru procesul de creștere. Direcția de curgere a gazului este normală la planul hirtiei.

de tetraclorură de siliciu din volumul gazului spre suprafața stratului care crește, F_1 , și fluxul corespunzător tetraclorurii de siliciu consumate în reacția de creștere a stratului, F_2 . (Fluxul este definit ca numărul de atomi sau molecule, care străbate unitatea de arie transversală, în unitatea de timp).

Fluxul F_1 se aproximează prin relația liniară

$$F_1 = h_g (C_g - C_s), \quad (1.1)$$

unde C_g și C_s sînt concentrațiile de SiCl_4 (molecule pe centimetru cub) în volumul gazului și respectiv la suprafață, iar h_g este coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă. Fluxul F_2 , consumat prin reacția chimică care are loc la suprafața stratului care crește, se aproximează prin relația

$$F_2 = k_s C_s, \quad (1.2)$$

unde k_s este constanta vitezei de reacție chimică la suprafață. Aceste aproximații liniare sînt analoage legii lui Ohm: ele descriu fluxul ca fiind proporțional cu o forță motoare. În cazul transferului de masă, forța motoare

este o diferență de concentrație; în cazul reacțiilor chimice de *ordinul unu* (așa cum s-a presupus a fi și cea din cazul de față) ea este concentrația speciei care reacționează*.

În regim staționar $F_1 = F_2 = F$. Utilizînd această condiție, cele două ecuații anterioare se pot rezolva pentru a obține concentrația tetraclorurii de siliciu la interfața gaz-strat,

$$C_s = \frac{C_g}{1 + k_s/h_g}. \quad (1.3)$$

Această relație arată că dacă $h_g \ll k_s$ concentrația de suprafață tinde spre zero. Această condiție de lucru se denumește în mod uzual *control prin transfer de masă*.

În cealaltă extremă, dacă $h_g \gg k_s$, concentrația de suprafață tinde spre C_g . Această condiție de lucru se denumește *control prin reacția de la suprafață*.

Viteza de creștere a stratului de siliciu se poate scrie acum direct

$$V = \frac{F}{N_1} = \frac{k_s h_g}{k_s + h_g} \frac{C_g}{N_1}, \quad (1.4)$$

unde N_1 este numărul de atomi de siliciu conținut în unitatea de volum a stratului. Valoarea sa pentru siliciu este $5,0 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Observînd că $C_g = Y C_T$, unde C_T este numărul total de molecule din gaz, pe centimetru cub, se obține expresia vitezei de creștere

$$V = \frac{k_s h_g}{k_s + h_g} \frac{C_T}{N_1} Y. \quad (1.5)$$

Această relație indică următoarele proprietăți ale procesului de creștere. În primul rînd, ea arată că viteza de creștere a stratului V este proporțională cu fracțiunea molară Y a speciei reactante. După cum s-a văzut mai înainte, aceasta corespunde cu observațiile experimentale pentru valori mici ale lui Y , așa cum sînt întîlnite în practica curentă. În al doilea rînd viteza de creștere, pentru o fracțiune molară dată, este determinată de cel mai mic dintre h_g și k_s . Aceasta corespunde celor două cazuri limită, con-

* Riguros vorbind, în aceste considerații ar trebui inclus și fluxul produsului de reacție HCl, de la suprafață înapoi spre volumul gazului. În tratarea de față, pentru simplitate, acest flux se neglijează, ceea ce este echivalent cu presupunerea că pentru produsele de reacție coeficientul de transfer de masă este mult mai mare decît acela pentru SiCl_4 .

trolate prin transfer de masă sau prin reacția de la suprafață. În aceste cazuri limită, viteza de creștere va fi dată fie de

$$V = \frac{C_r}{N_1} k_s Y \quad [\text{control prin reacția de la suprafață}], \quad (1.6)$$

fie de

$$V = \frac{C_r}{N_1} h_g Y \quad [\text{control prin transfer de masă}]. \quad (1.7)$$

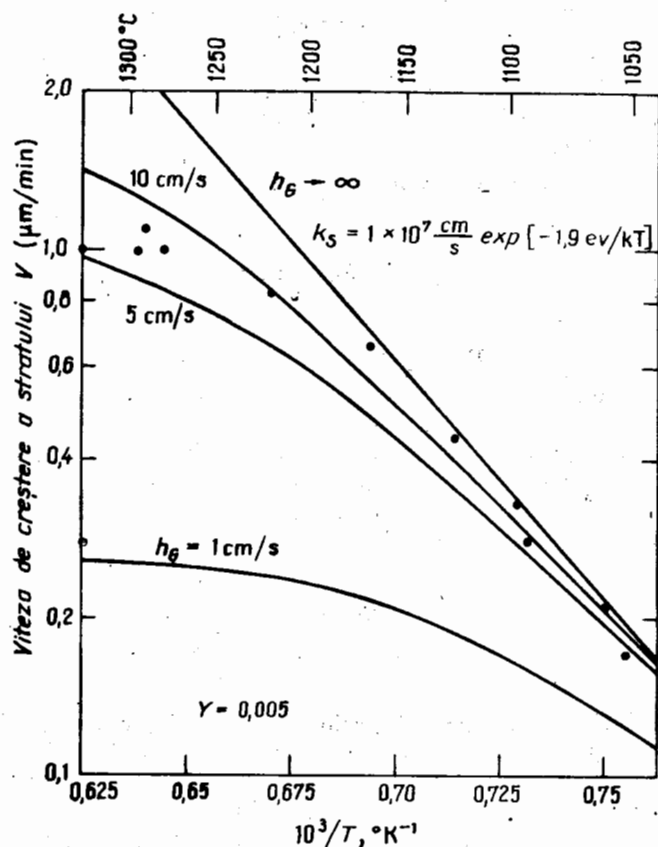


Fig. 1.4. Dependența vitezei de creștere a stratului epitaxial de temperatură. Punctele reprezintă date experimentale, [2]. Curbele au fost calculate pe baza relației 1.5.

Dependența de temperatură a vitezei de creștere a stratului, determinată experimental de Shepherd, [2], este indicată în figura 1.4 prin puncte. Este evident că la temperaturi joase viteza de creștere urmează

o lege exponențială $V \sim e^{-E_a/kT}$. Energia de activare E_a este de aproximativ 1,9 eV. Theurer, [1], a observat tot o dependență exponențială de temperatură în acest interval, corespunzătoare unei energii de activare de 1,6 eV. La temperaturi înalte, viteza de creștere se saturează și devine relativ independentă de temperatură.

Deoarece constanta vitezei reacției chimice are în general o dependență exponențială de temperatură, iar coeficientul de transfer de masă este relativ insensibil la variațiile de temperatură, modelul simplu adoptat explică caracteristicile generale ale rezultatelor dependenței de temperatură date în figura 1.4. Aplicând relația 1.5 acestor rezultate se pot obține curbe teoretice după cum se arată în figura 1.8. Potrivirea cea mai bună pare a se obține pentru valori ale lui h_g de 5 pînă la 10 cm/s și ale lui k_s de $10^7 \cdot e^{-1,9/kT}$ cm/s. Valori de același ordin de mărime se pot obține și din datele obținute de Theurer pentru un reactor vertical.

Acest model al procesului de creștere este oarecum prea simplificat. El nu consideră fluxul produsului de reacție; aproximația liniară care descrie reacția de la suprafață este valabilă, așa cum s-a arătat anterior, numai pentru valori mici ale lui Y . De asemenea gradientul de temperatură existent în reactorul cu pereți reci este extrem de abrupt. Din această cauză proprietățile gazului vor varia radical între substratul încălzit și pereții reci de sticlă. Totuși acest model simplu descrie proprietățile generale observate experimental. El descrie cele două regiuni ale procesului de creștere — creșterea controlată prin transferul de masă și prin reacția de suprafață — și dă o estimare, cel puțin ca ordin de mărime, atât a constantei k_s a vitezei reacției chimice de la suprafață cît și a coeficientului h_g al transferului de masă în faza gazoasă, din datele experimentale ale vitezei de creștere.

Pentru a obține un strat epitaxial de bună calitate, temperatura de creștere trebuie să fie relativ mare. Ca urmare, cele mai multe procese epitaxiale industriale au loc în regiunea controlată de transferul de masă așa că în paragraful următor se vor considera factorii care determină coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă.

1.2. TRANSFERUL DE MASĂ ÎN FAZA GAZOASĂ

În paragraful 1.1 fluxul din volumul gazului spre suprafața solidului a fost aproximat prin formula

$$F_1 = h_g(C_g - C_s).$$

În continuare se consideră factorii care îl determină pe h_g .

a. Modelul stratului imobil, [4]

Cea mai simplă imagine posibilă a procesului de transfer de masă este dată în figura 1.5. În această imagine faza gazoasă este împărțită în două părți: una care este bine amestecată și curge de-a lungul suprafeței soli-

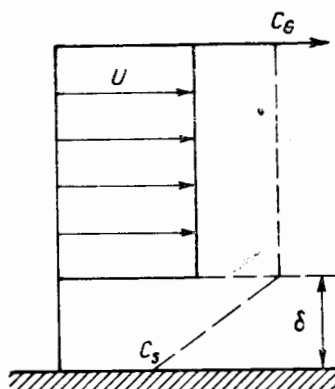


Fig. 1.5. Modelul „stratului imobil” pentru transferul de masă în faza gazoasă.

dului cu o viteză constantă U , și cealaltă, un strat imobil de grosime δ care se află lângă solid. Transportul speciei active prin acest strat imobil se realizează numai prin difuzie. Rezultă că fluxul F_1 se poate scrie ca fiind

$$F_1 = D_G \frac{C_G - C_S}{\delta}, \quad (1.8)$$

unde D_G este constanta de difuzie în gaz a speciei active. Se obține astfel o expresie pentru coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă

$$h_G = \frac{D_G}{\delta}. \quad (1.9)$$

Deși acest model al stratului imobil este destul de arbitrar și fictiv, el a fost aplicat cu succes multor probleme care implică transferul de masă în faza gazoasă încă din 1930. Totuși, grosimea stratului imobil fiind o mărime arbitrară, ea trebuie să fie determinată experimental pentru fiecare situație în parte.

b. Teoria stratului limită, [5]

Mecanica fluidelor poate asigura o estimare mult mai realistă și utilă a coeficientului de transfer de masă h_G . Să considerăm cea mai simplă

problemă din punct de vedere geometric : un fluid care curge paralel cu o placă plană de lungime L . Se presupune că extinderea fluidului este infinit mare sau cu alte cuvinte că fluidul nu este limitat. Departe de placă fluidul curge cu o viteză uniformă U , după cum se arată în figura 1.6. În imediata apropiere a plăcii, viteza fluidului este zero. Această afirmație

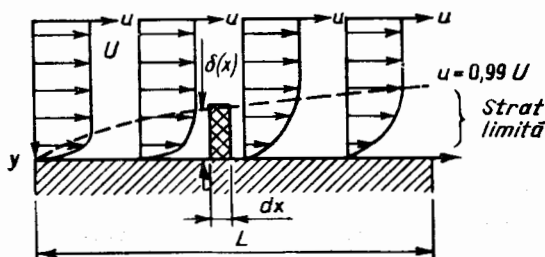


Fig. 1.6. Apariția unui strat limită la curgerea peste o placă plană.

se justifică astfel: forța de frecare pe unitatea de arie de-a lungul direcției x , care acționează asupra unui element de fluid din apropierea plăcii, este dată de

$$F_{frecare} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.10)$$

unde μ este coeficientul de viscozitate sau mai simplu viscozitatea. Placa este imobilă, deci are o viteză nulă. Dacă în imediata apropiere a plăcii fluidul ar avea o viteză finită, gradientul vitezei ar fi infinit mare. Atunci corespunzător relației 1.10 o forță de frecare infinit mare ar acționa asupra fluidului, aducându-i imediat viteza la zero. Deci, în mod clar viteza fluidului în imediata apropiere a corpului solid trebuie să fie neapărat zero pentru a înlătura existența unui gradient infinit mare al vitezei.

Condiția la limită, ca viteza să fie nulă în imediata apropiere a plăcii, perturbă distribuția vitezei. Pe măsură ce fluidul se mișcă de-a lungul plăcii, această perturbație se propagă spre volumul fluidului. Pentru a calcula grosimea δ a regiunii perturbate se reamintește că *frecarea cu perețele este cea care provoacă decelerarea fluidului.*

Corespunzător legii a doua a lui Newton,

$$F = ma. \quad (1.11)$$

Fie acum elementul de volum, hașurat din figura 1.6, a căui mărime pe direcția normală la planul hîrtiei este unitară.

Forța care acționează asupra acestui element este $F_{frecare} \cdot dx$.

Accelerația acestui element este

$$\frac{du}{dt} = \frac{du}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{du}{dx} u.$$

Masa elementului este $\rho \delta(x) dx$, unde ρ este densitatea.

Combinând relația de mai sus cu legea lui Newton se obține

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} = \rho \delta(x) u \frac{du}{dx}. \quad (1.12)$$

Înlocuind diferențialele prin diferențele corespunzătoare se obține

$$\mu \frac{U}{\delta(x)} \approx \rho \delta(x) U \frac{U}{x}, \quad (1.13)$$

din care se poate obține o expresie care dă o estimare a mărimii regiunii de perturbație a vitezei, uzual denumită *grosimea stratului limită*

$$\delta(x) \approx \sqrt{\frac{\mu x}{\rho U}}. \quad (1.14)$$

Calcululele mult mai exacte efectuate de Blasius, [5], în 1930, bazate pe soluția ecuațiilor complete de mișcare ale unui fluid conduc la o expresie care diferă de relația 1.14 numai printr-un coeficient numeric a cărui valoare este cuprinsă între 2/3 și 5 în funcție de definiția adoptată pentru δ . (În figura 1.6 linia punctată indică poziția acestor puncte în care viteza atinge 99% din viteza U a curenților de gaz, convenție care reprezintă una din modalitățile de definire pentru δ .)

Valoarea medie a grosimii stratului limită $\bar{\delta}$, pe întreaga placă este dată de

$$\bar{\delta} = \frac{1}{L} \int_0^L \delta(x) dx = \frac{2}{3} L \sqrt{\mu / \rho U L} \quad (1.15)$$

sau

$$\bar{\delta} = \frac{2}{3} \frac{L}{\sqrt{Re_L}}. \quad (1.16)$$

Această expresie dă grosimea medie a stratului limită în funcție de numărul *Reynolds*

$$Re_L \equiv \frac{\rho U L}{\mu}.$$

Număr
în dinam
inertiale
Reynolds
Înloc
a stratul
de masă

care se p

Acest
exacte a

unde $\mu /$
valori cu
pendente
dată în
este de

Acun
pentru u
Shepher
număr
Această
ținută p
experime
tății și c

Rezu
de rădăc
sint prez
teza de

Numărul Reynolds este un număr adimensional extrem de important în dinamica fluidelor. El reprezintă raportul dintre mărimea efectelor inerțiale și a efectelor de viscozitate în mișcarea fluidului. Deci numere Reynolds mari implică efecte de viscozitate reduse și vice-versa.

Înlocuind în relația 1.9 grosimea stratului imobil δ cu grosimea medie a stratului limită δ , se obține o expresie pentru coeficientul de transfer de masă h_G

$$h_G = \frac{D_G}{\delta} = \frac{3}{2} \frac{D_G}{L} \sqrt{Re_L}, \quad (1.17)$$

care se poate rescrie într-o exprimare adimensională

$$\frac{h_G L}{D_G} = \frac{3}{2} \sqrt{Re_L}. \quad (1.18)$$

Acest rezultat se poate compara cu rezultatele calculelor mult mai exacte ale lui Pohlhausen, [6, 7]:

$$\frac{h_G L}{D_G} = \frac{2}{3} \sqrt{Re_L} \sqrt[3]{\mu / \rho D_G}, \quad (1.19)$$

unde $\mu / \rho D_G$, un număr adimensional numit *numărul lui Schmidt*, are valori cuprinse între 0,6 și 0,8 pentru cele mai multe gaze și practic independente de temperatură. Deci factorul numeric prin care tratarea simplă dată în acest paragraf diferă de rezultatul unei tratări mult mai exacte, este de ordinul unității.

Acum se poate estima valoarea coeficientului de transfer de masă pentru un reactor epitaxial ca cel utilizat în lucrările lui Theuerer [1] și Shepherd [2]. Vitezele tipice sînt de 10 pînă la 30 cm/s, conducînd la un număr Reynolds de ~ 20 . Utilizînd relația 1.9 se obține $h_G \cong 5$ cm/s. Această valoare este în concordanță, ca ordin de mărime, cu valoarea obținută prin potrivirea modelului simplu dat în acest capitol, la datele experimentale ale lui Shepherd și Theuerer. (Estimarea viscozității, densității și coeficientului de difuzie este discutată în paragraful 1.3).

Rezultatele lui Theuerer pentru viteza de creștere a stratului în funcție de rădăcina patrată a vitezei de curgere a gazului prin reactorul vertical sînt prezentate în figura 1.7. La valori mici ale vitezei de curgere a gazului, viteza de creștere a stratului V , crește aproximativ proporțional cu rădă-

cina patrată a vitezei de curgere a gazului. La viteze mari de curgere, V atinge un maximum; în această zonă V depinde exponențial de temperatură, ceea ce indică faptul că viteza de creștere a devenit limitată de reacția de la suprafață.

Spre deosebire de rezultatele lui Theuerer, Shepherd nu a observat la reactorul orizontal nici un efect al vitezei de curgere a gazului asupra

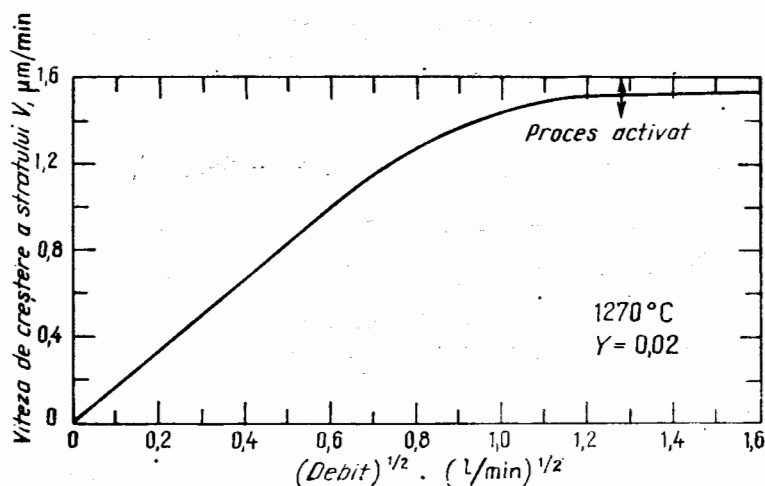


Fig. 1.7. Efectul vitezei de curgere a gazului asupra vitezei de creștere a stratului epitaxial pentru un reactor vertical, [1].

factorului de transfer de masă. Pentru a explica această deosebire trebuie să ne reamintim că lungimea plăcii plane (susceptorul) în reactorul orizontal a lui Shepherd este mult mai mare ca în reactorul vertical a lui Theuerer. De fapt, valoarea medie a grosimii stratului limită pentru reactorul lui Shepherd se poate estima ca fiind de ordinul 2 pînă la 3 cm, care este aproximativ egală cu raza reactorului. Deci, este evident că nu ne putem aștepta ca aproximația fluidului nelimitat să conducă la rezultate rezonabile.

Într-un astfel de caz se poate utiliza altă aproximare simplă bazată pe teoria lui Graetz, [8], dezvoltată în 1885 pentru transferul de căldură într-un tub circular. Deoarece transportul căldurii sau al masei este descris de aceleași ecuații, [7], teoria lui Graetz poate fi ușor adaptată considerațiilor privind transferul de masă după cum se arată în figura 1.8. Este evident că pentru ambele profile ale vitezei — parabolic și uniform — coeficientul de transfer de masă devine independent de viteza de

curgere. Condițiile din reactorul lui Shepherd corespund unei abscise de ordinul lui 1, ceea ce conduce la o valoare a coeficientului de transfer de masă de același ordin de mărime pe care îl dau și considerațiile legate

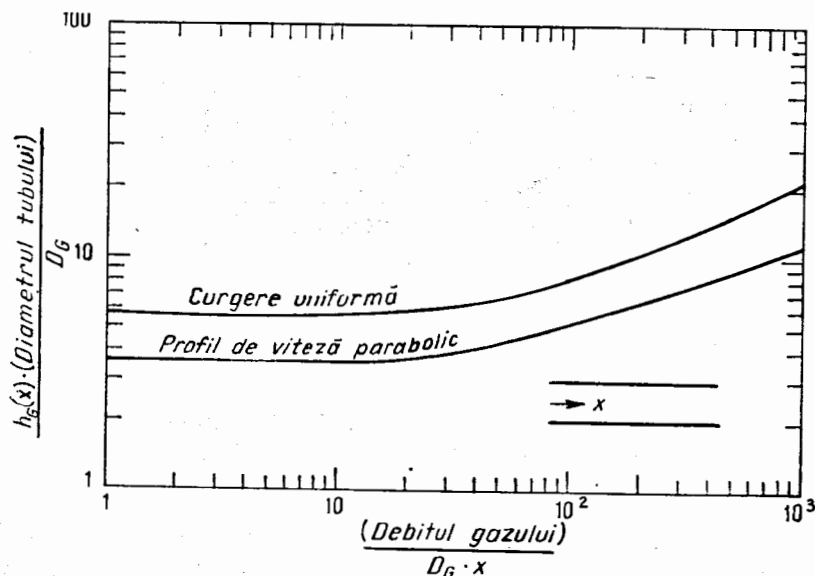


Fig. 1.8. Rezultatul lui Graetz pentru transferul de masă de la perete spre fluid, într-un tub circular, [8].

de stratul limită. Oricum această teorie prevede absența completă a dependenței coeficientului de transfer de masă de viteza de curgere a gazului, în concordanță cu observațiile lui Shepherd.

1.3. CITEVA PROPRIETĂȚI ALE GAZELOR

În continuare se trece în revistă, pe scurt, modul în care se obțin anumite proprietăți ale gazelor, care sînt necesare în calculele de transfer de masă.

a. Legea gazelor perfecte

Legea gazelor perfecte spune că

$$pV_{\text{molar}} = RT = (\text{numărul lui Avogadro}) \cdot kT, \quad (1.20)$$

unde constanta R este dată, convenabil pentru astfel de calcule, de

$$R = 82,1 \frac{\text{cm}^3 \text{ atm}}{\text{mol } ^\circ\text{K}},$$

iar constanta lui Boltzmann de

$$k = 1,37 \cdot 10^{-22} \frac{\text{cm}^3 \text{ atm}}{(\text{moleculă}) ^\circ\text{K}}.$$

Relația (1.20) se poate rescrie astfel ca să dea concentrația în molecule pe centimetru cub

$$C = \frac{p}{kT}. \quad (1.21)$$

Legea gazelor perfecte se poate rescrie și astfel ca să dea direct densitatea unui gaz

$$\rho = (\text{masa moleculară}) \frac{p}{kT}. \quad (1.22)$$

În figura 1.9 se dau densitățile a trei gaze — oxigenul, azotul și hidrogenul — în funcție de temperatura absolută.

b. Proprietăți de transport

Estimarea viscozității și constantei de difuzie a gazelor este tratată complet în alte lucrări, [9]. Pentru a da o idee despre ordinele de mărime ce apar, în figura 1.9 se dă, pentru aceleași trei gaze, viscozitatea în funcție de temperatura absolută.

Coeficientul de difuzie al gazelor la temperatura camerei este cuprins în general între 0,1 și 1 cm^2/s , [9]. Coeficientul de difuzie al gazelor crește în general cu temperatura absolută ca T^m , unde m este cuprins între 1,5 și 2.

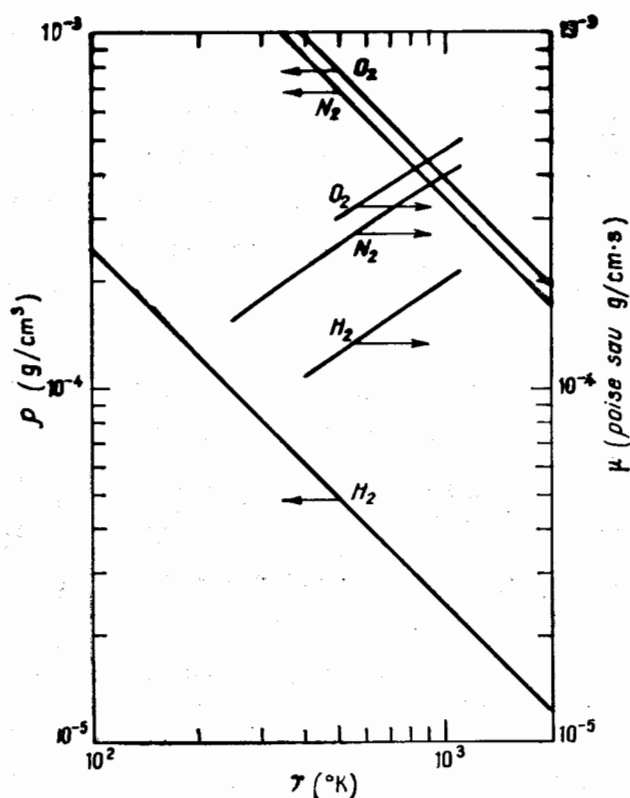


Fig. 1.9. Densitatea și viscozitatea pentru H_2 , N_2 și O_2 în funcție de temperatura absolută.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

O discuție generală asupra creșterii din fază de vapori este dată de C. P. Powell, J. H. Oxley și J. M. Blocher, *Vapor Deposition*, Wiley, 1966.

Creșterea epitaxială a semiconductorilor este discutată într-o serie de lucrări din numărul din Decembrie 1963 al *RCA - Review* și în Volumul 9 al seriei de rapoarte de trecere în revistă "Integrated Silicon Device Technology" elaborată de Research Triangle Institute, ASD-TDR-63-316 (1956).

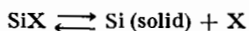
Transferul de masă în fază gazoasă este tratat de către R. E. Treybal, *Mass-Transfer Operations*, McGraw-Hill Book Co., 1955 și de către R. B. Bird, W. E. Steward și E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, Wiley, 1960.

BIBLIOGRAFIE

1. H. C. Theuerer, "Epitaxial Silicon Films by the Hydrogen Reduction of SiCl_4 ", *J. Electrochem. Soc.*, **108**, 649 (1961).
2. W. H. Shepherd, "Vapor Phase Deposition and Etching of Silicon," *J. Electrochem. Soc.*, **112**, 988 (1965).
3. A. S. Grove, "Mass Transfer in Semiconductor Technology," *Ind. & Eng. Chem.*, **58**, 48 (1966).
4. R. E. Treybal, *Mass-Transfer Operations*, McGraw-Hill Book Co., 1955, capitolul 3.
5. H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, ediția a IV-a, McGraw-Hill Book Co., 1960, capitolul 7.
6. idem, capitolul 14.
7. R. B. Bird, W. E. Stewart, și E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, Wiley, 1960, capitolul 21.
8. W. H. McAdams, *Heat Transmission*, ediția a III-a, McGraw-Hill Book Co., 1954, capitolul 9.
9. R. C. Reid și T. K. Sherwood, *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill Book Co., 1958.

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 1.1. Dependența exponențială de temperatură este reprezentată alternativ prin forma $e^{-E_a/kT}$ sau $e^{-\Delta H/RT}$, unde E_a este valoarea energiei de activare în electron-volți, iar ΔH este valoarea acesteia în kcal/mol. Să se arate că dacă $E_a = 1$ eV, valoarea corespunzătoare a lui ΔH este 23 kcal/mol.
- 1.2. Să se calculeze timpul necesar pentru a crește epitaxial un strat monoatomic de siliciu, în condițiile din figura 1.4, la 1200°C .
- 1.3. Să se determine expresia pentru viteza de creștere V , a stratului epitaxial dacă depunerea are loc prin reacția



În funcție de vitezele de reacție ale reacției chimice directe și inverse k_g și k_{gr} și de coeficienții de transfer de masă din faza gazoasă pentru SiX și X , h_g respectiv h_{gX} . În ce condiții expresia rezultată se reduce la expresia (1.5)?

- 1.4. Un reactor tubular are un diametru de 5 cm. Debitmetrul indică o viteză de curgere a gazului de 1 l/min. Gazul are la intrare o compoziție de 98% H_2 și 2% SiCl_4 , în volum. Reactorul este încălzit la 1200°C . Să se calculeze:
 - (a) Numărul lui Reynolds raportat la dimensiunile plăchetei.
 - (b) Grosimea medie a stratului limită deasupra primei plăchete.
 - (c) Concentrația de SiCl_4 (molecule/cm³) în gazul de la intrare.
 - (d) Fluxul de molecule de SiCl_4 către suprafață.
 - (e) Viteza de creștere a stratului presupunând creșterea limitată de transferul de masă.
 - (f) Concentrația de SiCl_4 în gazul de ieșire presupunând că în reactor se găsesc 20 de plăchete și că viteza de creștere este aceeași pentru toate plăchetele, egală cu cea calculată la punctul (e).

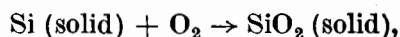
2

Oxidarea termică

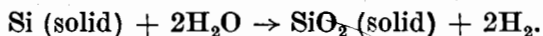
Creșterea unui strat subțire de bioxid de siliciu pe o plachetă de siliciu constituie trăsătura de bază a tehnologiei planar. Atît controlul precis al grosimii stratului de oxid cît și cunoașterea cineticii procesului de oxidare sînt prin urmare de o importanță evidentă în fabricarea dispozitivelor planar. În plus fenomenele care apar în procesul de oxidare joacă un rol important în determinarea caracteristicilor electrice ale dispozitivelor planar din siliciu.

Mecanismul de oxidare al siliciului este de asemenea și de un interes științific general. Oxidarea anumitor metale cum ar fi cuprul sau aluminiul a fost studiată extensiv în trecut în legătură cu problemele de coroziune. Siliciul constituie acum un alt exemplu de element a cărui cinetică și mecanism de oxidare sînt relativ bine cunoscute.

Straturi de bioxid de siliciu (SiO_2) pe siliciu se pot realiza prin diverse metode. De exemplu ele se pot depune prin intermediul unor reacții din faza gazoasă, [1], sau pot fi formate prin oxidare electrochimică (anodizare), [2], sau prin reacții în plasmă, [3]. În practica industrială, straturile de bioxid de siliciu sînt realizate cel mai des prin *oxidarea termică* a siliciului, care are loc prin reacția chimică



sau



Deci o parte din siliciu se folosește în creșterea stratului de oxid. Se poate arăta pornind de la densitățile și masele moleculare a siliciului

și bioxidului de siliciu * că în creșterea unui strat de oxid de grosime x_0 , se consumă un strat de siliciu de grosime $0,45 x_0$.

În acest capitol se va studia mai în detaliu oxidarea termică a siliciului. Oxidarea termică a siliciului se realizează în cuptoare de oxidare sau reactori de tipul ilustrat schematic în figura 2.1. Reactorul propriu-zis este tubular, fiind realizat în mod uzual din cuarț sau sticlă. El este încălzit de un cuptor cu rezistență pînă la temperaturi din vecinătatea valorii de $1\,000^\circ\text{C}$. Un gaz care conține mediul oxidant (oxigen sau vapori de

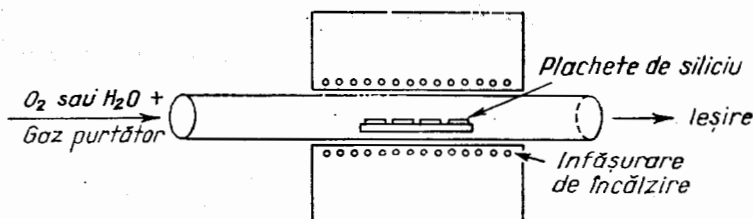


Fig. 2.1. Cuptor de oxidare.

apă) curge prin reactor și trece peste plachetele de siliciu. Valoarea tipică a vitezei de curgere a gazului este de ordinul 1 cm/s . Pentru valorile tipice ale temperaturilor de oxidare o astfel de viteză de curgere corespunde unui număr Reynolds, $Re \approx 10$ pînă la 20 (vezi capitolul 1).

După ce procesul de oxidare este terminat, grosimea oxidului poate fi determinată fie prin măsurători precise ale câștigului în greutate a plachetei de siliciu, fie prin metode optice. S-a arătat că aceste două metode sînt în excelentă concordanță, [5].

2.1. CINETICA CREȘTERII OXIDULUI

În continuare se va studia cinetica procesului de oxidare pe baza unui model simplu, [6], ilustrat în figura 2.2.

S-a demonstrat, atît prin utilizarea de trasori radioactivi, [4], cît și prin alte mijloace, [7], că oxidarea siliciului se desfășoară prin mișcarea către interior, prin stratul de oxid, a speciei oxidante și nu prin procesul opus de mișcare spre exterior al siliciului la suprafața oxidului. (Acest fapt constituie o interesantă deosebire față de cazul cuprului a cărui oxidare se desfășoară prin mișcarea spre exterior a ionilor metalici, [8], și de asemenea față de cazul oxidării anodice a siliciului unde siliciul se mișcă spre exterior, [9].)

* Unele proprietăți importante ale SiO_2 sînt date în tabelul 4.1.

Pentru ca specia oxidantă să ajungă la suprafața siliciului ea trebuie să treacă prin trei etape succesive:

- 1) ea trebuie transportată din volumul gazului la interfața oxid-gaz;
- 2) ea trebuie să difuzeze prin stratul de oxid deja format;
- 3) ea trebuie să reacționeze la suprafața siliciului.

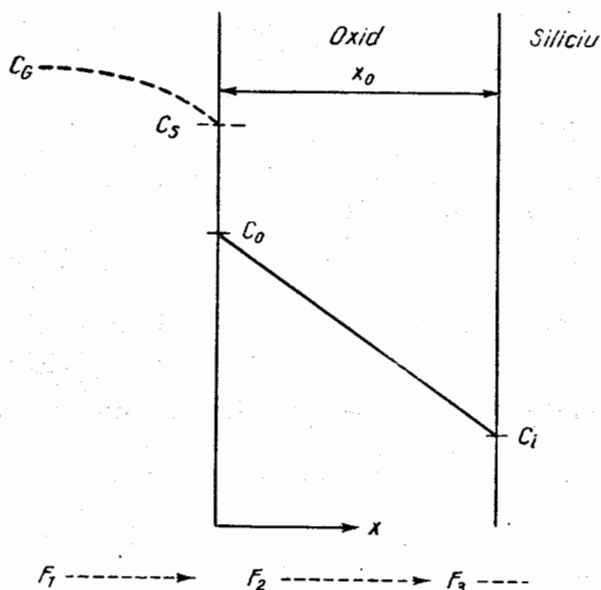


Fig. 2.2. Model pentru oxidarea termică a siliciului, [6].

Direcția de curgere a gazului este normală la planul hirtiei. (Fig. 2.1)

În regim staționar cele trei fluxuri, care corespund celor trei etape, sînt egale. Expresia lor se va aproxima după cum urmează. Ca și în capitolul 1 o aproximație liniară pentru fluxul din gaz, F_1 , se obține prin considerarea fluxului de oxidant dinspre volumul gazului spre interfața gaz-oxid ca fiind proporțional cu diferența dintre concentrația de oxidant în volumul gazului C_G și concentrația de oxidant în imediata apropiere a suprafeței oxidului C_S ,

$$F_1 = h_G (C_G - C_S). \quad (2.1)$$

Aici h_G este coeficientul de transfer de masă care a fost discutat în capitolul anterior.

În continuare se va presupune că este valabilă *legea lui Henry*. Legea lui Henry spune că, la echilibru, concentrația unei specii într-un solid este proporțională cu presiunea parțială a aceleiași specii în mediul înconjură-

tor. Deci se va presupune că valoarea concentrației C_o la suprafața exterioară a oxidului este proporțională cu presiunea parțială p_s a oxidantului în imediata apropiere a suprafeței oxidului, adică $C_o = H p_s$, unde H este constanta legii lui Henry. În plus se va nota concentrația de echilibru în oxid, adică aceea concentrație care va fi în echilibru cu presiunea parțială în volumul gazului p_g , prin C^* , $C^* = H p_g$.

Deoarece în conformitate cu legea gazelor perfecte (vezi capitolul 1) $C_g = p_g/kT$ și $C_s = p_s/kT$, relația 2.1 se poate rescrie

$$F_1 = h(C^* - C_o), \quad (2.2)$$

unde h este coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă în funcție de concentrațiile din solid, dat de $h = h_g/HkT$.

Fluxul F_2 , prin oxid, este datorat difuziei

$$F_2 = D \frac{C_o - C_i}{x_o}, \quad (2.3)$$

unde D este constanta de difuzie a speciei oxidante în stratul de oxid.

Viteza reacției care are loc la interfața oxid-siliciu se presupune proporțională cu concentrația de oxidant la această interfață. Deci

$$F_3 = k_s C_i, \quad (2.4)$$

unde k_s este constanta vitezei reacției de la suprafață pentru oxidare *

Utilizând condiția de regim staționar $F_1 = F_2 = F_3 = F$, se obțin după unele calcule următoarele expresii pentru concentrațiile de oxidant la interfața oxid-siliciu, C_i și la interfața gaz-oxid, C_o ,

$$C_i = \frac{C^*}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s x_o}{D}} \quad (2.5)$$

și

$$C_o = \frac{\left(1 + \frac{k_s x_o}{D}\right) C^*}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s x_o}{D}}. \quad (2.6)$$

* Se observă asemănarea dintre acest model și cel utilizat în tratarea creșterii din faza gazoasă din capitolul 1.

Este interesant să se considere cele două forme limită ale relațiilor 2.5 și 2.6. Când constanta de difuzie este mică, $C_i \rightarrow 0$ și $C_o \rightarrow C^*$. În cazul contrar, când constanta de difuzie este foarte mare, C_i și C_o vor fi egale cu $C^*/(1 + k_s/h)$. Aceste două cazuri limită sînt denumite cazul *controlat prin difuzie* și respectiv *controlat prin reacție*. Distribuțiile concentrației speciei oxidante în stratul de oxid pentru aceste două cazuri limită sînt

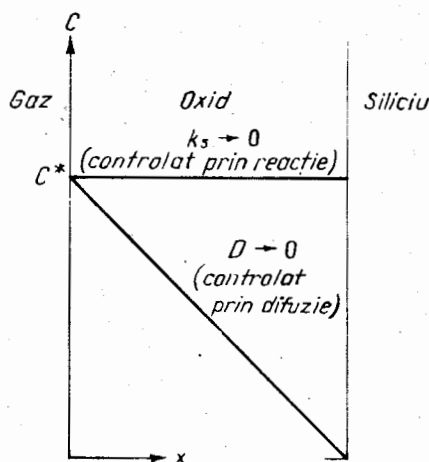


Fig. 2.3. Distribuția speciei oxidante în stratul de oxid pentru cele două cazuri limită ale oxidării.

ilustrate în figura 2.3. (În reprezentarea din această figură s-a presupus k_s mult mai mic ca h . Ulterior se va arăta că aceasta este o presupunere realistă.)

Pentru a calcula viteza de creștere a oxidului mai trebuie definită încă o mărime, N_1 , care este numărul de molecule de oxidant, necesar pentru a se forma o unitate de volum de oxid. În oxid sînt $2,2 \cdot 10^{22}$ molecule/cm³; pentru fiecare moleculă de SiO₂ trebuie o moleculă de O₂ sau două molecule de H₂O. Prin urmare pentru oxidarea în O₂ uscat N_1 este egal cu $2,3 \cdot 10^{22}$ cm⁻³, iar pentru oxidarea în vapori de apă N_1 are o valoare dublă.

Deci fluxul de oxidant care ajunge la interfața oxid-siliciu va fi dat de

$$N_1 \frac{dx_o}{dt} = F = \frac{k_s C^*}{1 + \frac{k_s}{h} + \frac{k_s x_o}{D}} \quad (2.7)$$

Această ecuație diferențială se va rezolva punând condiția inițială $x_0(0) = x_i$. Aici x_i este grosimea stratului de oxid obținută într-o etapă anterioară de oxidare. Această condiție inițială generală permite considerarea a două sau mai multe etape succesive de oxidare. Mărimea x_i se poate privi și ca fiind grosimea oxidului care există la sfârșitul perioadei inițiale de oxidare, în cursul căreia ipotezele adoptate în acest model simplu pot să nu mai fie valabile. Semnificația lui x_i în acest caz se va considera în detaliu în paragraful 2.2.

Soluția ecuației diferențiale 2.7 reprezintă relația generală pentru oxidarea siliciului, [6],

$$x_0^2 + Ax_0 = B(t + \tau), \quad (2.8)$$

unde

$$A = 2D \left(\frac{1}{k_s} + \frac{1}{h} \right), \quad (2.8a)$$

$$B = \frac{2DC^*}{N_1} \quad (2.8b)$$

și

$$\tau = \frac{x_i^2 + Ax_i}{B}. \quad (2.8c)$$

Ecuația 2.8 se poate rezolva rezultând grosimea oxidului în funcție de timp

$$\frac{x_0}{A/2} = \sqrt{1 + \frac{t + \tau}{A^2/4B}} - 1. \quad (2.9)$$

Această relație este prezentată în figura 2.4 împreună cu un mare număr de date experimentale obținute de diverși cercetători pentru condiții foarte variate de temperatură, presiune parțială a oxidanților utilizând ca specie oxidantă fie oxigenul, fie vaporii de apă.

Se observă cele două cazuri limită ale acestei relații generale. Pentru timpi mari, adică pentru $t \gg A^2/4B$ se realizează așa numita *dependență parabolică*, $x_0^2 = Bt$. În această relație B se denumește *constantă creșterii parabolice*. Pentru timpi mici, adică pentru $(t + \tau) \ll A^2/4B$ se obține legea liniară $x_0 = (B/A)(t + \tau)$ unde B/A se denumește *constantă creșterii liniare* și este dată de

$$\frac{B}{A} = \frac{k_s h}{k_s + h} \frac{C^*}{N_1}. \quad (2.10)$$

Aceste două cazuri limită sînt de asemenea ilustrate în figura 2.4.

După cum este evident din figura 2.4 datele experimentale urmăresc foarte bine rezultatele modelului simplu al oxidării pe un interval larg de condiții. În plus se verifică experimental și efectul așteptat al temperaturii și presiunii asupra coeficienților A și B ai relației generale. În parti-

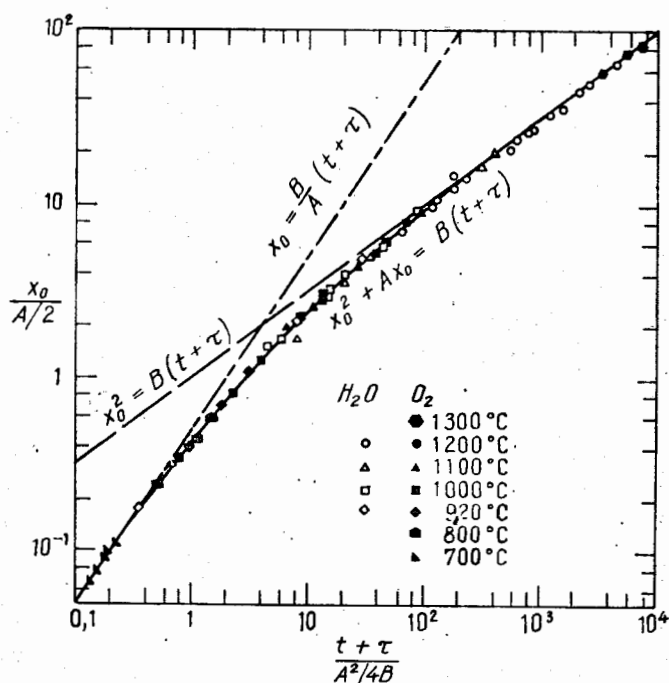


Fig. 2.4. Relația generală pentru oxidarea siliciului și cele două forme limită ale ei, [6].

cular s-a găsit că B este proporțional cu presiunea parțială a oxidantului în gaz, indicînd că folosirea legii lui Henry este întru totul justificată. Aceasta implică absența oricăror efecte de disociere la interfața gaz-oxid. Deci pentru oxidarea atît în oxigen cît și în vapori de apă, speciile oxidante care se mișcă prin stratul de oxid sînt aparent *moleculare*.

Efectul principal al temperaturii asupra lui B se face simțit prin intermediul coeficientului de difuzie D_{ef} . Determinările experimentale ale dependenței de temperatură a constantei creșterii parabolice B sînt date în figura 2.5. Se observă că această dependență este exponențială, cu o energie de activare de 0,71 eV și de 1,24 eV pentru cazul oxidării în oxigen și respectiv în vapori de apă. Aceste valori ale energiilor de activare sînt

foarte apropiate de energiile de activare ale constantelor de difuzie a vaporilor de apă și oxigen prin cuarț amorf. Utilizând valorile cunoscute ale acestor constante de difuzie se poate calcula concentrația de echilibru a speciei oxidante în oxid C^* . Se găsește că aceste valori ($5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

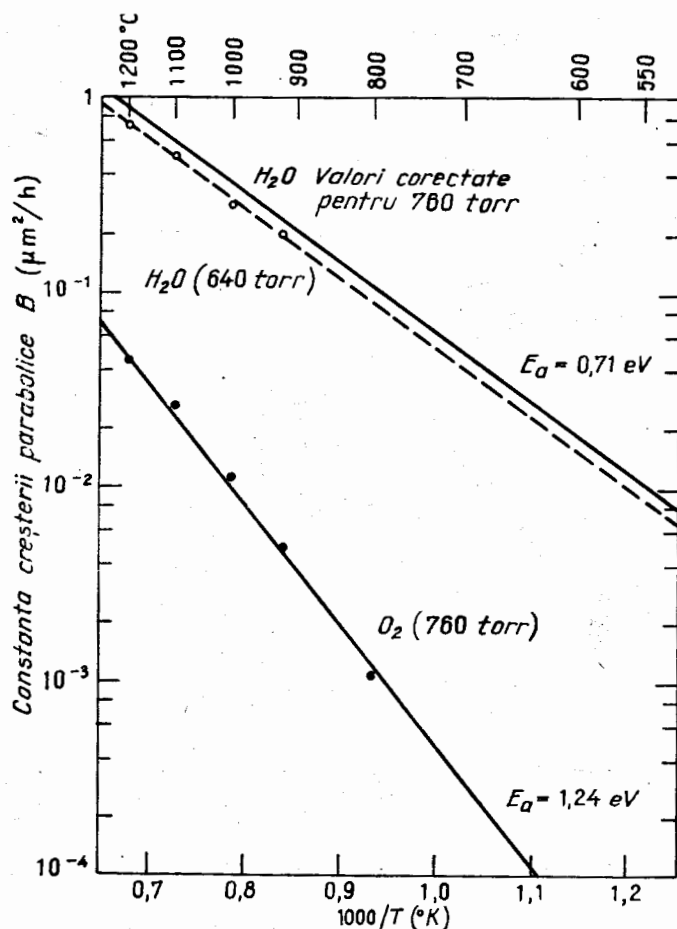


Fig. 2.5. Efectul temperaturii asupra constantei creșterii parabolice, [6].

pentru oxigen și $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pentru apă) sînt în bună concordanță cu determinările independente ale solubilității oxigenului și apei în cuarț amorf, la presiunea atmosferică.

Dependența de temperatură a constantei creșterii liniare este dată în figura 2.6.

Este evident că și constanta legii liniare depinde exponențial de temperatură, cu o energie de activare de aproximativ 2 eV pentru amândoi oxidanții. Faptul că dependența de temperatură a lui B/A este exponen-

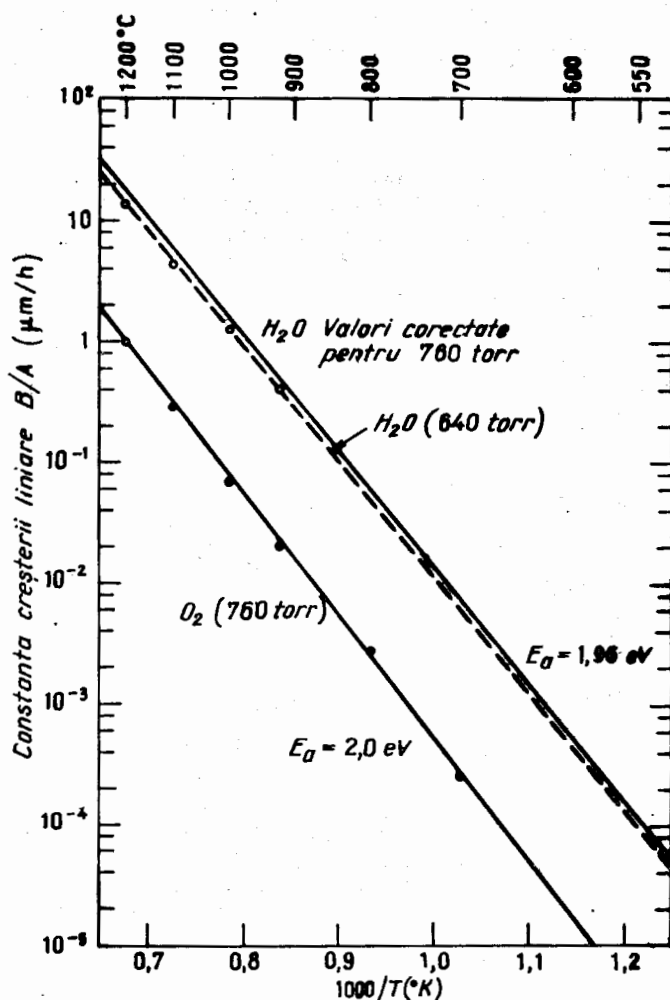


Fig. 2.6. Efectul temperaturii asupra constantelor creșterii liniare, [6].

țială și faptul că energia de rupere a unei legături în siliciu, obținută prin alte tehnici, [10], este apropiată de 2 eV arată că în B/A constanta de viteză care domină este cea asociată reacției la interfața oxid-siliciu, k_g .

(Din relația 2.10 se poate vedea că cel mai mic dintre k_s și h determină valoarea lui B/A .)

Confirmarea faptului că constanta k_s , a vitezei de reacție la interfața oxid-siliciu, este aceea care controlează valoarea lui B/A și nu coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă h , este dată de faptul că orientarea cristalografică a plachetei de siliciu monocristalin influențează mărimea constantei creșterii liniare B/A , [11]. Toate datele prezentate în acest capitol sînt pentru orientarea cristalografică (111). De asemenea estimarea valorii lui h pe baza teoriei stratului limită — după cum s-a indicat în capitolul 1 — arată că h este de aproximativ 1 000 ori mai mare decît $k_s h / (k_s + h)$. O confirmare experimentală directă a absenței limitării prin transportul în faza gazoasă este dată de faptul că o variație de 50 ori în viteza de curgere a gazului nu are efect asupra valorii B/A , [6].

Observațiile experimentale dau o foarte bună verificare globală a modelului pentru oxidare discutat în acest paragraf. Mai rămîne neexplicată însă o importantă observație. S-a găsit că rezultatele obținute pentru oxidarea în oxigen pot fi puse într-o bună concordanță cu teoria numai dacă se presupune o condiție inițială fictivă $x_i = 200 \text{ \AA}$. Măsurări îngri-

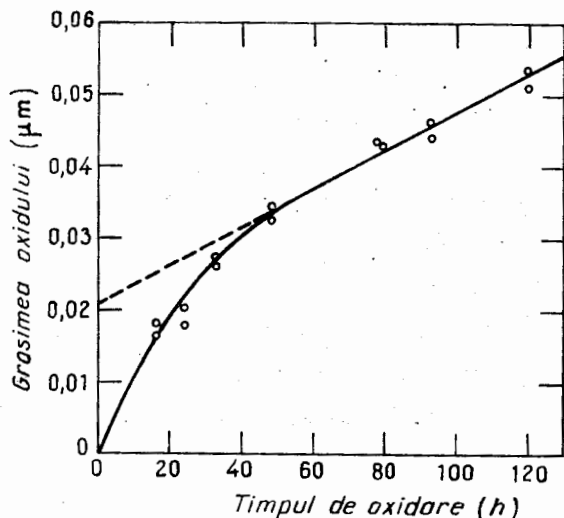


Fig. 2.7. Faza inițială de oxidare rapidă (O_2 la $700^\circ C$), [6].

jite ale creșterii oxidului în oxigen uscat la temperatură joasă indică faptul că există de fapt o fază inițială rapidă de oxidare. Acest fapt este ilustrat în figura 2.7, unde se observă atât faza inițială de oxidare rapidă cît și creșterea liniară ulterioară. Este evident că porțiunea liniară a dependenței de timp a grosimii oxidului se extrapolează la aproximativ $x_i = 200 \text{ \AA}$ și nu la zero. Acest fapt se întîlnește în toate experimentele

realizate cu oxigen uscat. Pentru oxidarea în mediu umed o astfel de fază inițială rapidă (sau o valoare x_i diferită de zero) nu a fost observată nicio dată.

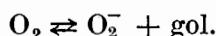
O explicație posibilă pentru această observație se poate baza pe rolul sarcinii spațiale în procesul de oxidare.

2.2. EFECTE ALE SARCINII SPAȚIALE ASUPRA OXIDĂRII

Pînă acum procesul de oxidare a fost tratat ca și cum s-ar desfășura prin mișcarea unei specii oxidante, neîncărcate electric, prin oxid, ceea ce se poate să nu fie cazul.

După cum s-a arătat anterior, procesul de oxidare se desfășoară prin deplasarea speciei oxidante prin oxid și nu prin deplasarea siliciului. Alte experimente în care se studia efectul unui cîmp electric aplicat pe oxid asupra vitezei de oxidare au indicat că specia oxidantă în cazul oxidării în O_2 este încărcată negativ, [12].

În continuare putem face acum diferite presupuneri despre reacția care are loc la interfața gaz-oxid. Să presupunem de exemplu că oxigenul molecular din gaz este adsorbit la interfață. Prin intrarea sa în oxid el se disociază într-o moleculă de oxigen încărcată negativ și un gol, corespunzător cu reacția



Atît ionul de oxigen cît și golul încep să se miște prin stratul de oxid, spre siliciu. Totuși, curentul electric net care trece prin oxid trebuie să fie zero. Golul care are o mobilitate mai mare, se mișcă mai repede. Ca urmare el se deplasează înaintea ionilor care sînt mai lînți, antrenindu-i.

Astfel de considerații nu sînt limitate la cazul oxidării termice a siliciului. Ori de cîte ori există o mișcare cuplată a două specii încărcate care au mobilități diferite, rezultă un cîmp electric intern. Acest cîmp ajută mișcarea celei mai lente dintre cele două specii.

Cabrera și Mott, [8], au considerat acest proces în detaliu. Teoria lor arată că atît timp cît grosimea oxidului este mică — mai mică decît o distanță critică — va exista o fază inițială rapidă a oxidării. Pe măsură ce grosimea oxidului crește, peste această grosime critică, viteza de creștere se micșorează. Estimări ale acestei grosimi critice (numită lungimea Debye extrinsecă) conduc la valori de 150 Å pentru oxidarea în oxigen și de 5 Å pentru cea în vapori de apă. Deoarece prima valoare este în concordanță cu grosimea pentru care oxidarea este rapidă, în cazul oxidării în O_2 , iar a doua este prea mică pentru a putea fi detectată experimental, acest mecanism poate explica observațiile experimentale.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

O tratare pe larg a oxidării metalelor este dată de U. R. Evans, *The Corrosion and Oxidation of Metals*, Edward Arnold and Co., London 1960.

Oxidarea siliciului este tratată în Volumul 7 al seriei de rapoarte de trecere în revistă "Integrated Silicon Device Technology" elaborată de Research Triangle Institute, ASD-TDR-63-316(1965).

BIBLIOGRAFIE

1. E. L. Jordan, "A Diffusion Mask for Germanium," *J. Electrochem. Soc.*, **108**, 478 (1961).
2. P. F. Schmidt și W. Michel, "Anodic Formation of Oxide Films on Silicon", *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 230 (1957).
3. J. R. Ligenza, "Silicon Oxidation in an Oxygen Plasma Excited by Microwaves," *J. Appl. Phys.*, **36**, 2703 (1965).
4. M. M. Atalla, "Semiconductor Surfaces and Films; The Silicon-Silicon Dioxide System," in *Properties of Elemental and Compound Semiconductors*, H. Gatos, Ed., Vol. 5, p. 163-181, Interscience, 1960.
5. B. E. Deal, "The Oxidation of Silicon in Dry Oxygen, Wet Oxygen, and Steam," *J. Electrochem. Soc.*, **110**, 527 (1963).
6. B. E. Deal și A. S. Grove, "General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon," *J. Appl. Phys.*, **36**, 3770 (1965).
7. J. R. Ligenza și W. G. Spitzer, "The Mechanisms for Silicon Oxidation in Steam and Oxygen," *Phys. Chem. Solids*, **14**, 131 (1960).
8. N. Cabrera și N. F. Mott, "Theory of the Oxidation of Metals," *Rep. Progr. Phys.*, **12**, 163 (1948).
9. E. A. Benjamini, E. F. Duffek, C. A. Mylroie, și F. Schulenburg, "The Mobile Ionic Species During the Anodic Oxidation of Silicon in a Non-Aqueous Medium," Electrochemical Society October 1963 Meeting, New York.
10. L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond*, ediția a III-a, Cornell Univ. Press, 1960, p. 85.
11. J. R. Ligenza, "Effect of Crystal Orientation on Oxidation Rates of Silicon in High Pressure Steam," *J. Phys. Chem.*, **65**, 2011 (1961).
12. P. J. Jorgensen, "Effect of an Electric Field on Silicon Oxidation," *J. Chem. Phys.*, **37**, 874 (1962).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 2.1. Să se arate că, atunci când se formează un strat de bioxid de siliciu de grosime x_0 , se consumă un strat de Si de grosime $0,455x_0$.
- 2.2. O plachetă de Si are o suprafață de 1 cm^2 .
 - (a) Să se calculeze greutatea unui strat de oxid, de grosime $0,2 \text{ }\mu\text{m}$ crescut pe această plachetă.

- (b) Dacă stratul de oxid conține $5 \cdot 10^{16}$ molecule de oxigen în exces, să se calculeze greutatea totală a oxigenului în exces.
- 2.3. Să se calculeze (a) fluxul de oxidant și (b) timpul necesar pentru a forma un strat monomolecular de SiO_2 în oxigen uscat la 1200°C , când grosimea inițială a oxidului este de $0,2 \mu\text{m}$.
- 2.4. Folosind expresia generală (relația 2.8) și datele din figuri, să se reprezinte curbele de variație în timp a grosimii de oxid pentru (a) oxigen uscat la 1200°C ; (b) vapori de apă la 1000°C .
- 2.5. Utilizând curbele obținute anterior (la problema 2.4), să se determine grosimea stratului de oxid:
- (a) după o oxidare în O_2 uscat la 1200°C , timp de o oră;
 - (b) după o oxidare în vapori de apă la 1000°C , timp de 75 min;
 - (c) după (a) + (b);
 - (d) după (b) + (a).
- 2.6. O plachetă de siliciu este acoperită cu un strat de oxid de grosime $0,2 \mu\text{m}$. Care este timpul necesar pentru a se crește un strat suplimentar de oxid de $0,1 \mu\text{m}$ în oxigen uscat la 1200°C ?
- 2.7. Să se calculeze k_s pentru oxidarea în oxigen uscat și în vapori de apă la 1200°C (se vor utiliza valorile lui C^* date în text). Să se compare aceste valori cu constanta vitezei de reacție la suprafață, în creșterea epitaxială.
- 2.8. Să se determine relația pentru oxidarea termică în cazul în care legea lui Henry la interfața oxid-siliciu nu este îndeplinită. Ca exemplu, se va presupune concentrația de oxidant la suprafața exterioară a oxidului proporțională cu rădăcina patrată a presiunii parțiale a oxidantului în gazul din vecinătatea suprafeței oxidului.
- (a) Să se deducă relația dintre grosimea oxidului și timp presupunând că difuzia oxidantului prin oxid este infinit rapidă.
 - (b) Să se repete presupunând că reacția la interfața oxid-siliciu este infinit rapidă.
 - (c) Să se deducă relația în cazul general (această parte are foarte multe calcule algebrice).

- FLUX
- ECUAȚIA DE TRANSFORT
- STRATURI DIFUZATE
- ABATERI DE LA TEORIA ELEMENTARĂ A DIFUZIEI
- REDISTRIBUȚIA ÎN TIMPUL OXIDĂRII
- DIFUZIA PRIN STRATUL DE SiO_2
- REDISTRIBUȚIA ÎN CREȘTEREA EPITAXIALĂ

3

Difuzia în solide

Scopul principal al tehnologiei semiconductorilor este de a controla tipul și concentrația de impurități în regiuni specifice ale cristalului semiconductor. Calea cea mai practică de atingere a acestui scop este *difuzia în solide*. De aceea, difuzia diferitelor impurități în semiconductoare a fost studiată foarte intens. Astfel de studii au fost ușurate de faptul că, caracteristicile electrice ale joncțiunilor *pn* și a altor dispozitive semiconductoare obținute prin difuzie în solid, pot fi folosite direct în măsurarea concentrațiilor de impurități. Folosind astfel de măsurători electrice, pot fi determinate relativ exact, concentrații de ordinul a 10 părți per milion.

În acest capitol, se va discuta difuzia în solid, punându-se accent pe difuzia impurităților în siliciu. Se începe cu deducerea formulei care dă fluxul unor particule încărcate și a ecuației de transport care determină distribuția lor într-un solid. Apoi se vor discuta metodele de realizare și evaluare a straturilor difuzate, folosind teoria elementară a difuziei. Se vor discuta apoi abaterile de la această teorie, date de factori ca, geometria bidimensională a dispozitivelor semiconductoare planare, natura ionizată a impurităților și viteza de stabilire a concentrației la suprafață.

A doua jumătate a capitolului conține o tratare a altor probleme ale difuziei în solid, care apar în fabricația dispozitivelor semiconductoare. Acestea cuprind redistribuția impurităților prin oxidarea termică, difuzia impurităților printr-un strat de bioxid de siliciu și redistribuția impurităților prin creștere epitaxială.

3.1. FLUXUL

Fluxul F al unei specii oarecare, se definește ca F = numărul de particule care trec prin unitatea de arie în unitatea de timp.

Pentru a se obține expresia fluxului F , se consideră exemplul mișcării impurităților încărcate pozitiv într-un cristal. Atomii cristalului formează o serie de bariere de potențial după cum se reprezintă în figura 3.1a, care împiedică mișcarea impurităților ionizate. Înălțimea barierei de potențial, W , este în majoritatea materialelor de ordinul electron-volților. Distanța dintre barierele succesive de potențial, a , este de ordinul constantei rețelei, care este de obicei de câțiva angströmi.

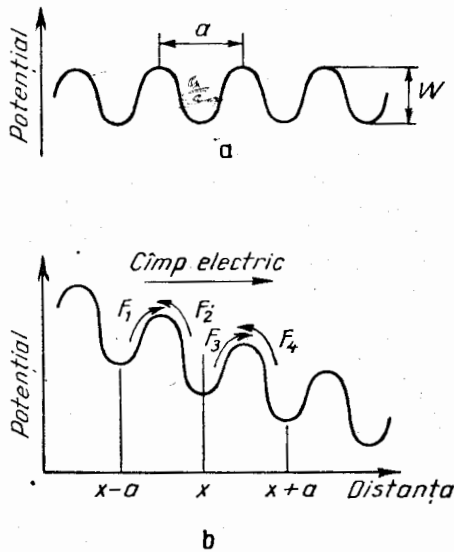


Fig. 3.1. Modelul mișcării ionice în interiorul unui cristal; distribuția de potențial cu și fără polarizare aplicată.

Dacă se aplică un câmp electric constant, distribuția de potențial în funcție de distanță se va înclina, după cum se arată în figura 3.1b. Aceasta va face ca trecerea particulelor încărcate pozitiv să fie mai ușoară spre dreapta și mai dificilă spre stînga. Să calculăm acum fluxul F în poziția x . Acest flux va fi media fluxurilor din poziția $(x-a/2)$ și $(x+a/2)$. La rîndul lor, aceste două fluxuri sînt date de F_1-F_2 și respectiv F_3-F_4 , după cum este arătat în figura 3.1b.

Să considerăm componenta F_1 . Ea va fi dată de produsul dintre densitatea impurităților pe unitatea de arie * în groapa de potențial din punctul $(x-a)$, probabilitatea de salt a oricăreia dintre aceste impurități în groapa din punctul x și frecvența ν a salturilor încercate. Deci se poate scrie

$$F_1 = [aC(x-a)] \cdot \exp - \frac{q}{kT} \left[W - \frac{1}{2} a\mathcal{E} \right] \cdot \nu \quad (3.1)$$

unde $[aC(x-a)]$ este densitatea pe unitatea de arie a particulelor situate în groapa din punctul $(x-a)$, iar factorul exponențial este probabilitatea de reușită a unui salt din groapa din $(x-a)$ în groapa din x . Se observă scăderea barierii datorată cîmpului electric $\mathcal{E}$.

Formule similare pot fi scrise și pentru F_2 , F_3 și F_4 . Prin combinarea lor se poate obține o expresie pentru fluxul F , în punctul x , aproximînd concentrațiile $c(x+a)$ prin $C(x) \pm \partial C / \partial x$,

$$F(x) = - [\nu a^2 e^{-qW/kT}] \frac{\partial C}{\partial x} \cosh \frac{qa\mathcal{E}}{2kT} + [2a\nu e^{-qW/kT}] C \sinh \frac{qa\mathcal{E}}{2kT}. \quad (3.2)$$

O formă limită extrem de importantă a acestei relații, se obține în cazul în care cîmpul electric este relativ mic, adică $\mathcal{E} \ll kT/qa$. În acest caz, se pot dezvolta în serie termenii $\cosh$ și $\sinh$ din relația de mai sus. Observînd că pentru $x \rightarrow 0$ $\cosh(x)=1$ și $\sinh(x)=x$, rezultă forma limită a expresiei fluxului pentru particule încărcate pozitiv,

$$F(x) = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu \mathcal{E} C \quad (3.3)$$

unde

$$D \equiv \nu a^2 e^{-qW/kT} \quad (3.3a)$$

și

$$\mu \equiv \frac{\nu a^2 e^{-qW/kT}}{kT/q}. \quad (3.3b)$$

Mobilitatea μ și coeficientul de difuzie D sînt legate prin relația

$$D = \frac{kT}{q} \mu. \quad (3.4)$$

Aceasta este bine cunoscuta *relație a lui Einstein*.

Se obișnuiește să se considere contribuția la flux care este proporțională cu gradientul de concentrație ca termen de *difuzie*, în timp ce con-

* Această „arie” este conținută în planul normal la direcția fluxului.

tribuția care este proporțională cu concentrația însăși este cunoscută sub numele de termen de *drift* sau de *cîmp*.

O deducere similară poate fi făcută pentru mișcarea particulelor încărcate negativ. O astfel de deducere conduce la o ecuație similară cu ecuația 3.3, cu excepția semnului termenului de drift, care este negativ. Aceste expresii, ca și alte formule importante deduse în acest capitol, sînt adunate în tabelul 3.3 de la sfîrșitul acestui capitol.

Valorile măsurate experimental ale coeficienților de difuzie pentru diferite impurități în siliciu, sînt arătate în figurile 3.2 pînă la 3.4. Coeficienții de difuzie în bioxidul de siliciu sînt dați în figura 3.5. Se vede că logaritmul coeficientului de difuzie (sau, echivalent, după cum este prezentat aici pentru comoditate în utilizarea ulterioară, logaritmul rădăcinii patrate a coeficientului de difuzie) reprezentat în funcție de inversul temperaturii absolute, dă o linie dreaptă în toate cazurile. Aceasta înseamnă, că dependența de temperatură a coeficientului de difuzie poate fi reprezentată prin ecuația

$$D = D_0 e^{-E_a/kT} \quad (3.5)$$

în concordanță cu relația 3.3a.

Pentru a atribui un sens fizic energiei de activare E_a , trebuie să se cunoască mecanismul particular al difuziei la scară atomică. Se știe că în semiconductoare, difuzia impurităților *substituționale*, adică a impurităților care se plasează în nodurile din rețeaua siliciului, se desfășoară de obicei prin saltul impurităților în vacanțele de siliciu din rețea, [3]. Astfel, energia de activare corespunde mai degrabă energiei necesare pentru a se forma o vacanță de siliciu, decît energiei necesare pentru mișcarea impurității. Deoarece pentru a se forma o vacanță trebuie să fie rupte legăturile siliciu-siliciu, este de așteptat să existe o relație între mărimea benzii interzise a semiconductorului (vezi capitolul 4) și energia de activare a coeficienților de difuzie a impurităților substituționale. De fapt, energiile de activare pentru coeficienții de difuzie ai impurităților de tip acceptor și donor, care sînt toate substituționale, sînt între 3 și 4 eV în siliciu, în timp ce energiile de activare similare pentru difuzia în germaniu sînt între 2 și 3 eV — de 3 pînă la 4 ori lărgimea benzii interzise a siliciului, respectiv a germaniului.

Alte impurități se plasează în spațiul dintre atomii de siliciu, și nu în nodurile rețelei cristaline. Astfel de impurități *interstițiale* (de exemplu manganul și nichelul în siliciu) se mișcă de obicei mult mai rapid decît impuritățile substituționale, după cum rezultă evident din figura 3.4. Mecanismul atomic al difuziei aurului în siliciu este destul de complex; el presupune mișcarea aurului interstițial, dar este influențat de asemenea de concentrația vacanțelor, [4].

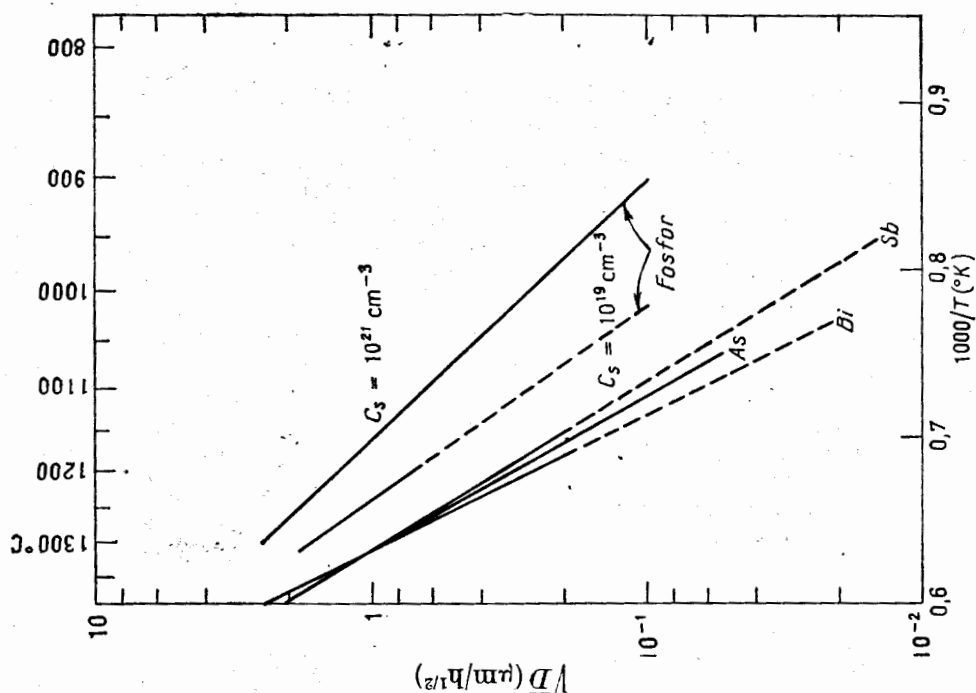


Fig. 3.3. Coeficientul de difuzie al impurităților donoare în siliciu, [1].

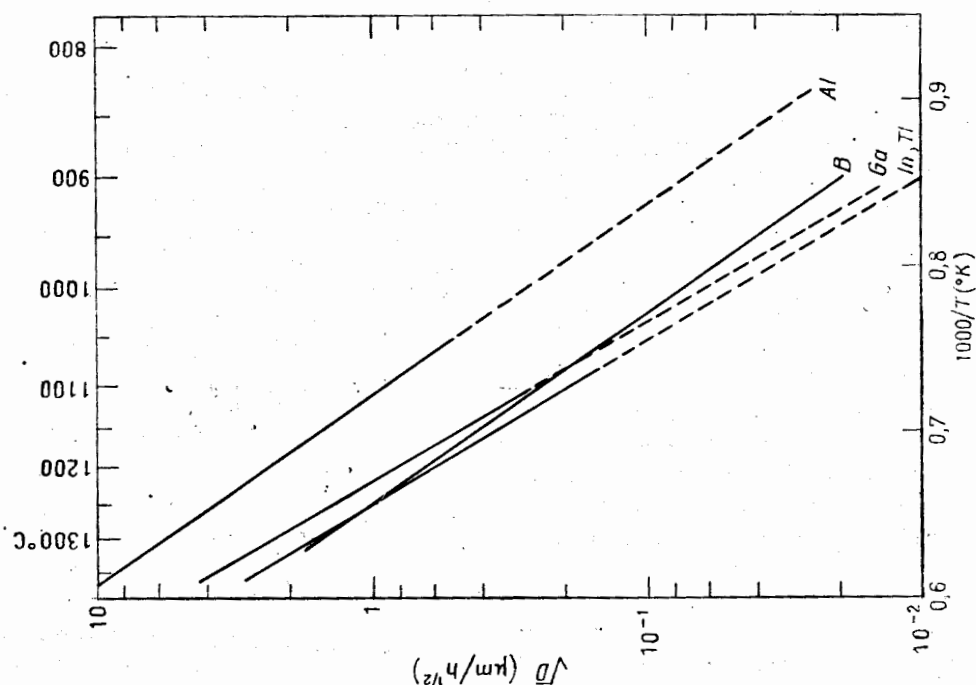


Fig. 3.2. Coeficientul de difuzie al impurităților acceptoare în siliciu, [1].

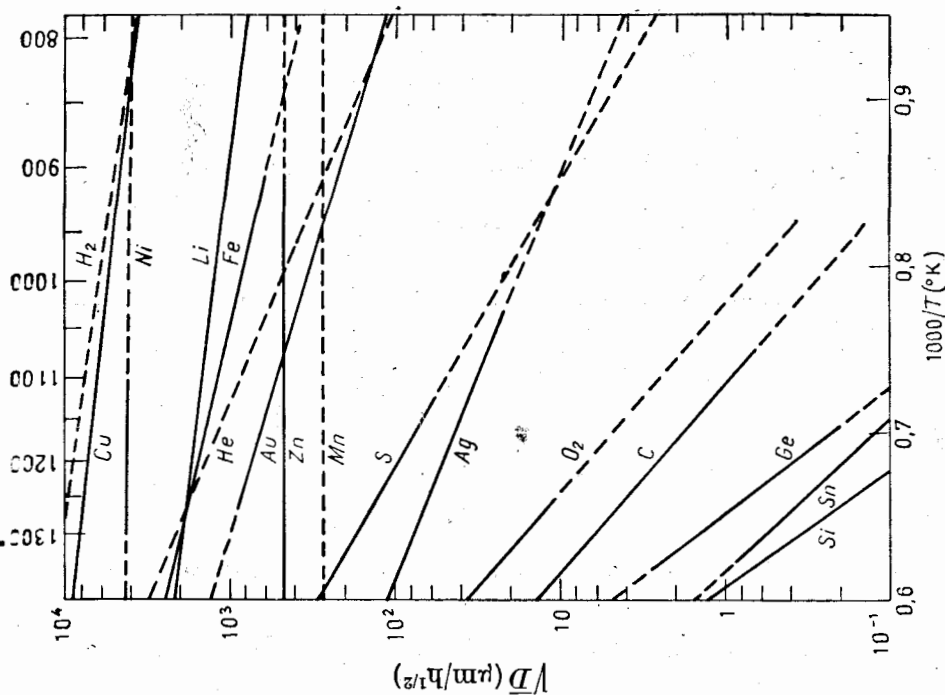


Fig. 3.4. Coeficientul de difuzie pentru diferite impurități în siliciu, [1].

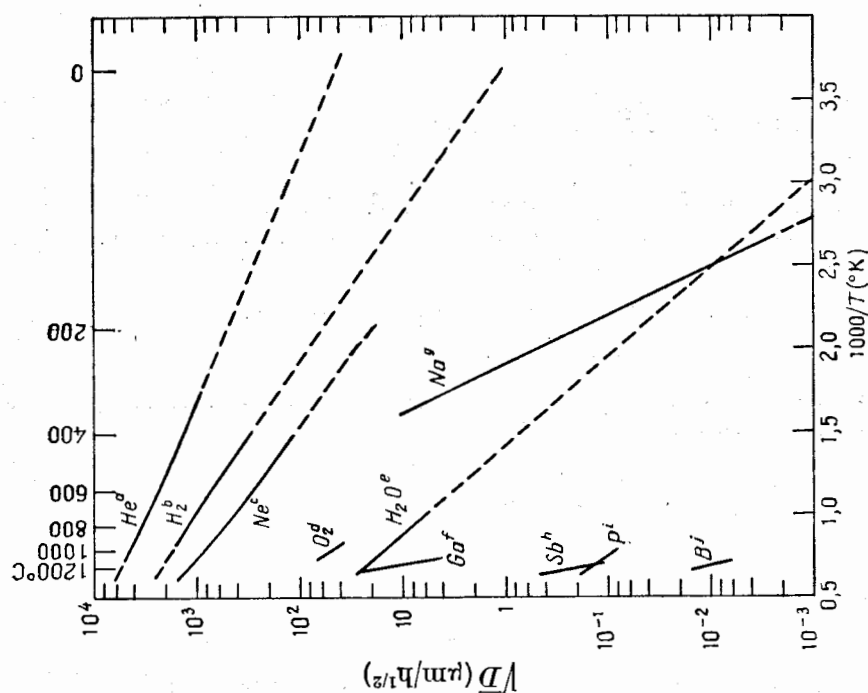


Fig. 3.5. Coeficientul de difuzie în SiO_2 , amorf, [2].

3.2. ECUAȚIA DE TRANSPORT

Fie un mic element dintr-un solid, după cum se arată în figura 3.6. Bilanțul materialului conținut în elementul mărginit de planele x și $x + \Delta x$ conduce la relația

$$\frac{\text{Creșterea densității materialului pe unitatea de arie}}{\text{Unitatea de timp}} = F_{\text{int}} - F_{\text{ieș}},$$

cu condiția ca în interiorul acestui element să nu se formeze și nici să nu se consume material.

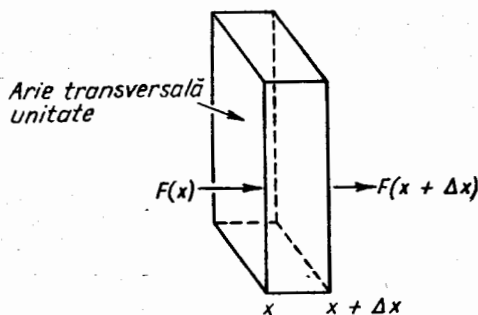


Fig. 3.6. Elementul folosit pentru deducerea ecuației de transport.

Rescriind relația anterioară în funcție de concentrație, se obține

$$\Delta x \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} = F(x) - F(x + \Delta x), \quad (3.6)$$

unde $\bar{C}$ este concentrația medie în interiorul elementului. Acum, făcând ca $\Delta x \rightarrow 0$,

$$\bar{C} \rightarrow C(x) \quad \text{și} \quad \frac{F(x + \Delta x) - F(x)}{\Delta x} \rightarrow \frac{\partial F}{\partial x},$$

astfel încît

$$\frac{\partial C}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (3.7)$$

care reprezintă forma generală unidimensională a ecuației de transport *.

* În trei dimensiuni relația 3.7 devine $\frac{\partial C}{\partial t} = - \operatorname{div} \mathbf{F}$.

Dacă se înlocuiește expresia pentru fluxul unei specii încărcate pozitiv, relația 3.3 și dacă se presupune coeficientul de difuzie independent de concentrație, se ajunge la o formă mai simplă a ecuației de transport,

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \mu \mathcal{E} \frac{\partial C}{\partial x} \quad [\mathcal{E} \text{ și } D = \text{const}] \quad (3.8)$$

Cea mai mare parte a acestui capitol va fi consacrată problemelor în care se poate face presupunerea că, cîmpul electric $\mathcal{E} = 0$. Rezultă astfel *ecuația de difuzie*,

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad [\mathcal{E} = 0; D = \text{const}] \quad (3.9)$$

Conducția căldurii în solide este descrisă de o ecuație identică, excep-tînd faptul că coeficientul de difuzie D este înlocuit prin *coeficientul de difuzie termică* k . Deci soluțiile problemelor de conducție a căldurii, [5], se vor putea folosi în problemele de difuzie în solid.

3.3. STRATURI DIFUZATE

Difuzia în solid este cel mai des folosită în tehnologia semiconductoarelor pentru formarea *straturilor difuzate* cu impurități. Tipic formarea straturilor difuzate se realizează într-un proces în două etape. În prima etapă, impuritățile sînt introduse în semiconductor pînă la o adîncime de cîteva zecimi de micron. Acest proces este denumit etapa de *predifuzie*. Odată introduse în semiconductor, impuritățile sînt apoi difuzate mai adînc, pentru a produce o distribuție de concentrație convenabilă, fără a se mai adăuga impurități semiconductorului. Această a doua etapă se numește etapa de *difuzie*.

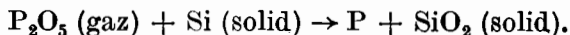
a. Predifuzia

Predifuzia este de obicei realizată prin așezarea probei semiconductoare într-un cuptor prin care circulă un gaz inert, care conține impuritățile cerute [6]. Cuptorul și debitele sînt similare cu acelea folosite în oxidarea termică (Capitolul 2). Temperatura este de obicei cuprinsă între 800° și 1200°C.

Impuritățile pot fi introduse în gazul purtător în cîteva moduri [7].

Sursă solidă. În una din metode, impuritatea este introdusă în gazul purtător de la o sursă solidă care se evaporă. Dacă la sursă se atinge echilibrul, presiunea parțială a impurității conținute în gaz va fi egală cu presiunea ei de vapori la temperatura sursei.

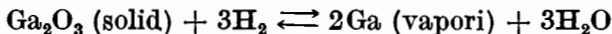
O sursă solidă poate fi folosită în predifuzia majorității impurităților. Materialul sursei este de obicei un oxid al impurității, de exemplu P_2O_5 pentru fosfor, B_2O_3 pentru bor, As_2O_3 pentru arsen, Sb_2O_4 pentru stibiu. Oxidul este transportat la suprafața semiconductorului de către gaz unde este apoi redus. Un exemplu de astfel de reacție de reducere poate fi



Rezultă că la suprafața siliciului se formează în timpul predifuziei un strat de oxid.

Sursă lichidă. Un compus lichid poate de asemenea folosi ca sursă de impurități prin trecerea gazului purtător prin incinta care conține lichidul. Incinta cu lichidul în ea este menținută la o temperatură fixă. Gazul care barbotează prin lichid, atinge echilibrul cu lichidul, rezultând o presiune parțială a compusului impuritate în gazul care părăsește incinta, egală cu presiunea de vapori a lichidului la temperatura lui. Sursele lichide sînt disponibile pentru diferite impurități, de exemplu $POCl_3$, pentru predifuzia fosforului și BBr_3 , pentru predifuzia borului.

Transport chimic. O a treia metodă de introducere a unei impurități în curentul de gaz se realizează printr-o reacție chimică care are loc la sursă. Un exemplu de astfel de proces de transport chimic este acela al galiului. Sursa folosită la predifuzia galiului poate fi oxidul de galiu, Ga_2O_3 . S-a găsit, [8], că galiul se introduce în gazul purtător numai în prezența hidrogenului. Această particularitate indică faptul că la sursă are loc o reacție chimică. O reacție posibilă poate fi



Pentru această reacție, presiunea parțială a vaporilor de galiu va fi dată de

$$p_{Ga} \propto \left(\frac{p_{H_2}}{p_{H_2O}} \right)^{1.5}$$

conform legii acțiunii maselor. Experiențele, [9], arată proporționalitatea concentrației de galiu cu raportul dintre concentrația hidrogenului și cea a apei la puterea 1,5, ceea ce indică că această reacție este corectă.

Dacă nu există rezistență la transportul impurității din gaz spre suprafața solidului, concentrația la suprafață C_s în solid va fi în echilibru

cu presiunea parțială p a impurității în gaz. Astfel, dacă legea lui Henry se respectă (vezi Capitolul 2), este de așteptat ca

$$C_s = Hp$$

Există totuși, pentru fiecare impuritate, o concentrație maximă care poate intra în solid la o temperatură dată. Această concentrație se numește

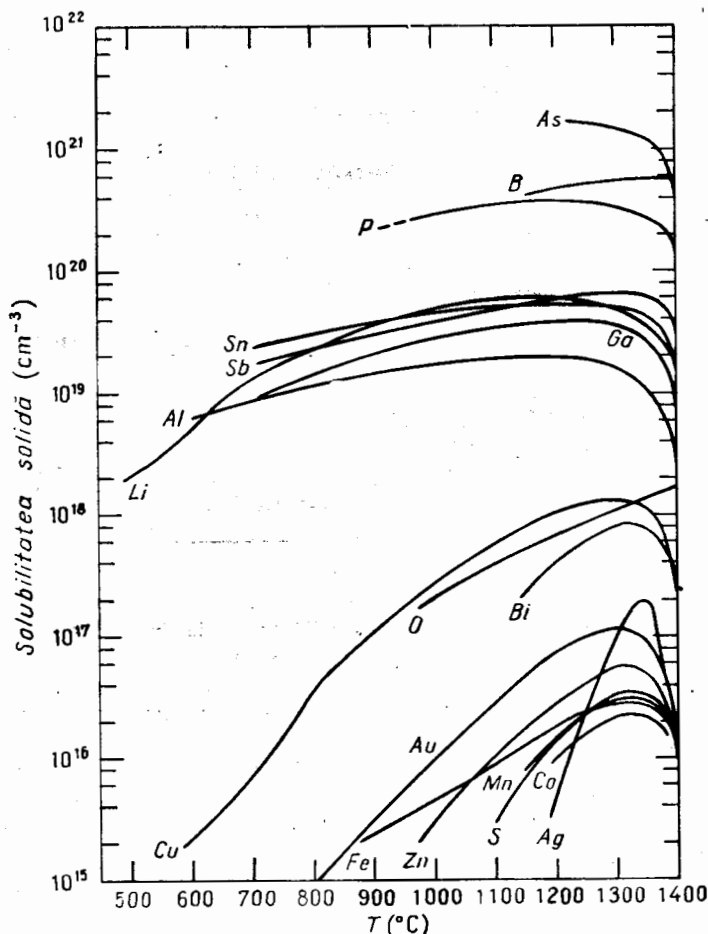


Fig. 3.7. Solubilitățile solide în siliciu, [10].

solubilitatea solidă a impurității. Astfel relația de mai sus este adevărată numai pînă la limita solubilității solide a impurității în semiconductor la temperatura de predifuzie. Solubilitățile solide ale celor mai importante impurități în siliciu sînt date în funcție de temperatură în figura 3.7.

Relația dintre concentrația la suprafață și presiunea parțială este ilustrată în figura 3.8, care reprezintă concentrația la suprafață a borului în siliciu în funcție de presiunea parțială a oxidului de bor în gazul purtător pentru o predifuzie la 1100°C, [11]. Se vede că concentrația la suprafață este într-adevăr proporțională cu presiunea parțială în gaz la concentrații joase, cu o eventuală saturație care este de așteptat la atingerea limitei solubilității solide.

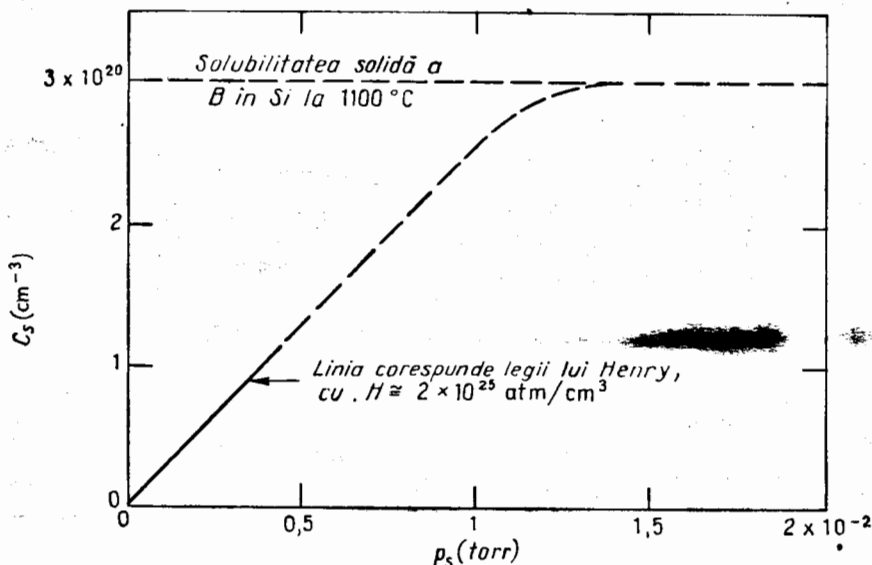


Fig. 3.8. Concentrația de suprafață a borului în siliciu, în funcție de presiunea parțială a B_2O_3 în mediul ambiant, la 1100°C, [11].

În practica industrială, predifuzia este de obicei realizată cu o presiune parțială a impurității în gazul purtător suficient de mare astfel încât concentrația la suprafață în semiconductor să corespundă solubilității în solid a impurității. În astfel de condiții, concentrația la suprafață este independentă de presiunea parțială a impurității și va fi reproductibilă și uniformă chiar dacă presiunea parțială nu este.

Se poate trece acum la examinarea distribuției de impurități în semiconductor, care rezultă după predifuzie. Deoarece prin predifuzie concentrația impurității la suprafață C_s este menținută constantă, se poate rezolva ecuația de difuzie 3.9 cu condițiile la limită

$$C(0, t) = C_s \quad (3.10)$$

și

$$C(\infty, t) = 0 \quad (3.11)$$

și condiția inițială

$$C(x, 0) = 0. \quad (3.12)$$

Soluția care satisface ecuația de difuzie ca și condițiile de mai sus, este dată de funcția complementară de eroare, [5],

$$C(x, t) = C_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (3.13)$$

care este una din cele mai importante funcții în teoria difuziei. Unele din proprietățile ei sînt rezumate în tabelul 3.1. Această funcție este tabelată în Carslaw și Jaeger, [5], și în multe îndreptare matematice.

Tabelul 3.1

Unele proprietăți ale funcției de eroare

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-a^2} da$$

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$$

$$\operatorname{erf}(0) = 0$$

$$\operatorname{erf}(\infty) = 1$$

$$\operatorname{erf}(x) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \text{ pentru } x \ll 1$$

$$\operatorname{erfc}(x) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-x^2}}{x} \text{ pentru } x \gg 1$$

$$\frac{d}{dx} [\operatorname{erf}(x)] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}$$

$$\int_0^x \operatorname{erfc}(x') dx' = x \operatorname{erfc} x + \frac{1}{\sqrt{\pi}} (1 - e^{-x^2})$$

$$\int_0^x \operatorname{erfc}(x) dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$$

Distribuția de concentrație care rezultă într-un proces de predifuzie conform teoriei simple de mai sus este arătată în figura 3.9, unde este reprezentată atât la scară liniară cît și logaritmică, concentrația normalată

(normalată la concentrația la suprafață care este constantă), în funcție de distanță, pentru trei valori diferite ale *lungimii de difuzie* $2\sqrt{Dt}$, corespunzând la trei valori consecutive ale timpului de predifuzie. Se vede,

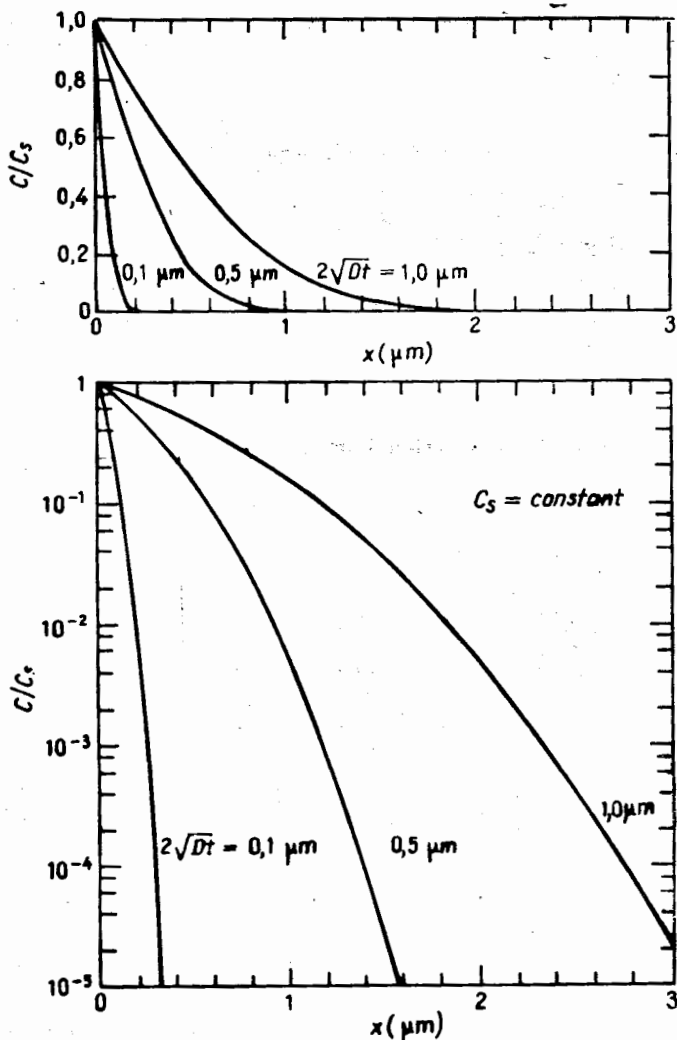


Fig. 3.9. Funcția complementară de eroare (erfc). Concentrația normalată în funcție de distanță pentru valori crescătoare ale timpului.

că odată cu creșterea timpului de predifuzie, impuritatea pătrunde din ce în ce mai adânc în solid. Această pătrundere poate fi reprezentată printr-o

cantitate utilă, numărul total al atomilor de impuritate într-o secțiune de 1 cm^2 din semiconductor, definit de

$$Q(t) = \int_0^{\infty} C(x, t) dx. \quad (3.14)$$

Integrarea expresiei 3.13 conduce la

$$Q(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Dt} C_s. \quad (3.15)$$

Această expresie poate fi interpretată simplu, după cum urmează. Cantitatea $Q(t)$ reprezintă aria de sub una din curbele de distribuție ale concentrației, din partea superioară a figurii 3.9. Aceste distribuții pot, la rîndul lor, să fie approximate prin triunghiuri cu înălțimea C_s și cu baza $\sim 2\sqrt{Dt}$. Aceasta duce la $Q(t) \cong \sqrt{Dt} C_s$, care este apropiată de forma exactă, ecuația 3.15.

O altă mărime de importanță considerabilă în determinarea caracteristicilor dispozitivelor semiconductoare este *gradientul* concentrației de impurități $\partial C / \partial x$. Acesta se poate obține derivînd expresia 3.13. Se obține astfel

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{(x,t)} = - \frac{C_s}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt}. \quad (3.16)$$

Folosind aproximația asimptotică pentru funcția complementară de eroare dată în tabelul 3.1, care este valabilă în cele mai multe cazuri practice, aceasta poate fi scrisă ca

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{(x,t)} \cong - \frac{x}{2Dt} C(x, t). \quad (3.17)$$

b. Difuzia

După cum s-a discutat mai sus, în urma predifuziei se obțin de obicei concentrații de suprafață care sînt egale cu solubilitatea solidă a impurității. Adesea este necesar că se coboare concentrația la suprafață de la

această valoare. Mai mult încă, se cere adesea să se transporte impuritățile mai adânc în semiconductor, fără să se crească, în același timp, numărul total de impurități în interiorul semiconductorului.

Ambele aceste cerințe pot fi realizate printr-un tratament termic ulterior la temperatură înaltă într-un gaz care nu conține nici o impuritate. În practică, acest tratament termic adițional, difuzia, se face de obicei într-un mediu oxidant.

O comparație a datelor prezentate în figura 3.2 și 3.3 cu acelea prezentate în figura 3.5 arată, că majoritatea impurităților de tip acceptor și donor difuzează mult mai repede în siliciu decât în SiO_2 (galiul este o excepție remarcabilă.) Astfel, dacă tratamentul termic se realizează într-o atmosferă oxidantă, stratul de oxid care rezultă va tinde să închidă aceste impurități în siliciu; nici alte impurități nu vor mai fi adăugate și nici nu va scăpa o cantitate semnificativă de impurități, deoarece oxidul acționează ca o mască efectivă împotriva difuziei acestor impurități.

Distribuția de concentrație după difuzie este prin urmare dată de aceea soluție a ecuației de difuzie care satisface condițiile la limită

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{(0,t)} = 0 \quad (3.18)$$

și

$$C(\infty, t) = 0, \quad (3.19)$$

care fac ca Q să fie menținut constant în semiconductor, în timpul etapei de difuzie. Condiția inițială este dată de

$$C(x, 0) = C_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2 \sqrt{(Dt)_{\text{predif}}}} \quad (3.20)$$

deoarece distribuția de impurități la începutul etapei de difuzie este distribuția de impurități care rezultă după etapa de predifuzie.

Aceasta este o problemă greu de rezolvat. Totuși, pentru majoritatea cazurilor practice, $\sqrt{Dt}$ pentru difuzie este mult mai mare de cât $\sqrt{Dt}$ pentru predifuzie. Astfel, se poate considera adâncimea de pătrundere a profilului predifuzat, neglijabil de mică în comparație cu aceea a profi-

lului final care rezultă după treapta de difuzie. Corespunzător, profilul predifuzat se poate reprezenta matematic printr-o *funcție delta*.

Distribuția de concentrație după difuzie în condițiile acestei aproximații va fi dată atunci de, [5],

$$C(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt}. \quad (3.21)$$

Aceasta este bine cunoscuta distribuție *Gaussiană*. Se vede că în această soluție, cantitatea totală de impurități din solid, Q , este constantă în virtutea condiției la limită, relația 3.18. Deoarece odată cu trecerea timpului impuritățile se mișcă spre volumul solidului, pentru a păstra Q total constant, concentrația lângă suprafață trebuie să scadă. Într-adevăr, este evident din expresia 3.21, că la suprafață concentrația este dată de

$$C_s(t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}}. \quad (3.22)$$

Deci distribuția de concentrație poate fi de asemenea reprezentată prin

$$C(x, t) = C_s(t) e^{-x^2/4Dt}. \quad (3.23)$$

Distribuția impurităților pentru un profil Gaussian este arătată în figura 3.10 unde s-a reprezentat concentrația impurităților normalată față de Q , care este constant, în funcție de distanță pentru trei valori crescătoare ale lungimii de difuzie sau trei valori succesive ale timpului de difuzie. Se vede că panta fiecărei distribuții de impurități la $x = 0$ este zero, corespunzând primei condiții la limită și că profilul de difuzie se extinde spre interiorul semiconductorului, concentrația la suprafață scăzând cu creșterea timpului de difuzie.

Gradientul concentrației de impurități se obține prin derivarea ecuației 3.23 și este

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{(x,t)} = -\frac{x}{2Dt} C(x, t). \quad (3.24)$$

Este important de remarcat că atât pentru funcția complementară de eroare cât și pentru distribuția Gaussiană, concentrația este o funcție de o distanță normalată, $x/2\sqrt{Dt}$. Deci, dacă se normalizează concentrația

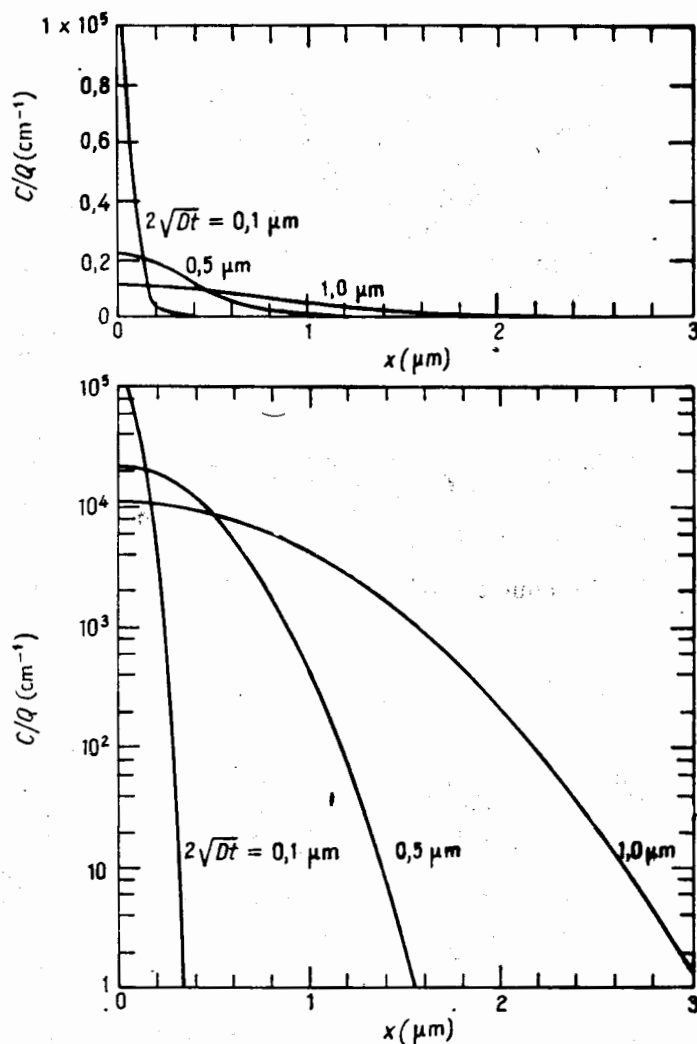


Fig. 3.10. Distribuția Gaussiană: concentrația normalată în funcție de distanță pentru valori crescătoare ale timpului.

la concentrația de suprafață, distribuțiile se pot reprezenta printr-o singură curbă, valabilă pentru orice valoare a timpului, după cum se arată

în figura 3.11. Este important de remarcat faptul, că în cazul distribuției Gaussiene s-a introdus de asemenea și timpul ca variabilă în celălalt parametru de normare, concentrația la suprafață.

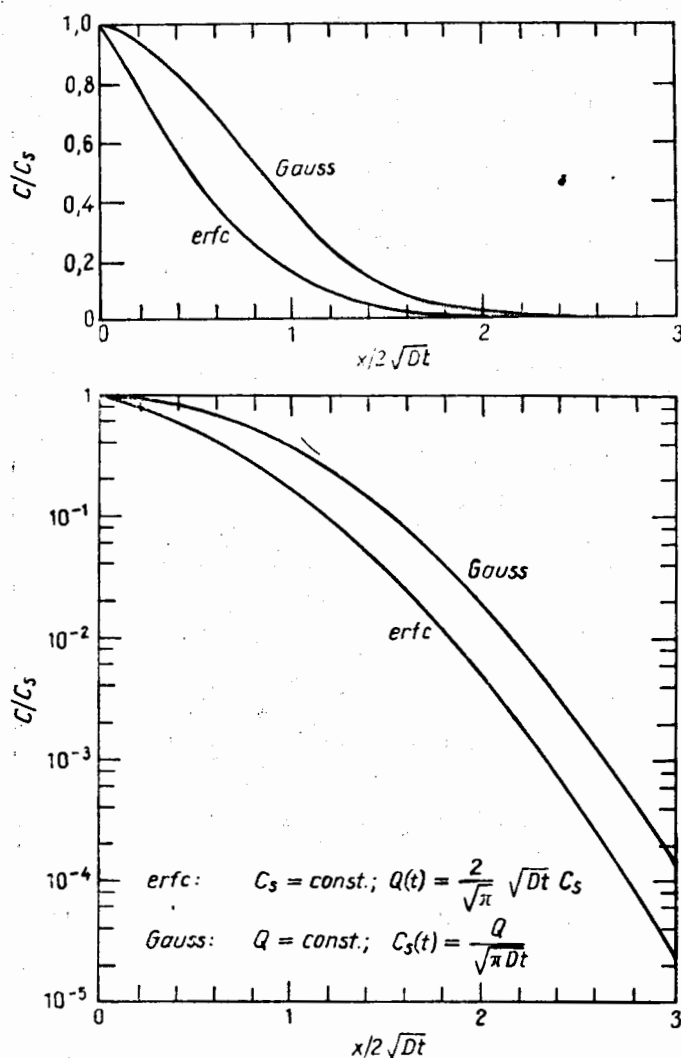


Fig. 3.11. Funcțiile de difuzie: concentrația normală în funcție de distanța normală.

Să considerăm acum soluția exactă a acestei probleme fără a mai aproxima distribuția inițială printr-o funcție delta. O astfel de soluție, [12],

este arătată în figura 3.12, în comparație cu distribuția corespunzătoare obținută prin aproximarea cu o funcție delta. În această figură, concentrația, normată la concentrația la suprafață constantă din timpul predifuziei, este reprezentată în funcție de distanța normată la lungimea de difuzie a predifuziei. S-a ales ca parametru raportul dintre lungimea de difuzie

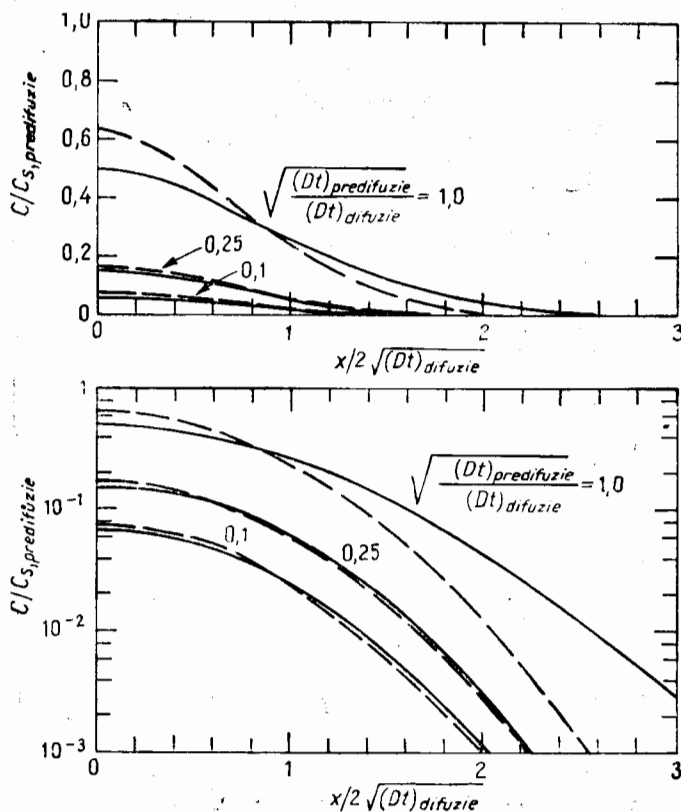


Fig. 3.12. Difuzia în două etape: predifuzia urmată de difuzie. Linile pline reprezintă distribuțiile finale exacte, [2]. Linile întrerupte corespund cazului în care distribuția predifuziei este aproximată printr-o funcție-delta la $x = 0$.

a predifuziei și lungimea de difuzie a treptei de difuzie. Se remarcă faptul că pentru valori ale acestui raport de 0,25, aproximarea cu o funcție delta dă o concordanță excelentă cu rezultatele exacte. Numai cînd acest raport devine de ordinul unității, aproximarea cu o funcție delta începe să conducă la erori mari.

c. Evaluarea straturilor difuzate

Evaluarea straturilor difuzate este relativ simplă dacă stratul difuzat formează o joncțiune pn cu substratul. Adâncimea acestei joncțiuni, x_j , poate fi schițată prin scobirea în semiconductor și corodarea suprafeței cu o soluție care reacționează selectiv cu cele două părți ale joncțiunii, rezultând astfel o deosebire de culoare între părțile p și n , așa cum este

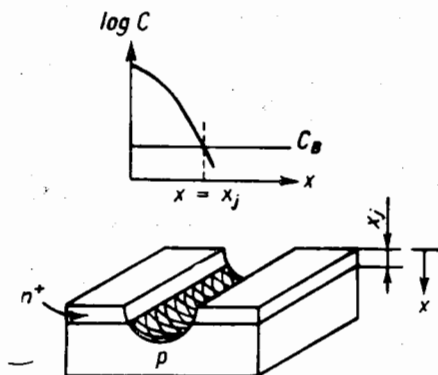


Fig. 3.13. Determinarea adâncimii joncțiunii prin scobire și colorare selectivă.

arătat în figura 3.13. Această metodă face posibilă determinarea adâncimii joncțiunii x_j cu o acuratețe de aproximativ 0,1 microni folosind tehnicile optice, [13].

Adâncimea joncțiunii x_j , așa cum este ilustrată în figura 3.13, este definită de condiția

$$C(x_j, t) = C_B. \quad (3.25)$$

Astfel, dacă adâncimea joncțiunii și concentrația de volum C_B sînt cunoscute, concentrația la suprafață C_s , ca și restul distribuției de impurități, pot fi calculate, cu condiția de a se putea presupune că distribuția de concentrații urmează una sau alta din funcțiile simple de difuzie. O verificare importantă și ușor de realizat asupra valabilității acestei presupuneri se poate face prin măsurarea *rezistivității medii* a stratului difuzat. Inversul rezistivității medii $\bar{\rho}$ a unui strat de tip n (luat ca exemplu) este

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{q}{x_j} \int_0^{x_j} \mu_n n(x) dx \quad (3.26)$$

unde s-au însumat conductanțele paralele ale straturilor elementare de grosime dx ale stratului difuzat, după cum arată figura 3.14.

Pentru a evalua integrala care apare în această ecuație, trebuie să avem (1) o relație între mobilitate și concentrația de purtători și (2) concentrația de purtători în funcție de distanță. Pentru ionizarea completă a impurităților (vezi capitolul 4), aceasta va fi aproximativ aceeași cu distribuția impurităților.

Vom ilustra acum procedeul de evaluare a lui $\bar{\rho}$, considerind cea mai simplă din distribuțiile posibile : aceea corespunzătoare unui profil „drept-

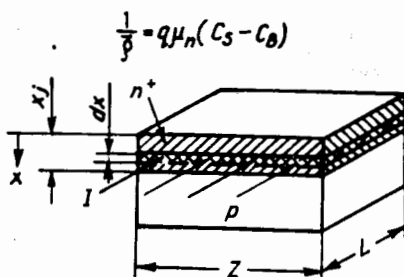


Fig. 3.14. Determinarea rezistivității medii a straturilor difuzate.

unghiular” ilustrat în interiorul figurii 3.15. În cazul unei distribuții „dreptunghiulare”, integrala din expresia 3.26 poate fi evaluată cu ușurință și rezultă

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = q\mu_n(C_s - C_B) \quad (3.27)$$

care poate fi rearanjată pentru a da

$$C_s = C_B + \frac{1}{q\mu_n \bar{\rho}}. \quad (3.28)$$

Dacă se ia $\mu_n = 85$ și $\mu_p = 45$ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ care corespund valorilor limită ale mobilității atinse la concentrații mari de impurități în siliciu, așa cum s-a considerat în cazul straturilor difuzate (vezi capitolul 4), se pot obține relații între concentrația de suprafață și rezistivitatea medie pentru o

distribuție „dreptunghiulară” atât pentru straturile de tip n cât și pentru cele de tip p . Acestea sînt arătate în figura 3.15.

Desigur distribuția dreptunghiulară nu este de obicei o distribuție realistă. Integrala din expresia 3.26 a fost de asemenea evaluată numeric pentru cele două funcții de difuzie, funcția complementară de eroare și cea Gaussiană, pentru cazul siliciului, [14]. Curbele obținute, analoage celor din figura 3.15 pentru distribuția „dreptunghiulară” sînt arătate

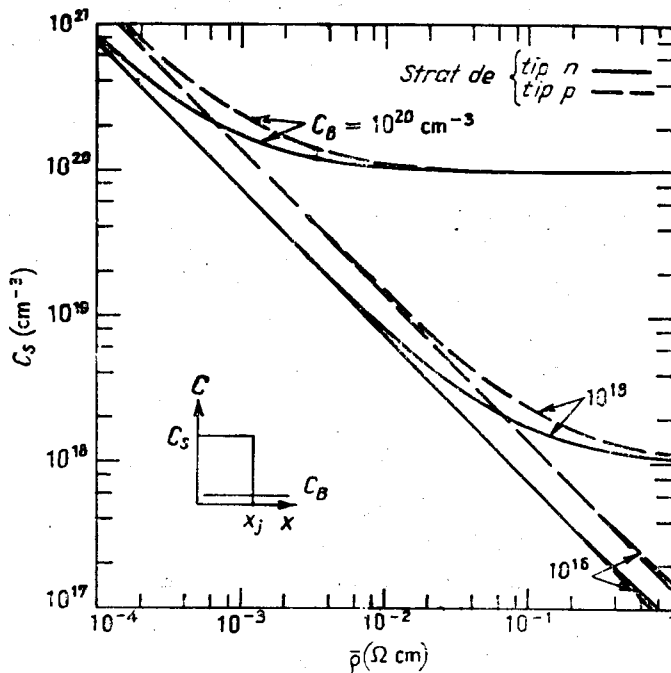


Fig. 3.15. Concentrația de suprafață în funcție de rezistivitatea medie-distribuția dreptunghiulară.

în figura 3.16, unde este din nou reprezentată concentrația la suprafață C_s în funcție de rezistivitatea medie $\bar{\rho}$, pentru diferite concentrații ale substratului C_B . De remarcat că aceste curbe bazate pe calcule efectuate cu calculatorul și luînd în considerare variația măsurată experimental a mobilității electronilor și golurilor în funcție de concentrația de impurități (vezi capitolul 4), au aceeași formă generală ca a celor obținute prin aproximația grosolană a profilului „dreptunghiular”.

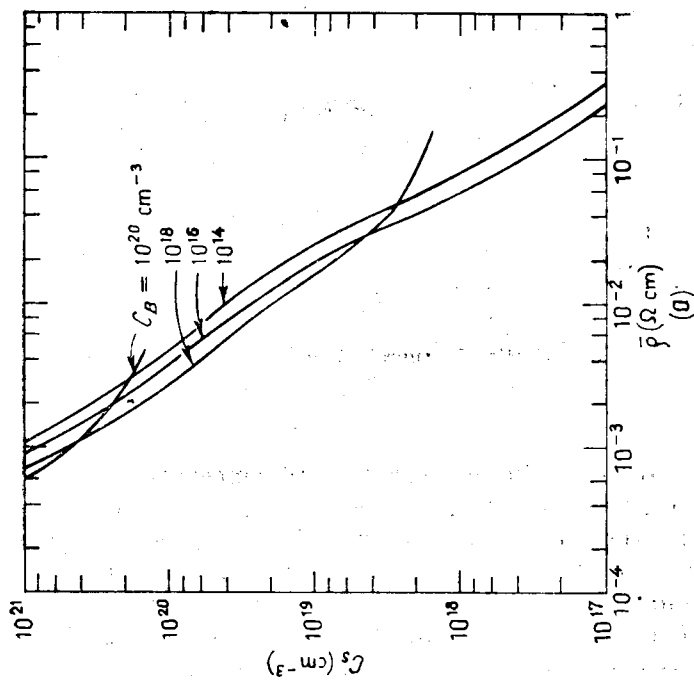


Fig. 3.16a Concentrația de suprafață în funcție de rezistivitatea medie, [14] — strat de tip n , distribuție erfc.

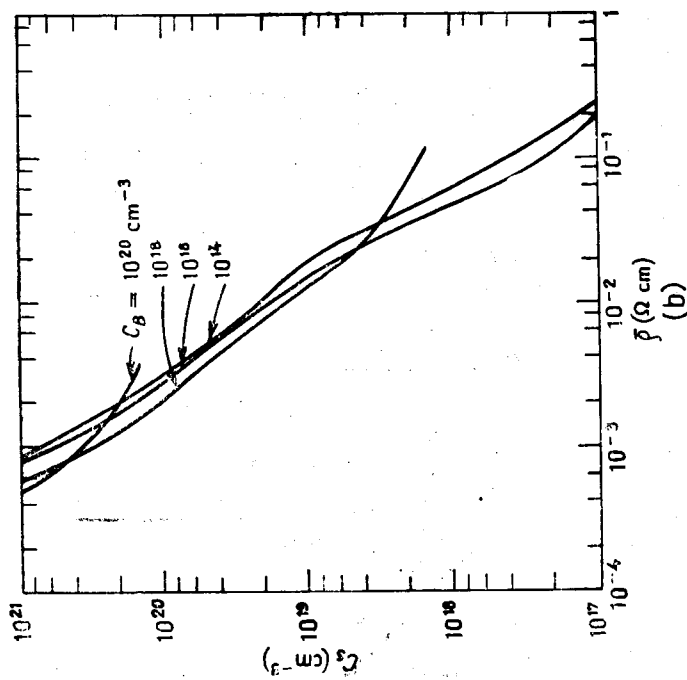


Fig. 3.16b. Concentrația de suprafață în funcție de rezistivitatea medie, [14] — strat de tip n , distribuție Gaussiană.

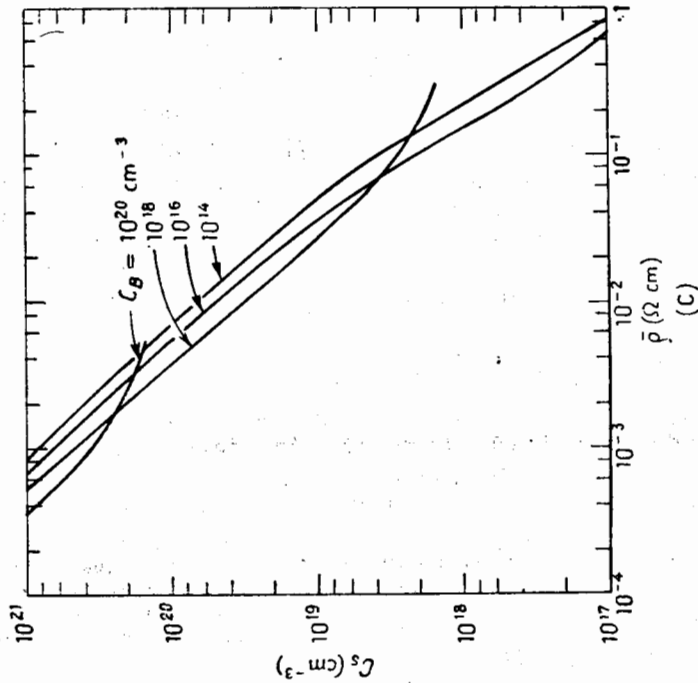


Fig. 3.16c Concentrația de suprafață în funcție de rezistivitatea medie, [14] — strat de tip p , distribuție erf.

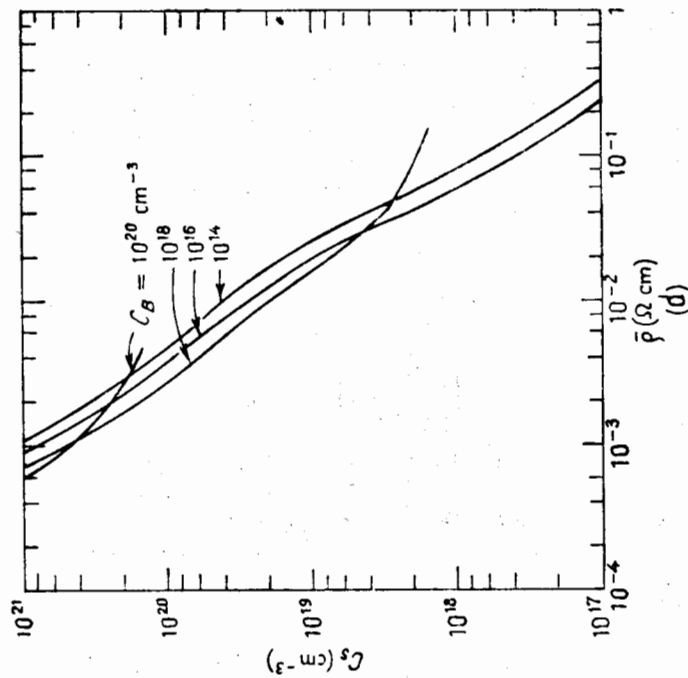
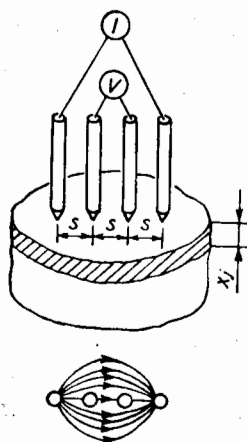


Fig. 3.16d Concentrația de suprafață în funcție de rezistivitatea medie, [14] — strat de tip p , distribuție Gaussiană.

Rezistivitatea medie a straturilor difuzate se măsoară de obicei prin metoda celor 4 sonde, [15], ilustrată în figura 3.17. În această metodă pe suprafața semiconductorului sînt așezate 4 sonde. Curentul trece prin cele două sonde marginale și căderea de tensiune dată de trecerea acestui curent, este măsurată între cele două sonde din mijloc. Astfel, orice problemă, dată de rezistența de contact între sonde și semiconductor,



Vedere de sus

Fig. 3.17. Măsurarea rezistivității medii folosind metoda celor patru sonde.

este eliminată. Pentru a lega măsurătorile căderii de tensiune V și curentului I de rezistivitatea medie $\bar{\rho}$ a stratului difuzat, trebuie rezolvată problema electrostatică care ia în considerare propagarea curentului între cele două sonde marginale, așa cum este arătat în partea de jos a figurii 3.17. Făcînd acest lucru, rezultatul pentru straturile cu dimensiuni laterale mari și grosimea x_j mică în comparație cu distanța dintre sonde este, [16]

$$\bar{\rho} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{V}{I} x_j = 4,532 \frac{V}{I} x_j. \quad (3.29)$$

Deoarece o distanță tipică dintre contacte este $s = 1000 \mu\text{m}$ această condiție este cu prisosință îndeplinită pentru straturile difuzate *. Dacă concentrația de suprafață determinată pe baza măsurătorilor rezistivității

* Deoarece plachetele semiconductoare sînt în general tăiate la grosimi de 200 pînă la 400 μm , relația 3.29 poate fi de asemenea folosită pentru a calcula rezistivitatea plachetelor prin măsurători cu 4 sonde, substituind în locul lui x_j grosimea plachetelor y . Dacă fie dimensiunea plachetelor, fie dimensiunea laterală a probei este comparabilă cu distanța dintre sonde, trebuie introduși factorii de corecție, [16].

medii concordă cu aceea obținută din măsurătorile de adâncime a joncțiunii, se poate conchide că profilul difuziei urmează într-adevăr distribuția presupusă.

3.4. ABATERI DE LA TEORIA ELEMENTARĂ A DIFUZIEI

În continuare se vor examina unele din cauzele abaterii distribuției de impurități de la cea dată de teoria elementară considerată în paragraful 3.3.

a. Straturi difuzate bidimensionale

În tehnologia planară, procesul de difuzie are loc de obicei prin ferestre tăiate într-o mască de difuzie (de obicei un strat de SiO_2). Ca urmare, impuritățile vor difuza *paralel* cu suprafața precum și *normal* la suprafață. Forma joncțiunii rezultată lângă marginea ferestrei se observă experimental, a fi aproximativ cilindrică.

Rezultatele calculelor detaliate, [17], în această problemă a difuziei bidimensionale pentru cazul predifuziei sînt arătate în figura 3.18. În această figură s-a reprezentat distribuția concentrației normală, în funcție de distanța paralelă la suprafață, de la marginea deschiderii și de asemenea în funcție de distanța normală la suprafață. Ultima este identică cu distribuția de tipul funcției de eroare complementară. Distribuția paralelă cu suprafața se abate de la distribuția de tip funcție de eroare, dar această deviație duce la mai puțin de 15 sau 20% eroare în localizarea joncțiunii. Astfel, cu această eroare, forma joncțiunii poate fi într-adevăr privită ca cilindrică. Calculele pentru cazul etapei de difuzie duc la concluzii similare.

b. Difuzia ajutată de cîmp

Cînd impuritățile donoare sau acceptoare intră în cristalul de siliciu, ele devin ionizate. Așa dar, trebuie să se considere simultan mișcarea donurilor ionizați (sau a acceptorilor), și a electronilor (sau a golurilor).

S-a discutat deja mișcarea simultană a două particule încărcate în SiO_2 , în legătură cu cinetica oxidării, în capitolul 2. S-a arătat atunci că, ori de cîte ori două particule încărcate care au mobilități diferite se mișcă simultan, va rezulta un cîmp electric intern care ajută la mișcarea celei mai încete dintre cele două particule.

Un studiu detaliat al problemei mișcării ionilor donori sau acceptori într-un semiconductor, [18], duce la o formulă modificată pentru fluxul ionilor,

$$F = -D \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 4(n_i/C)^2}} \right] \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (3.30)$$

unde C este concentrația ionilor și n_i concentrația electronilor sau a golurilor într-un semiconductor care nu conține de loc nici donori, nici acceptori la temperatura de difuzie. (Această mărime, denumită concentrația intrinsecă a purtătorilor, este discutată în capitolul 4).

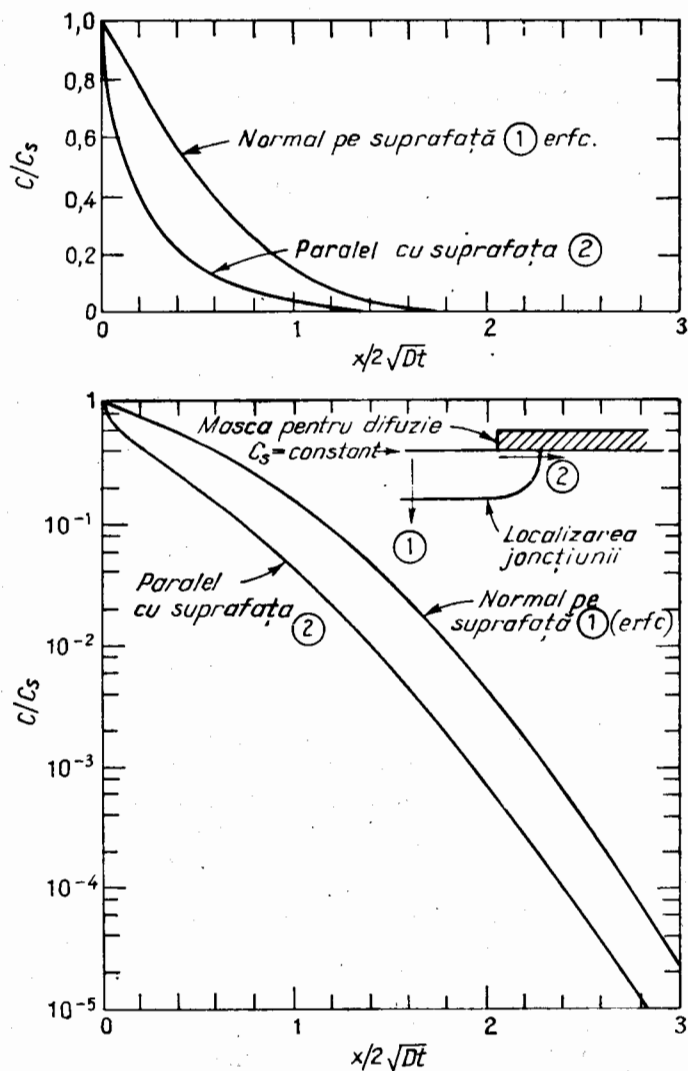


Fig. 3.18. Comparație între distribuțiile de concentrație 1 normală și 2 paralelă la suprafață, pentru condițiile corespunzătoare pre-difuziei, [17].

Expresia 3.30 poate fi scrisă de asemenea în forma

$$F = -D_{\text{ef}} \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (3.31)$$

unde

$$D_{\text{ef}} \equiv D \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 4(n_i/C^2)}} \right]$$

este coeficientul efectiv de difuzie al impurităților, care include și efectul cîmpului electric intern. Se vede că acest coeficient efectiv de difuzie este o funcție de concentrație.

Să considerăm acum valorile limită ale coeficientului efectiv de difuzie, D_{ef} . La o temperatură dată și la o valoare dată a lui n_i , dacă concentrația de impurități este relativ mică, adică $C \ll n_i$, $D_{\text{ef}} = D$. Deci, cîmpul intern nu are efect. În cazul opus, în care concentrația de impurități este mare, adică $C \gg n_i$, $D_{\text{ef}} = 2D$. Astfel, cîmpul electric poate determina o dublare efectivă a coeficientului de difuzie.

Efectul cîmpului intern asupra formei distribuției de concentrație este ilustrat în figura 3.19, unde sînt arătate pentru un caz particular rezultatele calculelor numerice, [18], bazate pe ecuațiile pentru difuzia ajutată de cîmp. Pentru comparație, se arată de asemenea o distribuție de tip funcție de eroare complementară, care nu ia în considerație efectul cîmpului intern și care este suprapusă cu distribuția corectă la concentrații mici. Se vede că efectul cîmpului intern determină un gradient mai mic în vecinătatea suprafeței. Aceasta se întîmplă deoarece cîmpul electric ajută cu cea mai mare eficacitate mișcarea ionilor în regiunea celei mai mari concentrații de impurități. Astfel, în această regiune, gradientul de concentrație nu trebuie să fie așa de abrupt pentru a menține același flux în semiconductor.

Distribuțiile de concentrație [19] măsurate experimental, a borului în siliciu pentru diferite concentrații la suprafață sînt arătate în figura 3.20. Este evident că pentru concentrația la suprafață cea mai mică, distribuția urmează îndeaproape distribuția de tip funcție de eroare complementară. Se vede de asemenea că distribuția începe să devieze de la forma funcției de eroare cînd concentrația la suprafață întrece 10^{19} cm^{-3} (n_i în siliciu la 1100°C , temperatura de difuzie, este aproximativ 10^{19} cm^{-3}). Profilul intermediar poate fi socotit ca determinat de efectul difuziei ajutată de cîmp așa cum este arătat în figura 3.19. Totuși, cînd concentrația de suprafață a borului crește mai departe și întrece 10^{20} cm^{-3} , profilul începe să devieze de la distribuția de tip funcție de eroare complementară într-un

grad mai mare decît cel care ar fi determinat de efectul difuziei ajutate de cîmp. Este evident că într-un astfel de caz trebuie să se considere alte cauze ale abaterii.

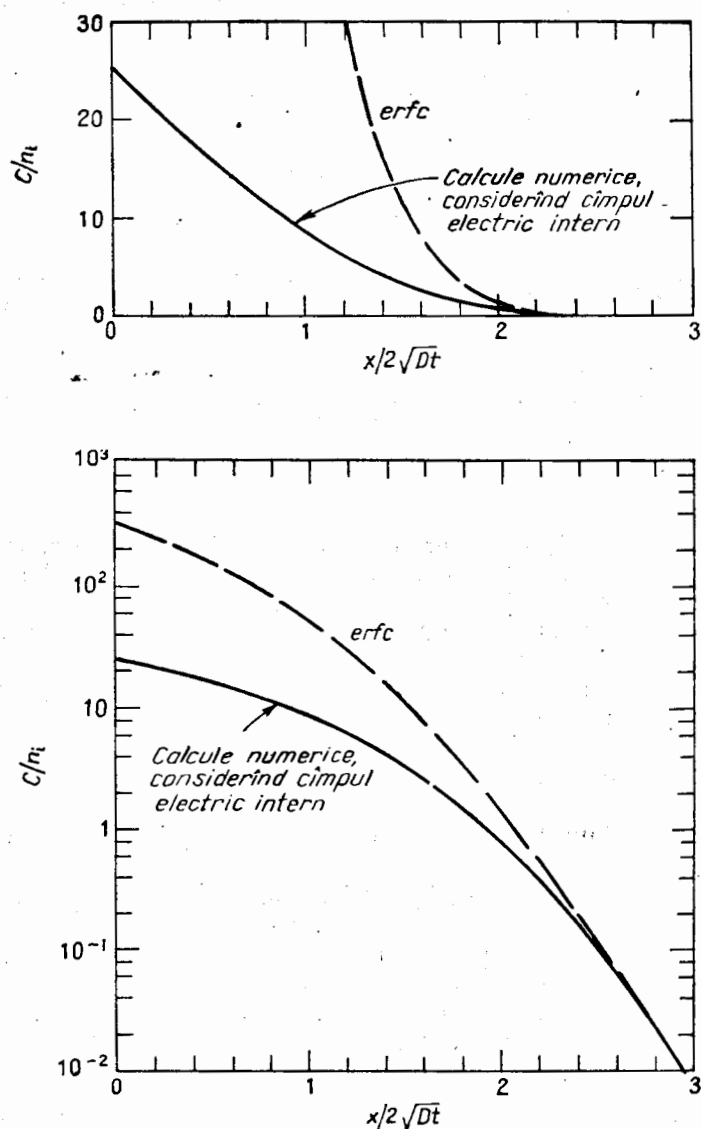


Fig. 3.19. Ilustrarea efectului unui cîmp electric intern asupra distribuției concentrației de impurități într-un semiconductor, [18].

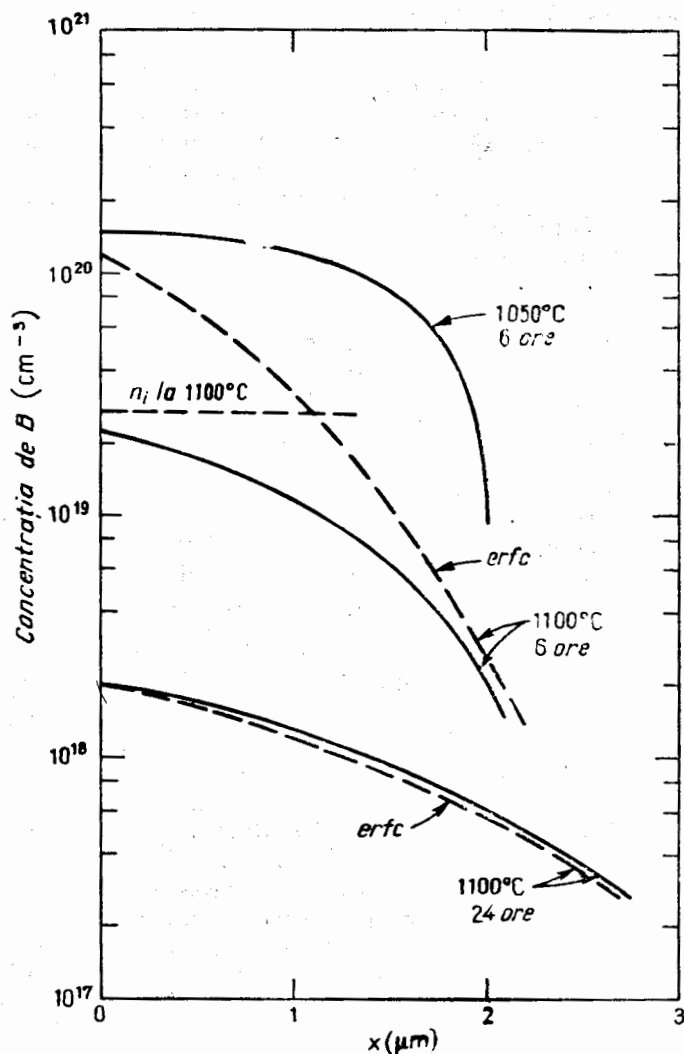


Fig. 3.20. Distribuția măsurată experimental a borului în siliciu, pentru diferite concentrații de suprafață, [19].

c. Efectul tensiunilor mecanice ale rețelei

O anomalie importantă observată când concentrația de suprafață în-
 trece o anumită valoare este efectul denumit de obicei „de împingere a
 emitorului”. (Se mai denumește și efectul „de scufundare a emitorului”

sau efectul de „difuzie cooperativă”). Acest fenomen este ilustrat în figura 3.21. El constă din accentuarea difuziei unui strat difuzat în regiunea unde al doilea strat difuzat de concentrație mare pătrunde în siliciu. Aceasta se observă adesea în structurile de tranzistor unde trebuie să folosească două difuzii consecutive în care a doua, difuzia emitorului, are o concentrație mare de suprafață (de unde și numele).

În figura 3.21 este arătată distribuția borului în siliciu atît într-o regiune cu o concentrație mare de fosfor difuzat, cît și oriunde în probă. Este evident că difuzia fosforului „împinge” distribuția borului înaintea ei. Aceasta atrage după sine o margine neregulată a joncțiunii, ilustrată în figură.

Au fost propuse cîteva explicații posibile ale acestui efect, [20]. Cea mai plauzibilă pare aceea în care sînt implicate tensiunile mecanice ale rețelei la o concentrație mare de impurități. Această presupunere este susținută de o experiență, [20], în care pe suprafața siliciului în timpul procesului de difuzie se exercită presiune prin intermediul unei sonde. S-a găsit că în zona sondei, impuritățile pătrund într-adevăr mai adînc în siliciu decît altfel.

Acest efect duce la o limitare foarte serioasă în fabricarea tranzistoarelor de înaltă frecvență care, după cum se va vedea mai departe, necesită un interval strîns între două fronturi de difuzie.

d. Viteza de stabilire a concentrației la suprafață în difuzia în solid

În tratarea problemei predifuziei, s-a presupus că concentrația la suprafață a impurităților C_s este constantă în timpul predifuziei. La început, nu există impurități în semiconductor și deci concentrația la suprafață trebuie să fie zero. Deoarece, fizic, concentrația de suprafață nu poate sări instantaneu de la zero la valoarea ei finală constantă, va exista o perioadă de ajustare în care condiția la limită simplă $C(0, t) = C_s$ nu mai poate fi menținută. Durata acestei perioade inițiale este determinată de vitezele relative ale (i) transportului impurităților din volumul gazului spre suprafață și (ii) ale difuziei în solid de la suprafață spre interiorul semiconductorului. Astfel, o limitare exterioară a vitezei transportului impurităților va influența procesul de difuzie în stare solidă.

Se va considera acum soluția problemei predifuziei în condițiile unei astfel de limitări externe a difuziei. Condiția inițială în care s-a rezolvat problema predifuziei.

$$C(x, 0) = 0, \quad (3.32)$$

ca și una din condițiile la limită,

$$C(\infty, t) = 0, \quad (3.33)$$

rămân neschimbate. Totuși, a doua condiție la limită, aceea a constantei concentrației de suprafață, se va înlocui cu condiția

$$h[C_s - C(0, t)] = -D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{(0, t)} \quad (3.34)$$

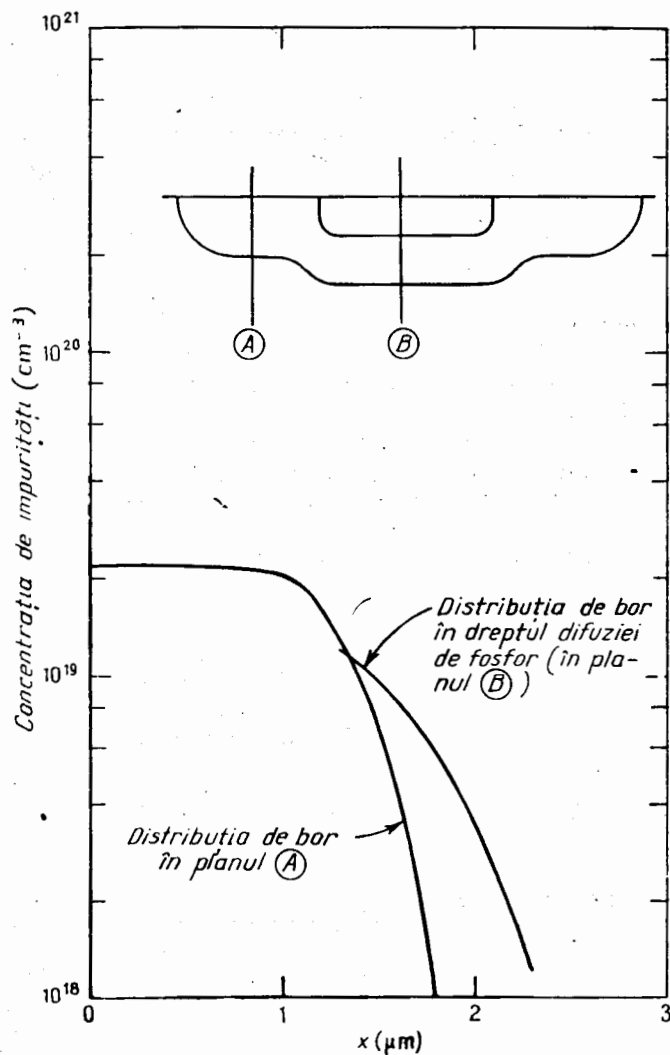


Fig. 3.21. Efectul de „împingere a emitorului”: difuzia anormală dată de o a doua difuzie de concentrație mare, [20].

care specifică faptul că fluxul spre suprafață prin transferul de masă în gaz este egal cu fluxul la suprafață prin difuzia în solid. Ca în Capitolul 2, cu h s-a notat coeficientul de transfer de masă în faza gazoasă în funcție de concentrația în solid.

Soluția acestei probleme, [21], este

$$\frac{C(x, t)}{C_s} = \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} - e^{[ht/\sqrt{Dt}]^2} \cdot e^{(ht/\sqrt{Dt})(x/2\sqrt{Dt})} \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{ht}{\sqrt{Dt}} + \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right]. \quad (3.35)$$

Această soluție constă dintr-o funcție complementară de eroare din care este scăzut un termen de corecție. Cînd parametrul $ht/\sqrt{Dt}$ devine foarte mare, termenul de corecție devine neglijabil. Calculele bazate pe relația 3.35 sînt arătate în figura 3.22. Este evident că, aproximativ, îndată ce $ht/\sqrt{Dt}$ atinge valoarea 10, soluția se transformă în funcția complementară de eroare.

Astfel parametrul fără dimensiuni $ht/\sqrt{Dt}$ asigură o estimare directă a perioadei de timp în care are loc această ajustare a concentrației de suprafață. Acest timp va fi de ordinul $t \cong 100 (D/h^2)$. Ca o estimare, se poate lua $h_c = 5 \text{ cm/s}$ pentru coeficientul de transfer de masă în fază gazoasă, din Capitolul 1. Coeficientul de transfer de masă în funcție de concentrațiile în solid este dat de relația $h = h_c/HkT$. Dacă se determină constanta din legea lui Henry pe baza datelor pentru bor, indicate în figura 3.8, $H = 2 \cdot 10^{25} \text{ atm/cm}^3$ și se obține $h \cong 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm/s}$, sau aproximativ $70 \text{ } \mu\text{m/h}$. Pentru $D \cong 1 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{s}$, această valoare conduce la $t \cong 0,02 \text{ h}$ sau ceva mai mult de un minut. Deoarece predifuziile sînt adesea de durată de numai cîteva minute, influența limitării vitezei în fază gazoasă poate deveni apreciabilă.

Problema complementară predifuziei este aceea a ieșirii impurităților din semiconductor, adesea denumită „ex-difuzie”. Condiția inițială pentru această problemă va fi o distribuție uniformă corespunzătoare concentrației din volum C_B ,

$$C(x, 0) = C_B \quad (3.36)$$

iar condițiile la limită vor fi

$$C(\infty, t) = C_B \quad (3.37)$$

și

$$hC(0, t) = -D \frac{\partial C}{\partial x} \bigg|_{(0,t)} \quad (3.38)$$

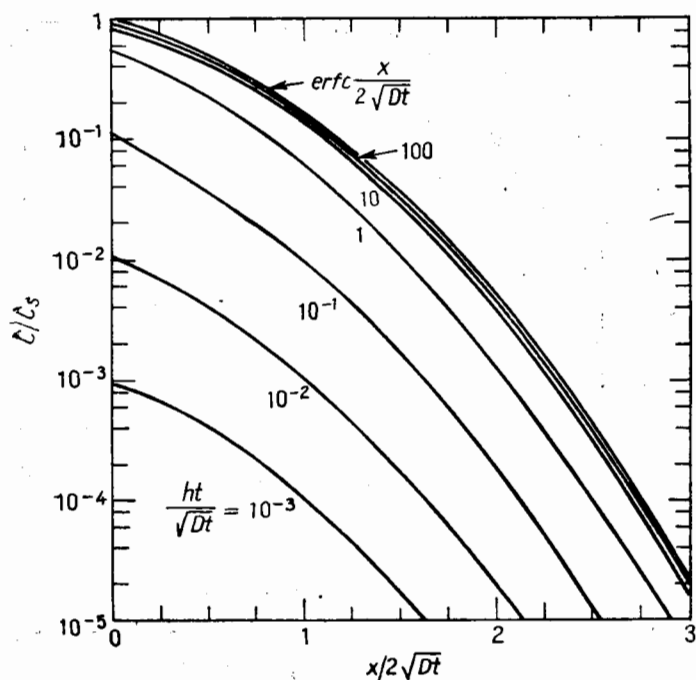
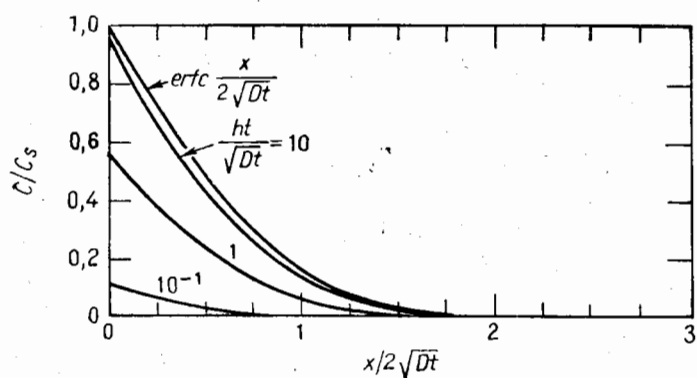


Fig. 3.22. Efectul limitării externe a vitezei asupra difuziei în stare solidă: predifuzia impurităților, [21].

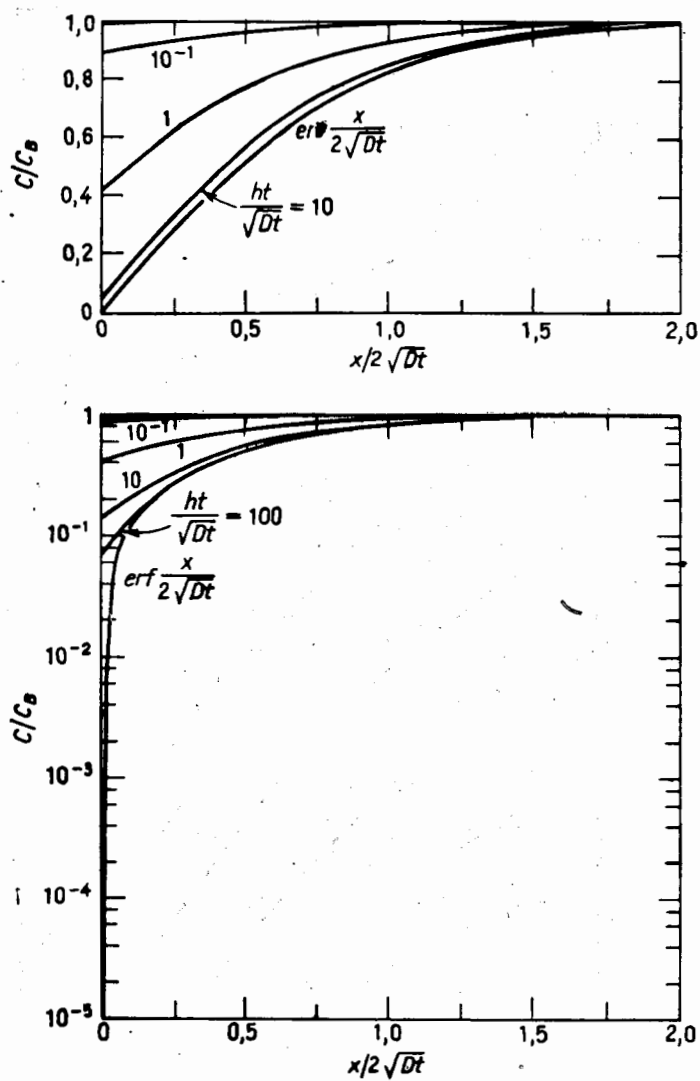


Fig. 3.23. Efectul limitării externe a vitezei [asupra difuziei în stare solidă: ex-difuzia impurităților, [21].

Aici se presupune că, concentrația impurităților în volumul gazului este zero. Soluția acestei probleme este foarte asemănătoare cu cea de la predifuzie. Ea este dată de [21],

$$\frac{C(x, t)}{C_B} = \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} + e^{[ht/\sqrt{Dt}]^2} e^{(ht/\sqrt{Dt})(x/2\sqrt{Dt})} \operatorname{erfc} \left[\frac{ht}{\sqrt{Dt}} + \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right]. \quad (3.39)$$

Se vede că această soluție constă dintr-o funcție simplă de eroare la care se adaugă un termen dependent de parametrul $ht/\sqrt{Dt}$. Când acest parametru devine mare, termenul adițional devine foarte mic. Rezultatele calculelor bazate pe relația 3.39 sînt arătate în figura 3.23. Este evident că soluția tinde către funcția de eroare, pentru $ht/\sqrt{Dt} > 10$.

Măsurătorile experimentale, [22], ale distribuției de impurități într-o probă de siliciu, rezultînd dintr-o expunere într-o atmosferă de hidrogen sînt arătate în figura 3.24. Este evident că majoritatea punctelor experi-

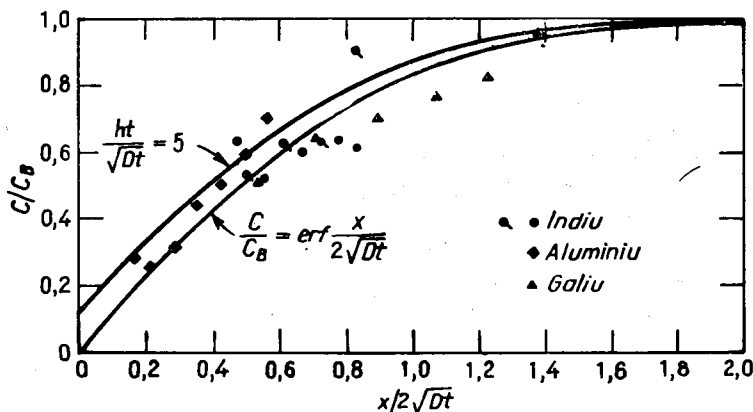


Fig. 3.24. Ex-difuzia impurităților din siliciu după expunerea într-un mediu ambiant de H_2 , timp de 30 minute, la 1275°C , [22].

mentale se așază sub curba teoretică corespunzătoare lui $ht/\sqrt{Dt} = 5$. Pentru timpul și temperatura acestor experiențe, aceasta arată că valoarea lui h în acest caz este mai mare decât aproximativ $10 \mu\text{m/h}$, care este conform cu estimarea anterioară de $70 \mu\text{m/h}$.

3.5. REDISTRIBUIREA IMPURITĂȚILOR ÎN TIMPUL OXIDĂRII TERMICE

În timp ce considerațiile precedente s-au ocupat cu deviațiile de la condiția la limită aplicată pentru etapa de predifuzie, în acest capitol se

va considera un fenomen care poate cauza abateri de la condiția la limită, aplicată la tratarea etapei de difuzie, $\partial C/\partial x = 0$ la $x = 0$.

Pentru a ajunge la această condiție la limită s-a raționat că, deoarece majoritatea impurităților difuzează mult mai încet în bioxid de siliciu decât în siliciu, stratul de oxid crescut în etapa de difuzie va închide efectiv impuritățile în siliciu. În realitate situația la interfața siliciu-bioxid de siliciu este mult mai complexă.

S-a găsit, [23], că impuritățile în siliciu se redistribuie în apropierea unui oxid crescut termic. Acest fapt se datorează citorva factori. Dacă două faze oarecare — solid, gaz sau lichid — sînt puse în contact, o impuritate conținută în una din cele două faze se va redistribui între ele pînă se atinge echilibrul. La echilibru, raportul concentrațiilor în cele două faze este o constantă. Raportul dintre concentrația de echilibru din siliciu și cea din bioxidul de siliciu este denumit *coeficient de segregatie* și este definit ca

$$m = \frac{\text{concentrația de echilibru a impurităților în siliciu}}{\text{concentrația de echilibru a impurităților în SiO}_2}.$$

Alt factor care influențează procesul de redistribuire a impurităților în timpul oxidării termice este faptul că impuritatea poate avea tendință să scape prin stratul de oxid. Dacă coeficientul de difuzie al impurității în oxid este mic, acest factor va fi neimportant, dar dacă coeficientul de difuzie este relativ mare, acest factor poate afecta în mod esențial distribuția impurităților în siliciu.

Un al treilea factor care contează în procesul de redistribuție este faptul că datorită creșterii stratului de oxid, limita care separă fazele oxid și siliciu se mișcă în funcție de timp. Viteza relativă a acestei mișcări în comparație cu viteza de difuzie este importantă în determinarea amplitudinii procesului de redistribuție.

Este de remarcă faptul că, chiar dacă coeficientul de segregatie al unei impurități $m = 1$, va avea loc totuși o redistribuție a impurităților în siliciu. După cum s-a subliniat în capitolul 2, stratul de oxid are un volum mai mare decât siliciul consumat pentru crearea lui. Astfel, aceeași cantitate de impurități va fi acum distribuită într-un volum mai mare, determinînd o scădere a impurității lingă suprafața siliciului.

În figura 3.25 sînt ilustrate patru cazuri posibile ale procesului de redistribuție, [24]. Aceste cazuri pot fi împărțite în două grupuri: în unul oxidul are tendință să *capteze* impuritatea, în celălalt să *rejecteze* impuritatea. În fiecare caz, situația poate fi diferită pentru difuzia *lentă* sau *rapidă* în oxid. În figura 3.25 se dă cîte un exemplu, observat experimental, pentru fiecare din cele patru cazuri.

Se va considera acum premiza inițială și rezultatele teoriei procesului de redistribuție, [24]. Această teorie este bazată pe o soluție a ecuației

de difuzie cu condiții la limită variabile și descrie redistribuția unei concentrații de dopant, în siliciu, inițial uniforme. Condițiile la limită pentru această problemă sînt: (i) concentrația impurității la interfața gaz-oxid este constantă, C_0 ; (ii) departe în substratul de siliciu, concentrația tinde spre concentrația din volum C_B . În plus, trebuie satisfăcute și două condiții „de împerechere” la interfața siliciu oxid. Prima este aceea că, de

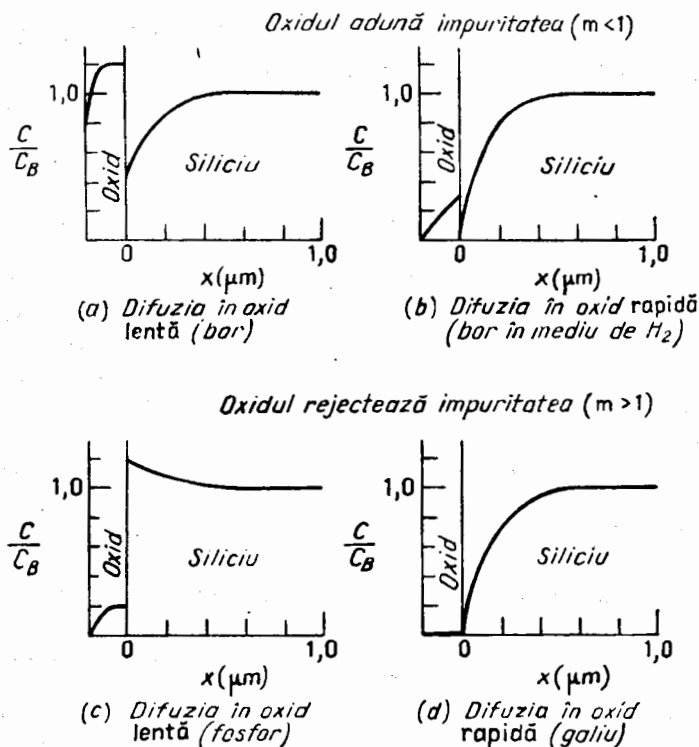


Fig. 3.25. Patru cazuri diferite ale redistribuției impurităților în siliciu dată de oxidarea termică, [24].

cele două părți ale interfeței oxid-siliciu, concentrațiile trebuie să fie în raportul dat de coeficientul de segregare m , iar a doua că, odată cu creșterea oxidului, impuritatea trebuie să se conserve la interfața mobilă oxid-siliciu. Se presupune de asemenea că creșterea oxidului se produce proporțional cu rădăcina patrată a timpului de oxidare, adică $x_0 = \sqrt{Bt}$ unde B este constanta creșterii parabolice (vezi Capitolul 2).

Soluția care dă distribuțiile de impurități în siliciu și în stratul de bioxid de siliciu se exprimă prin funcția de eroare și funcția complementară de eroare.

Ea nu este reprodusă aici. Cea mai importantă caracteristică a acestei soluții este expresia care rezultă pentru concentrația de impurități la interfață pe partea corespunzătoare siliciului,

$$\frac{C_s}{C_B} = \frac{1 + (C_o/C_B) \lambda}{1 + (1/m - \alpha) \sqrt{\pi} \exp(\alpha^2 B/4D) \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{B/4D}) \sqrt{B/4D} + \lambda/m}, \quad (3.40)$$

unde

$$\lambda = r \exp[(\alpha^2 r^2 - 1) B/4Dr^2] \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{B/4D}) / \operatorname{erf}(\sqrt{B/4D_0})$$

și

$$r = \sqrt{D_0/D}.$$

D_o , D sînt coeficienții de difuzie a impurității în oxid, respectiv în siliciu, iar α este raportul dintre grosimea siliciului consumat în timpul oxidării și grosimea oxidului rezultat. Valoarea sa este de 0,45.

O caracteristică interesantă a teoriei redistribuției este faptul că, după cum este evident din relația 3.40, concentrațiile la interfața mobilă oxid-siliciu sînt *independente de timpul de oxidare*. Cu alte cuvinte atît oxidarea cît și difuzia se desfășoară în funcție de $\sqrt{\text{timp}}$ și din această cauză variabila timp dispăre din expresia pentru concentrația de suprafață. Astfel, la interfață se atinge un regim staționar.

Relația 3.40 arată că, în concordanță cu discuția calitativă anterioară, concentrația la suprafață în siliciu este o funcție de (i) coeficientul de segregatie m , (ii) vitezele relative de difuzie în siliciu și în oxid D_o/D , și (iii) vitezele relative ale oxidării și difuziei, B/D .

Rolul primilor doi din acești factori a fost deja ilustrat în figura 3.25; al celui de al treilea este ilustrat în figura 3.26 pentru fosfor și în figura 3.27 pentru bor unde concentrațiile de suprafață ale acestor impurități, calculate folosind expresia 3.40 și valorile determinate experimental ale coeficientului de segregatie m , sînt arătate în funcție de temperatura de oxidare, pentru oxidarea în mediu de O_2 și H_2O . Se vede că, cu cît viteza de oxidare crește — de exemplu la o temperatură dată, oxidînd în vapori de apă și nu în oxigen — amploarea redistribuției va crește, după cum se vede din concentrația de suprafață mai mare a fosforului și concentrația de suprafață mai mică a borului.

Aceste două figuri dau concentrația de suprafață în funcție de temperatura de oxidare. *Cantitatea* de impurități pierdută din siliciu ca urmare a redistribuției constituie altă problemă. În timp ce concentrația de suprafață depinde de temperatura de oxidare după cum se vede din cele două

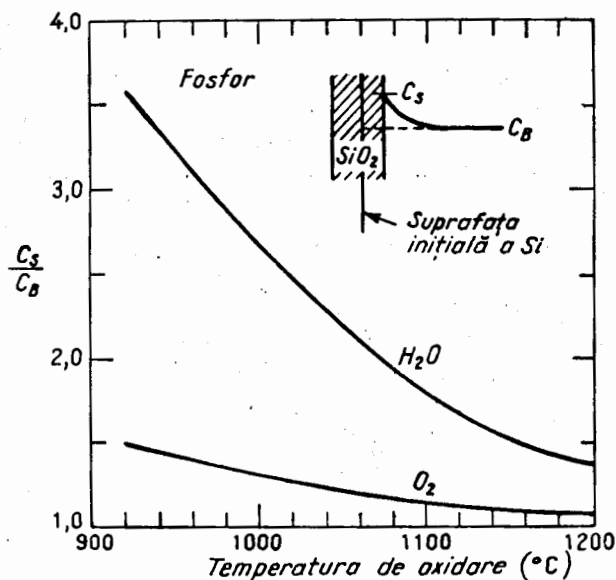


Fig. 3.26. Concentrația la suprafață a fosforului în siliciu după oxidarea termică (calculată folosind relația 3.40 și $m = 10$).

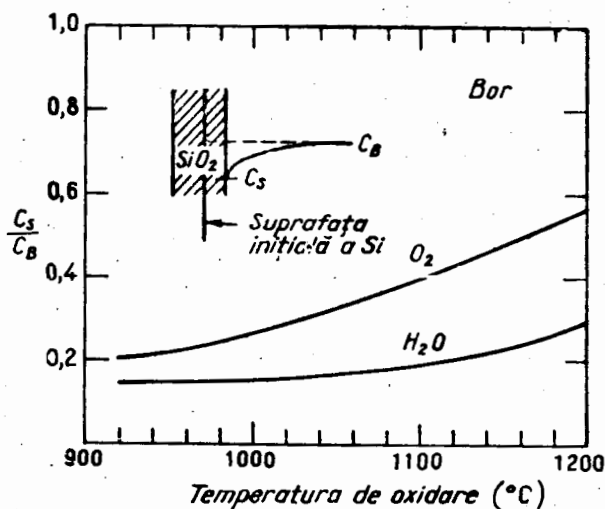


Fig. 3.27. Concentrația de suprafață a borului în siliciu după oxidarea termică (calculată folosind ecuația 3.40 și $m = 0,3$).

figuri de mai sus, cantitatea de impurități pierdută va depinde de asemenea de întinderea perturbării distribuției inițiale uniforme a impurităților. Aceasta, la rândul ei, este dată aproximativ de lungimea de difuzie a impurității, $2\sqrt{Dt}$. Figura 3.28 arată profilele calculate ale distribuției borului în siliciu după oxidare la diferite temperaturi, pentru fiecare oxidare rezultând un strat de oxid de $0,2\text{ }\mu\text{m}$ grosime, [25]. Este de remarc

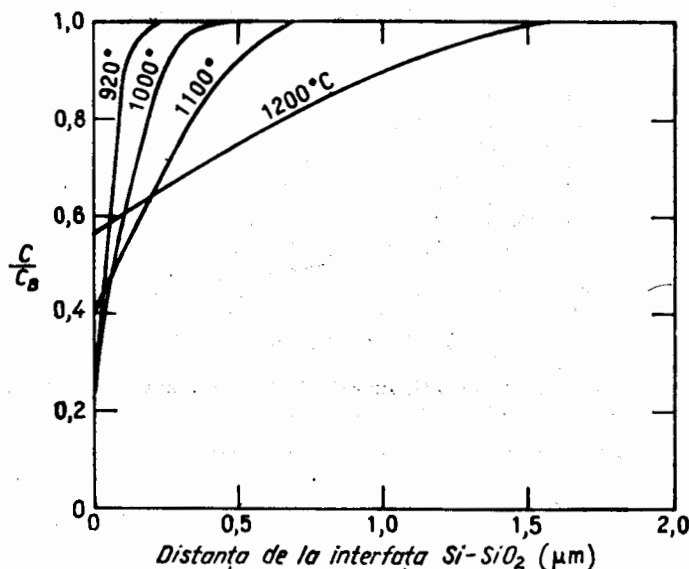


Fig. 3.28. Distribuția calculată a concentrației borului în siliciu după oxidare la diferite temperaturi (O_2 , $x_0 = 0,2\text{ }\mu\text{m}$), [25].

faptul că, odată cu descreșterea temperaturii de oxidare, concentrația de suprafață a borului descrește conform figurii 3.27. Totuși, deoarece și coeficientul de difuzie al borului descrește, extinderea scăderii concentrației va fi de asemenea mai mică la temperaturi mai joase. Aceste calcule au fost verificate în totalitate de măsurătorile experimentale, [25].

În tabelul 3.2 se dau coeficienții de segregare ai impurităților acceptoare și donoare importante, determinate prin câteva tehnici experimentale. Pentru comparație, s-au dat și valorile acestor coeficienți de segregare care au fost prezise pe baza considerațiilor termodinamice de solubilitate, [26].

Până acum s-a luat în considerare numai problema relativ simplă a redistribuției unei concentrații de impurități prezente în siliciu, inițial uniformă. O problemă chiar mai importantă din punct de vedere practic este redistribuția unui strat predifuzat în etapa de difuzie. Deoarece

Tabelul 3.2

Coeficienții de segregare a impurităților la interfața Si/SiO₂

Impuritatea	m		
	Estimat termodinamic [26]	Pe baza experimentelor de redistribuire	Pe baza experimentelor de mascare cu oxid [29]
Ga	$> 10^3$		~ 20
B	$10^{-3} - 10^3$	$\sim 0,3^{24.25}$	$\sim 10^{-2}$
In	$> 10^3$	$0,1^{27}$	
P, Sb, As	$> 10^3$	$\sim 10^{24.25}$	

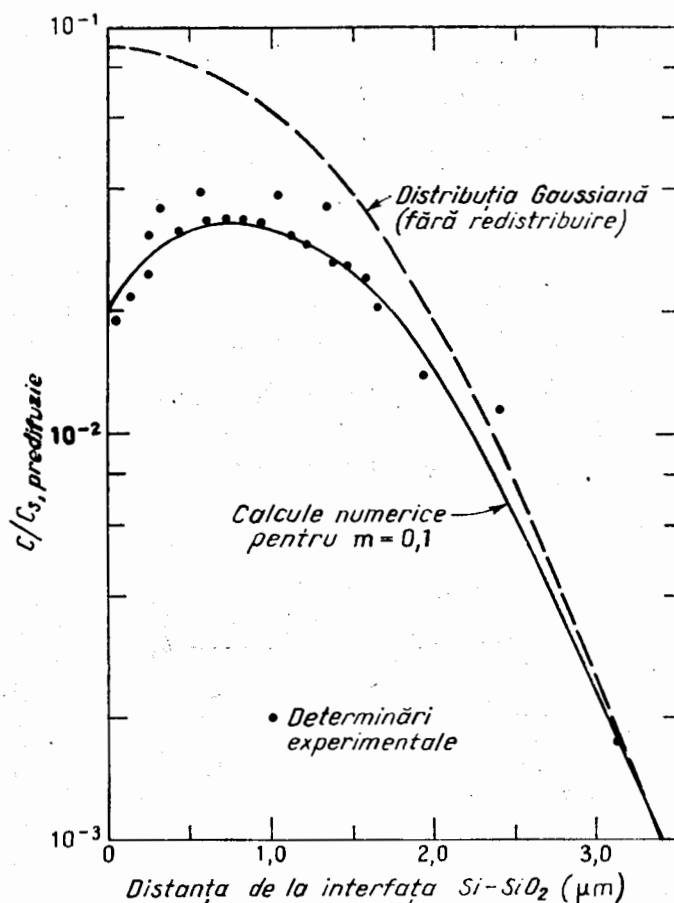


Fig. 3.29. Redistributia stratului difuzat cu bor după oxidarea termică, [27].

distribuția inițială este mai complicată, această problemă este mai greu de studiat atât experimental cît și teoretic. Rezultatele unui studiu, [27], al redistribuției după oxidarea termică a straturilor difuzate cu bor sînt arătate în figura 3.29. Aici curba teoretică reprezintă rezultatele calculelor numerice pentru un coeficient de segregare presupus a fi $m = 0,1$, în timp ce punctele experimentale au fost obținute prin secționări și măsurători succesive ale rezistivității medii a straturilor difuzate cu bor. Soluția este normalată la concentrația de la suprafață din timpul etapei de predifuzie care precede etapa de difuzie. Este evident că rezultatele prezentate în această figură sînt într-o concordanță globală cu ceea ce era de așteptat din analiza redistribuției unui substrat de siliciu uniform dopat.

3.6. DIFUZIA PRINTR-UN STRAT DE BIOXID DE SILICIU (MASCAREA CU OXID)

Faptul că stratul de bioxid de siliciu este relativ impermeabil la unele impurități acceptoare și donoare, [6], a fost un factor extrem de important în dezvoltarea tehnologiei planare. Pentru a avea o imagine mai cantitativă a fenomenului de mascare, se va considera acum predifuzia

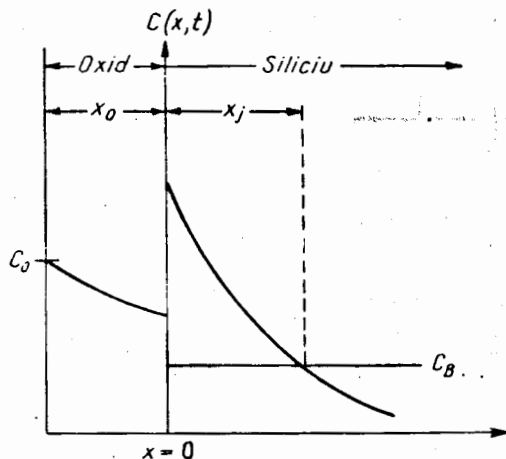


Fig. 3.30. Ilustrare schematică a distribuției de impurități care rezultă după predifuzia printr-un strat de oxid.

unei impurități printr-un strat de bioxid de siliciu. Se presupune că grosimea acestui strat rămâne constantă în timpul predifuziei. Distribuția, care este de așteptat, a impurităților după predifuzie este ilustrată schematic în figura 3.30.

Condiția inițială pentru această problemă de difuzie este aceea că, atât în oxid cât și în siliciu, concentrația impurităților este zero. Condițiile la limită sint (I) concentrația la suprafața exterioară a oxidului, în timpul etapei de predifuzie este o constantă C_o , corespunzătoare constantei C_s din cazul considerat anterior al predifuziei într-un semiconductor neacoperit cu oxid; (II) în interiorul semiconductorului, departe de suprafață, concentrația de impurități trebuie să fie nulă. În plus, trebuie satisfăcute cele două condiții de concentrație și flux la interfață: (I) raportul concentrațiilor la interfața oxid-siliciu este determinat de coeficientul de segregare m ; și (II) fluxul impurităților prin această interfață este continuu.

Soluția acestei probleme se obține sub forma unei serii infinite, [28]. Totuși, pentru valori relativ mici ale lui x , astfel ca $x \ll \sqrt{D/D_o} x_o$, seriile infinite se pot aproxima numai prin primul lor termen, obținându-se

$$\frac{C(x, t)}{C_o} \cong \frac{2mr}{m+r} \operatorname{erfc} \left[\frac{x_o}{2\sqrt{D_o t}} + \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right], \quad (3.41)$$

unde

$$r = \sqrt{D_o/D}.$$

O problemă particulară importantă este adîncimea joncțiunii formate în siliciu sub un strat protector de oxid cînd impuritatea a fost difuzată prin acest strat. Localizarea acestei joncțiuni este definită prin condiția

$$C(x_j, t) = C_B,$$

din care, cînd se substituie în relația 3.41, rezultă

$$\frac{x_j}{\sqrt{t}} = -\frac{1}{r} \frac{x_o}{\sqrt{t}} + I,$$

unde

$$I \equiv 2\sqrt{D} \arg \left[\operatorname{erfc} \frac{(m+r)C_B}{2mrC_o} \right]. \quad (3.42)$$

Rezultatele calculelor numerice, [29], ale adîncimii joncțiunii x_j , în funcție de grosimea oxidului x_o , bazate pe seriile infinite, sint date în figura 3.31 pentru cazul particular al predifuziei galiului la 1100°C. Curbele au fost calculate pentru diferite valori presupuse ale coeficientului de segregare m . Este evident că, independent de valoarea lui m , pentru valori mici ale lui x_j , toate curbele se apropie de o relație liniară, relația 3.42. Panta acestei linii drepte tinde asimptotic spre r . Forma relației experimentale, x_j în funcție de x_o , pentru valori relativ mari ale lui x_j prin

comparație cu familia de curbe teoretice, permite estimarea coeficientului de segregatie m . Coeficienții de segregatie estimați în acest mod din datele experimentale asupra predifuziei galiului, [29] și borului, [30]. printr-un strat de oxid sînt incluși în tabelul 3.2.

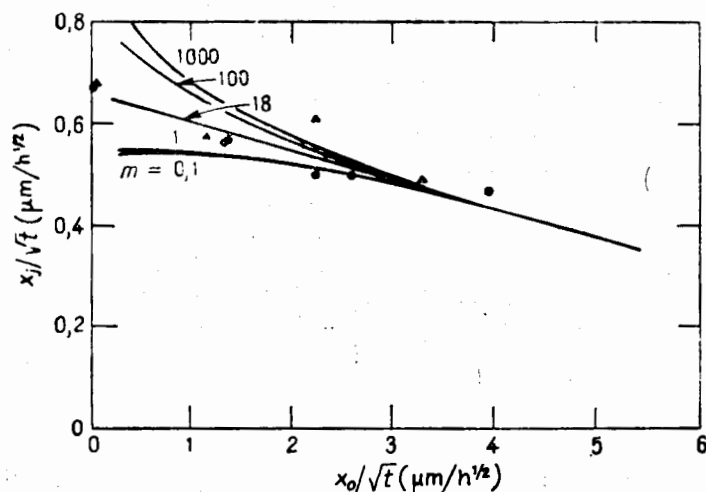


Fig. 3.31. Comparație între calculele teoretice și rezultatele experimentale pentru predifuzia galiului la 1100°C, [28].

O mărime importantă din punct de vedere tehnologic, grosimea minimă de oxid cerută pentru a preveni formarea unei joncțiuni în siliciu, *grosimea de mascare*, se calculează ușor din relația 3.42, punind $x_j = 0$.

3.7. REDISTRIBUȚIA IMPURITĂȚILOR ÎN CREȘTEREA EPITAXIALĂ

La creșterea epitaxială, stratul conține fie impurități diferite față de cele ale substratului, fie aceleași impurități, dar în concentrații diferite. De obicei este de dorit, ca gradientii de concentrație a dopanților între strat și substrat să fie abrupti. Totuși, creșterea epitaxială se realizează la temperaturi înalte (vezi Capitolul 1) și deci difuzia impurităților va fi relativ rapidă. Deoarece difuzia tinde să niveleze gradientii de concentrație la interfața dintre stratul epitaxial și substrat, difuzia impurităților în timpul creșterii epitaxiale este de o importanță practică evidentă.

Distribuția de impurități lângă interfața strat epitaxial-substrat constă din două componente după cum este ilustrat în figura 3.32. Una,

a cărei concentrație este notată prin C_1 , este dată de impuritatea care difuzează spre afara substratului; cealaltă, a cărei concentrație este notată cu C_2 , este impuritatea dopantă exterioară, care este incorporată intenționat în stratul crescut și care în timpul creșterii difuzează spre interiorul substratului. Distribuția totală a impurităților este determinată de suma acestor două componente, dacă sînt impurități de același tip și de diferența

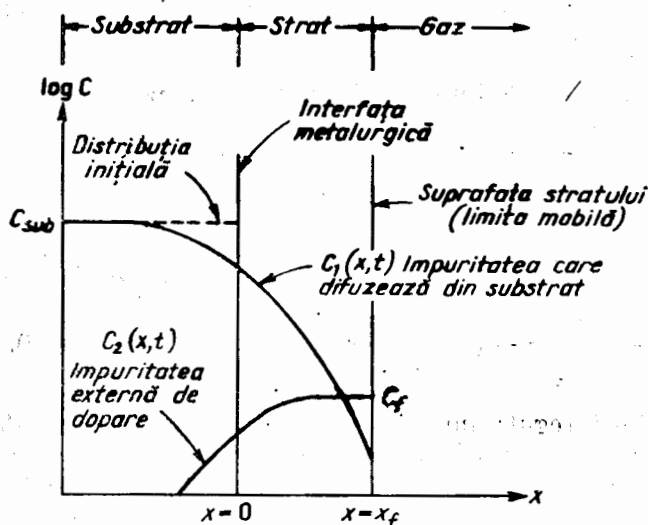


Fig. 3.32. Distribuția de impurități la creșterea epitaxială.

lor, dacă sînt impurități de tipuri opuse. În ultimul caz se va forma o joncțiune *pn* la intersecția celor două distribuții de concentrații de impurități.

Problema de difuzie corespunzătoare impurității substratului se rezolvă pe baza condiției inițiale

$$C_1(x, 0) = C_{\text{sub}} \quad (3.43)$$

și a condiției la limită,

$$C_1(-\infty, t) = C_{\text{sub}} \quad (3.44)$$

care arată că distribuția inițială în substrat este o constantă, C_{sub} , corespunzătoare concentrației de dopant în substrat și că distribuția impurităților în interiorul substratului, departe de interfață, rămîne neperturbată în timpul creșterii epitaxiale.

A doua condiție la limită este dată de

$$-D \frac{\partial C_1}{\partial x} = (h + V) C_1 \quad \text{la} \quad x = x_f = Vt, \quad (3.45)$$

unde h este coeficientul de transfer de masă în fază gazoasă în funcție de concentrațiile în solid iar V este viteza de creștere a stratului. Expresia 3.45 este de fapt formularea conservării impurităților la suprafața stratului care crește. Datorită importanței ei, în continuare se va deduce această condiție la limită.

Cantitatea totală de impurități din substrat, pe unitatea de arie, conținută în interiorul substratului semiconductor și a stratului este dată de

$$Q(t) = \int_{-\infty}^{x_f} C_1(x, t) dx. \quad (3.46)$$

Viteza de descreștere în timp a lui $Q(t)$ este dată la rîndul ei de

$$-\frac{dQ}{dt} = -\int_{-\infty}^{x_f} \frac{\partial C_1}{\partial t} dx - VC_1(x_f, t) = hC_1(x_f, t), \quad (3.47)$$

unde s-a folosit regula lui Leibnitz de derivare a integralelor. Ultima parte a relației este expresia pentru scurgerea impurităților prin suprafața unui solid, către un mediu ambiant gazos, dacă concentrația impurităților în gaz este zero.

Mai departe, se observă că ținînd cont de ecuația difuziei se obține

$$\int_{-\infty}^{x_f} \frac{\partial C_1}{\partial t} dx = D \int_{-\infty}^{x_f} \frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} dx = D \left[\frac{\partial C_1}{\partial x} \Big|_{x=x_f} - \frac{\partial C_1}{\partial x} \Big|_{x=-\infty} \right]. \quad (3.48)$$

Astfel, combinînd relațiile 3.48 și 3.47, se ajunge la condiția la limită, relația 3.45.

Soluția, [22] a acestei probleme este destul de complicată, în special cînd această din urmă condiție la limită este specificată pentru o limită variabilă. Pentru scopurile noastre, această soluție se poate reprezenta ca

$$\frac{C_1(x, t)}{C_{\text{sub}}} = f_1 \left[\frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \frac{ht}{\sqrt{Dt}}, \frac{Vt}{\sqrt{Dt}} \right] \quad (3.49)$$

care arată că distribuția de concentrație normalată este o funcție de distanța normalată, de un parametru al vitezei de scurgere și de un parametru al vitezei de creștere. Pentru $V = 0$, soluția se reduce la cazul ex-difuziei cu viteză limitată extern, care a fost discutat mai înainte în acest capitol.

Mult mai important, soluția are o formă limită foarte simplă pentru cazul în care $Vt/\sqrt{Dt} \gg 1$. În acest caz, soluția este dată cu foarte bună aproximație de

$$\frac{C_1(x, t)}{C_{\text{sub}}} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (3.50)$$

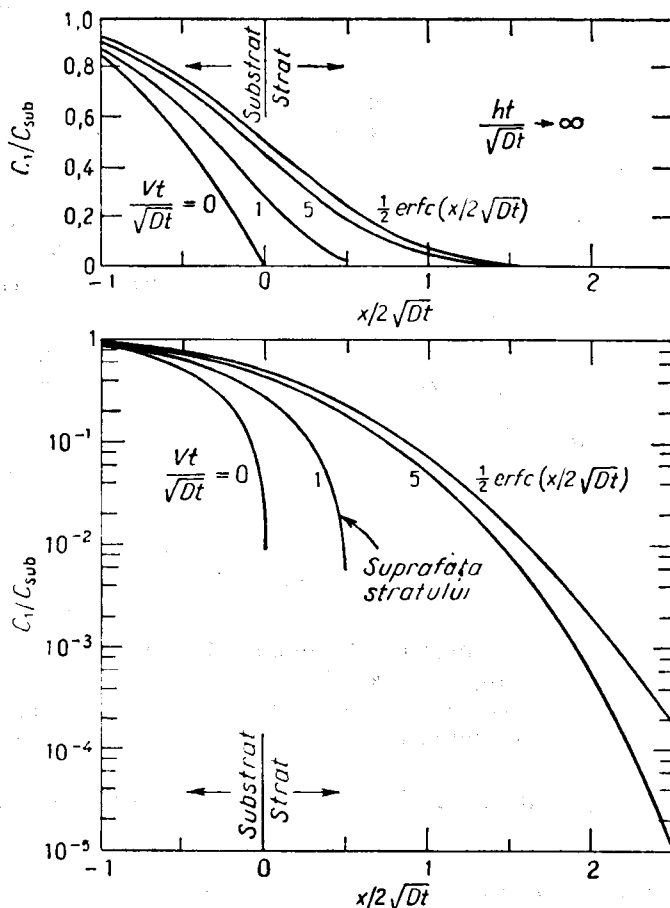


Fig. 3.33. Distribuția impurităților care difuzează dinspre substrat, [22].

independent de valoarea lui h .

Rezultatele calculelor bazate pe soluția completă, pentru cazul $ht/\sqrt{Dt} \gg 1$ și pentru diferite valori ale parametrului $Vt/\sqrt{Dt}$ sînt arătate în figura 3.33. Este evident că distribuția impurităților aproximează forma

simplă dată de ecuația 3.50 pentru valorile lui $Vt/\sqrt{Dt}$ mai mari decât 5. Deoarece grosimile tipice ale straturilor epitaxiale sînt de ordinul $10 \mu m$, în timp ce valorile tipice ale lui $\sqrt{Dt}$ pot fi de ordinul a mai puțin de $1 \mu m$, valorile tipice ale parametrului de creștere $Vt/\sqrt{Dt}$ vor fi mai mari decât 10 — deci „infini” mari pentru scopurile acestor calcule. Ca urmare, soluția simplă dată de expresia 3.50 reprezintă o foarte bună aproximație pentru condițiile practice ale creșterii epitaxiale. (La aceeași concluzie se ajunge și pe baza calculelor efectuate pentru valori ale parametrului vitezei de scurgere $ht/\sqrt{Dt}$ cuprinse între 10^{-3} și 10^3).

Este ușor să se dea o interpretare acestei forme simple limită a soluției exacte. Viteza creșterii stratului este atît de mare în raport cu viteza de difuzie dinspre substrat, încît în ceea ce privește profilul de difuzie, stratul crește spre o grosime infinită, aproape instantaneu. Astfel distribuția de concentrație va fi apropiată de aceea care s-a obținut în problema difuziei între două spații semiinfinite, [5] — relația 3.50.

Difuzia impurității de dopare externă este descrisă de soluția ecuației de difuzie cu condiția inițială,

$$C_2(x, 0) = 0 \quad (3.51)$$

și condițiile la limită

$$C_2(-\infty, t) = 0, \quad (3.52)$$

$$C_2(x, t) = C_1. \quad (3.53)$$

Prima condiție la limită stabilește că, departe în interiorul substratului, concentrația impurității dopante externe dispăre. A doua arată că, concentrația impurității dopante externe este o constantă C_1 la suprafața stratului crescut (C_1 este determinat de concentrația de impurități în amestecul de gaz).

Soluția acestei probleme, [22], este de asemenea destul de complicată. Ea poate fi reprezentată ca

$$\frac{C_2(x, t)}{C_1} = f_2\left[\frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \frac{Vt}{\sqrt{Dt}}\right]. \quad (3.54)$$

Pentru $Vt/\sqrt{Dt} \gg 1$ și pentru distanțe $x \gg 2\sqrt{Dt}$, această soluție poate fi aproximată simplu, punînd

$$C_2(x, t) = C_1 \quad (3.55)$$

Soluția combinată care descrie distribuția netă a impurităților în creșterea epitaxială, poate fi deci obținută din

$$C(x, t) = C_1(x, t) \pm C_2(x, t), \quad (3.56)$$

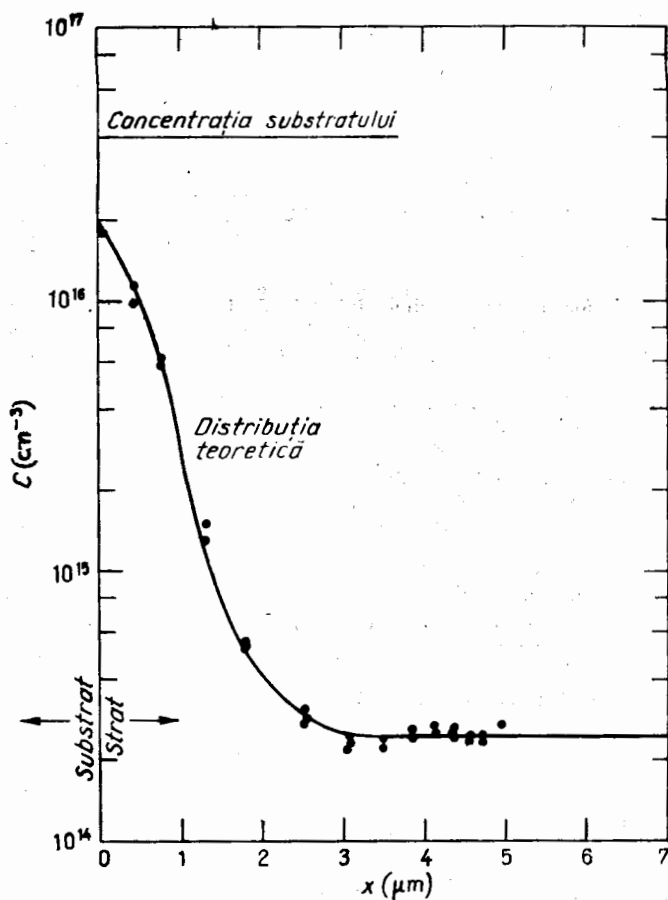


Fig. 3.34. Distribuția impurităților după creșterea epitaxială (stibiu, 20 minute la 1 275°C), [22].

unde semnul pozitiv este luat pentru impurități de același tip și semnul negativ, pentru impurități de tip opus.

Măsurători experimentale extensive, [22], au verificat soluția dată mai sus. Un exemplu de astfel de măsurători este arătat în figura 3.34.

În tratarea de mai sus s-a presupus că distribuția de impurități în stratul epitaxial este determinată numai de procesul de difuzie în solid. Acesta este într-adevăr cazul, cu condiția să se ia precauții pentru eliminarea contaminării atât de la reactor cât și de pe spatele substratului puternic dopat, [31]. S-a arătat că impuritățile de pe spatele substratului sunt purtate de curentul de gaz și încorporate în stratul crescut epitaxial, rezultând o distribuție mult mai gradată a impurităților substratului decât cea care ar fi fost dată de difuzia în solid. Acest fenomen este adesea denumit „autodopare”.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

Tratări generale ale difuziei în solide sînt date de P. G. Shewmon, *Diffusion in Solids*, McGraw-Hill Book Co., 1963; R. M. Barrer, *Diffusion In and Through Solids*, Cambridge University Press, 1941; și W. Jost, *Diffusion in Solids, Liquids, Gases*, Academic Press, 1952.

Un tratat asupra difuziei în semiconductori este *Diffusion in Semiconductors*, de B. I. Boltaks, Academic Press, 1963.

O trecere în revistă a datelor de difuzie, care se ocupă în mod special cu siliciul și a tehnologiei difuziei se găsește în Volumul 4 al seriei de rapoarte de trecere în revistă „Integrated Silicon Device Tehcnology”, elaborată de Research Triangle Institute, ASD-TDR-63-316 (1964).

Datele de difuzie în sticle sînt trecute în revistă de către R. H. Doremus, „Diffusion in Non-crystalline Silicates”, Capitolul 1 în Volumul 2 al *Modern Aspects of the Vitreous State*, J. D. Mackenzie, Ed., Butterworths, 1962.

O culegere extensivă de soluții a ecuației difuziei pentru o largă varietate de condiții poate fi găsită în H. S. Carslaw și J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, ed. a II-a, 1959.

BIBLIOGRAFIE

1. Coeficienții de difuzie sînt dați pe baza volumului IV al seriei de rapoarte de trecere în revistă „Integrated Silicon Device Tehcnology”, elaborată de Research Triangle Institute ASD-TDR-63-316 (1964).
2. Acești coeficienți de difuzie sînt dați pe baza lucrărilor :
 - a. D. E. Swets, R. W. Lee și R. C. Frank, „Diffusion Coefficients of Helium in Fused Quartz”, *J. Chem. Phys.*, **34**, 17 (1961).
 - b. R. W. Lee, R. C. Frank și D. E. Swets, „Diffusion of Hydrogen and Deuterium in Fused Quartz”, *J. Chem. Phys.*, **36**, 1062 (1962).

- c. R. C. Frank, D. E. Swets și R. W. Lee, "Diffusion of Neon Isotopes in Fused Quartz", *J. Chem. Phys.*, **35**, 1451 (1961).
- d. F. J. Norton, "Permeation of Gaseous Oxygen through Vitreous Silica", *Nature*, **171**, 701 (1961).
- e. T. Drury și J. P. Roberts, "Diffusion in Silica Glass Following Reaction with Tritiated Water Vapor", *Phys. Chem. Glasses*, **4**, 79 (1963).
- f. A. S. Grove, O. Leistiko, și C. T. Sah, "Diffusion of Gallium through a Silicon Dioxide Layer", *J. Phys. Chem. Solids*, **25**, 985 (1964).
- g. A. E. Owen și R. W. Douglas, "The Electrical Properties of Vitreous Silica", *J. Soc. Glass Tech.*, **43**, 159 (1959).
- h. M. O. Thurston și J. C. Tsai, "Diffusion of Impurities into Silicon through an Oxide Layer", Signal Corps Contract, Final Report DA-36-039-SC 87426 (1961).
- i. C. T. Sah, H. Sello, și D. A. Tremere, "Diffusion of Phosphorus in Silicon Oxide Film", *J. Phys. Chem. Solids*, **11**, 288 (1959).
- j. S. Horiuchi și J. Yamaguchi, "Diffusion of Boron in Silicon through Oxide Layer", *Jap. J. Appl. Phys.*, **1**, 314 (1962).
3. B. I. Boltaks, *Diffusion in Semiconductors*, Academic Press, 1963.
4. W. R. Wilcox și T. J. LaChapelle, "Mechanism of Gold Diffusion into Silicon", *J. Appl. Phys.*, **35**, 240 (1964).
5. H. S. Carslaw și J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, ediția a II-a (1959).
6. C. J. Froesch și L. Derick, "Surface Protection and Selective Masking During Diffusion in Silicon", *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 547 (1957).
7. O trecere extensivă în revistă a practicii difuziei în siliciu este dată în referința 1.
8. C. J. Froesch și L. Derick, "Diffusion Control in Silicon by Carrier Gas Composition", *J. Electrochem. Soc.*, **105**, 695 (1958).
9. G. E. Moore, nepublicat.
10. F. A. Trumbore, "Solid Solubilities of Impurity Elements in Germanium and Silicon", *Bell System Tech. J.*, **39**, 205 (1960).
11. T. H. Yeh și W. Armstrong, "Diffusion of Boron in Silicon", Electrochemical Society Spring 1961 Meeting, Abstract No., 69, Indianapolis.
12. D. P. Kennedy și P. C. Murley, "Impurity Atom Distribution from a Two-Step Diffusion Process", *Proc. IEEE (Corresp.)*, **54**, 620 (1964).
13. W. L. Bond și F. M. Smits, "The Use of an Interference Microscope for Measurement of Extremely Thin Surface Layers", *Bell System Tech. J.*, **35**, 1209 (1956).
14. J. C. Irvin, "Resistivity of Bulk Silicon and of Diffused Layers in Silicon", *Bell System Tech. J.*, **41**, 387 (1962).
15. L. B. Valdes, "Resistivity Measurements on Germanium for Transistors", *Proc. IRE*, **42**, 420 (1954).
16. F. M. Smits, "Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe", *Bell System Tech. J.*, **37**, 711 (1958).
17. D. P. Kennedy și R. R. O'Brien, "Analysis of the Impurity Atom Distribution Near the Diffusion Mask for a Planar P-N Junction", *IBM Journal* **9**, 179 (1965).
18. K. Lehovcși A. Slobodskoy, "Diffusion of Charged Particles into a Semiconductor under Consideration of the Built-in Field", *Solid-State Electron.*, **3**, 45 (1961).
19. S. Maekawa și T. Oshida, "Diffusion of Boron into Silicon", *J. Phys. Soc. Japan*, **19**, 253 (1964).
20. K. H. Nicholas, "Studies of Anomalous Diffusion of Impurities in Silicon", *Solid-State Electron.*, **9**, 35 (1966).
21. F. M. Smits și R. C. Miller, "Rate Limitation at the Surface for Impurity Diffusion in Semiconductors", *Phys. Rev.*, **104**, 1242 (1956).
22. A. S. Grove, A. Roder, și C. T. Sah, "Impurity Distribution in Epitaxial Growth", *J. Appl. Phys.*, **36**, 802 (1965).
23. M. M. Atalla și E. Tannenbaum, "Impurity Redistribution and Junction Formation in Silicon by Thermal Oxidation", *Bell System Tech. J.*, **39**, 933 (1960).
24. A. S. Grove, O. Leistiko, și C. T. Sah, "Redistribution of Acceptor and Donor Impurities During Thermal Oxidation of Silicon", *J. Appl. Phys.*, **35**, 2695 (1964).

25. B. E. Deal, A. S. Grove, E. H. Snow și C. T. Sah, "Observation of Impurity Redistribution During Thermal Oxidation of Silicon Using the MOS Structure," *J. Electrochem. Soc.*, **112**, 308 (1965).
26. C. D. Thurmond, "Distribution Coefficients of Impurities Distributed Between Ge or Si Crystals and Ternary Alloys or Surface Oxides," in *Properties of Elemental and Compound Semiconductors*, H. C. Gatos, Ed., p. 121, Interscience, 1960.
27. T. Kato și Y. Nishi, "Redistribution of Diffused Boron in Silicon by Thermal Oxidation," *Jap. J. Appl. Phys.*, **3**, 377 (1964).
28. C. T. Sah, H. Sello, și D. A. Tremere, "Diffusion of Phosphorous in Silicon Oxide Film," *J. Phys. Chem. Solids*, **11**, 288 (1959).
29. A. S. Grove, O. Leistiko și C. T. Sah, "Diffusion of Gallium Through a Silicon Dioxide Layer," *J. Phys. Chem. Solids*, **25**, 985 (1964).
30. S. Horiuchi și J. Yamaguchi, "Diffusion of Boron in Silicon Through Oxide Layer," *Jap. J. Appl. Phys.*, **1**, 314 (1962).
31. H. Basseches, S. K. Tung, R. C. Manz și C. O. Thomas, "Factors Affecting the Resistivity of Epitaxial Silicon Layers," *Metallurgy of Semiconductor Materials*, **15**, 69 (1962).
32. B. A. Joyce, J. C. Weaver, și D. J. Maule, "Impurity Redistribution Processes in Epitaxial Silicon Wafers," *J. Electrochem. Soc.*, **112**, 1100 (1965).

Enunțurile problemelor

- 3.1. Să se determine, folosind o modalitate asemănătoare celei utilizate în paragraful 3.2, ecuația de transport pentru cazul în care specia de atomi transportată este consumată printr-o reacție chimică. Se va presupune că viteza acestei reacții, în orice punct, este proporțională cu concentrația speciei.
- 3.2. Să se verifice că expresiile 3.13 și 3.21 satisfac ecuația difuziei și condițiile inițiale și la limită corespunzătoare.
- 3.3. O predifuzie de fosfor în siliciu conținând 10^{16} atomi acceptori/cm³ determină o rezistivitate medie de $4 \cdot 10^{-4}$ Ωcm. Să se evalueze concentrația de la suprafața a fosforului presupunând o distribuție:
 - (a) erfc;
 - (b) Gauss;
 - (c) dreptunghiulară;
 Care este cea mai realistă?
- 3.4. O joncțiune $p+n$ a fost realizată astfel:
 - materialul inițial: tip n , $5 \cdot 10^{15}$ atomi de fosfor/cm³;
 - predifuzia: BCl₃, 990°C, 15 minute;
 - difuzia propriu-zisă: O₂ uscat; 1 200°C; $t_2 = 9$ ore;
 - s-au măsurat: $V/I = 60$ Ω; $x_j = 7,0$ μm.
 Să se calculeze concentrația de impurități în funcție de distanță, cantitatea totală de impurități difuzată pe unitatea de arie (Q) și gradientul de concentrație la joncțiune.
- 3.5. O diodă este fabricată după cum urmează:
 - materialul inițial: tip n ; $4 \cdot 10^{14}$ atomi fosfor/cm³;
 - predifuzia: BCr₃, 1 150°C, 6 minute;
 - difuzia: O₂ uscat, 1 280°C, 16 ore;
 - s-au măsurat: $V/I = 0,8$ Ω; $x_j = 37$ μm.
 Să se calculeze aceleași puncte ca problema 3.4 și să se compare cele două diode.

- 3.6. Să se demonstreze relația 3.30. În această demonstrație se va presupune că (I) curentul electric este zero, (II) se realizează condiția de neutralitate a sarcinii spațiale, (III) produsul concentrației de goluri și al concentrației de electroni este $pn = n_i^2$.
- 3.7. Folosind rezultatele intermediare ale problemei anterioare, să se estimeze cimpul electric intern de la suprafață în condițiile unei predifuzii de bor la 1200°C , după o oră.
- 3.8. Tendințele diferite de redistribuție ale impurităților în timpul oxidării termice pot fi utilizate în fabricarea de structuri de dispozitive. Astfel, oxidarea siliciului care conținea inițial împreună galiu și fosfor în concentrații de $2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ și respectiv $1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, va conduce la formarea unui strat de tip n sub oxid. Dacă oxidarea este realizată în O_2 uscat la 1200°C , timp de 2 ore, să se calculeze:
- Distribuția de impurități rezultată;
 - Adâncimea joncțiunii și gradientul concentrației de impurități la joncțiune;
 - Rezistivitatea medie a stratului de tip n .
- 3.9. Să se estimeze grosimea necesară a unui strat de SiO_2 pentru a asigura mascarea unei predifuzii de bor la 1100°C , timp de 1 oră. Se va presupune că solubilitatea solidă a borului în SiO_2 este $1/m$ din solubilitatea sa solidă în siliciu. (Să se justifice această presupunere).
- 3.10. Un strat epitaxial dopat pentru a conține 10^{18} atomi de bor/ cm^3 este crescut pe patru substraturi diferite, simultan.

Aceste substraturi conțin:

- 10^{14} atomi de fosfor/ cm^3 ;
- 10^{16} atomi de fosfor/ cm^3 ;
- 10^{18} atomi de fosfor/ cm^3 ;
- 10^{16} atomi de stibiu/ cm^3 .

Condițiile de creștere sînt: 20 minute la 1250°C .

Să se calculeze adâncimea joncțiunii pentru fiecare caz.

- 3.11. Regiunea bazei unui tranzistor pnp este fabricată după cum urmează:

- materialul inițial: tip p , 10^{19} atomi de bor/ cm^3 ;
- creștere epitaxială: 20 de minute la 1250°C ;
viteza de creștere a stratului $1 \mu\text{m}/\text{min}$; doparea stratului; $5 \cdot 10^{15}$ atomi de bor/ cm^3 ;
- oxidare: 80 de minute la 1200°C , în vapori de apă.

Se deschide fereastra pentru difuzia bazei;

- predifuzie: P_2O_5 , 30 de minute la 800°C ;
- difuzia propriu-zisă: 50 de minute la 1200°C , oxigen uscat;
- s-au măsurat: $V/I = 1,4\Omega$, $x_j = 4 \mu\text{m}$.

Să se calculeze:

- Grosimea stratului de oxid în fereastra pentru difuzia bazei și în celelalte părți ale plăchetei.
- Distribuția de impurități după difuzie, incluzînd redistribuția impurităților din substrat.
- Care este numărul total (Q) de impurități din bază? Dar gradientul la joncțiunea colector-bază? Dar distanța pe care concentrația de impurități acceptoare este uniformă?

Tabelul 3.3

FORMULE IMPORTANTE ÎN CEEA CE PRIVEȘTE DIFUZIA

Expresia fluxului : sarcină pozitivă	$F = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu \mathcal{E} C$
sarcină negativă	$F = -D \frac{\partial C}{\partial x} - \mu \mathcal{E} C$
Relația lui Einstein :	$D = \frac{kT}{q} \mu$
Ecuția de transport :	$\frac{\partial C}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial x}$
pentru $\mathcal{E} = \text{constant}$, sarcină pozitivă	$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \mu \mathcal{E} \frac{\partial C}{\partial x}$
sarcină negativă	$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \mu \mathcal{E} \frac{\partial C}{\partial x}$
Straturi difuzate: C_S constant	$C(x,t) = C_S \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$ $Q(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Dt} C_S$ $\left. \frac{dC}{dx} \right _{(x,t)} = - \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} C_S e^{-x^2/4Dt} \cong - \frac{x}{2Dt} C(x,t)$
Q constant	$C(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt}$ $C_S(t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}}$ $\left. \frac{dC}{dx} \right _{(x,t)} = - \frac{x}{2Dt} C(x,t)$

Partea a doua

Semiconductoare și dispozitive semiconductoare

- ELEMENTE DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR
- SEMICONDUCTOARE ÎN CONDIȚII DE NEECHILIBRU
- JONCTIUNI $p-n$
- TRANZISTOARE CU JONCTIUNE
- TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP CU JONCTIUNE

- TEORIA DE BENZI A CORPULUI SOLID
- ELECTRONI ȘI GOLURI ÎN SEMICONDUCTOARE
- FUNCȚIA DE DISTRIBUȚIE FERMI-DIRAC
- FORMULE IMPORTANTE
- TRANSPORTUL ELECTRONILOR ȘI GOLURILOR

4

Elemente de fizica semiconductoarelor

În acest capitol se prezintă și se discută câteva rezultate importante ale fizicii semiconductoarelor. Se vor considera numai acele aspecte ale fizicii semiconductoarelor care sînt esențiale pentru tratarea dispozitivelor semiconductoare și a fenomenelor de suprafață.

Se începe cu o discuție calitativă a teoriei de benzi a corpului solid și a semiconductoarelor intrinseci și extrinseci. Apoi se discută funcția de distribuție Fermi-Dirac și conceptul de nivel Fermi și se prezintă acele formule importante din fizica semiconductoarelor care se vor utiliza peste tot în această carte. În final se tratează transportul — prin drift (sub influența cîmpului) și prin difuzie — al electronilor și golurilor în semiconductoare.

4.1. TEORIA DE BENZI A CORPULUI SOLID

Rezultatul cel mai important al aplicării mecanicii cuantice la descrierea comportării electronilor în corpul solid este acela că nivelele energetice permise ale electronilor se grupează în *benzi*. Aceste benzi sînt separate prin zone care pun în evidență energii pe care electronii nu le pot avea în corpul solid. Aceste zone se numesc *benzi interzise*. Benzile de energie și banda interzisă sînt ilustrate schematic în figura 4.1.

Electronii din stratul cel mai îndepărtat al atomilor care formează corpul solid, *electronii de valență*, sînt arătați aici în starea cu energia cea mai joasă. Banda acestor stări se numește *banda de valență*.

În studiul fizicii semiconductoarelor fenomenul de *conducție* este de un interes principal. Conducția constă din mișcarea electronilor. Deci conducția este posibilă numai dacă se pot obține electroni în mișcare, sau

exprimat în funcție de energie, numai dacă se poate comunica electronului energie cinetică.

În aceste condiții se pot examina trei clase diferite de corpuri solide — metale, izolanti și semiconductoare — în funcție de ambele reprezentări — atomistică și de benzi energetice — din punctul de vedere al posibilității de a comunica sau nu energie unui electron.

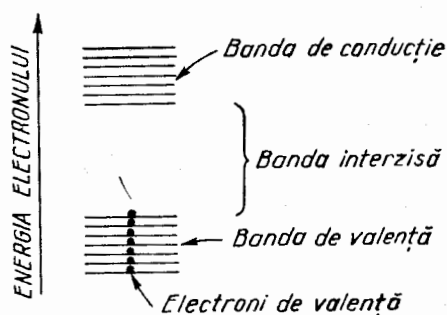


Fig. 4.1. Reprezentarea schematică a structurii de benzi pentru electroni în corpul solid; se indică benzile de energie și banda interzisă.

În metale electronii de valență sînt liberi și constituie o mare de electroni, care se pot mișca chiar și la aplicarea unui cîmp electric mic. Reprezentarea care corespunde benzilor de energie — considerînd aluminiul ca exemplu — este dată în partea de jos a figurii 4.2a. Cele două benzi corespunzătoare figurii anterioare aici se suprapun, neexistînd deci banda interzisă. În consecință este posibil ca electronul cel mai de sus din această figură, să se deplaseze pe nivelul cel mai apropiat, iar apoi pe următorul ș.a.m.d., cu alte cuvinte se poate comunica energie cinetică electronilor, conducția fiind deci posibilă.

Dacă se consideră cazul unui izolat — ca de exemplu bioxidul de siliciu — prezentat în figura 4.2b, apare o situație diferită. Electronii de valență formează în acest caz legături puternice între atomii învecinați. Aceste legături sînt dificil de rupt și din această cauză nu există electroni liberi care să poată participa la conducție. În reprezentarea de benzi, aceasta înseamnă că există o bandă interzisă mare între banda de valență și următoarea bandă superioară, *banda de conducție*. Toate nivelele din banda de valență sînt ocupate de electroni, iar toate nivelele din banda de conducție sînt goale. Deoarece cîmpuri electrice mici nu pot „sălta” electronul cel mai de sus din banda de valență în banda de conducție, este imposibil să se comunice energie oricăruia din electronii figurați în diagrama de benzi. Din acest motiv, bioxidul de siliciu este un izolat, el nu conduce curentul electric.

Cazul intermediar al semiconductoarelor — considerînd siliciul ca exemplu — este indicat în figura 4.2c. Legăturile între doi atomi de siliciu vecini sînt de o intensitate moderată. Prin urmare pentru orice temperatură mai mare ca zero absolut datorită vibrațiilor termice ale atomilor

de siliciu unele din legături se rup. Când se rupe o legătură rezultă un electron liber capabil să participe la conducția curentului. Un astfel de electron este denumit *electron de conducție*. În plus, apare acum „un deficit” acolo unde a fost electronul înainte de ruperea legăturii. Acest deficit se numește *gol*. Electronii de valență pot sări din legăturile învecinate, în

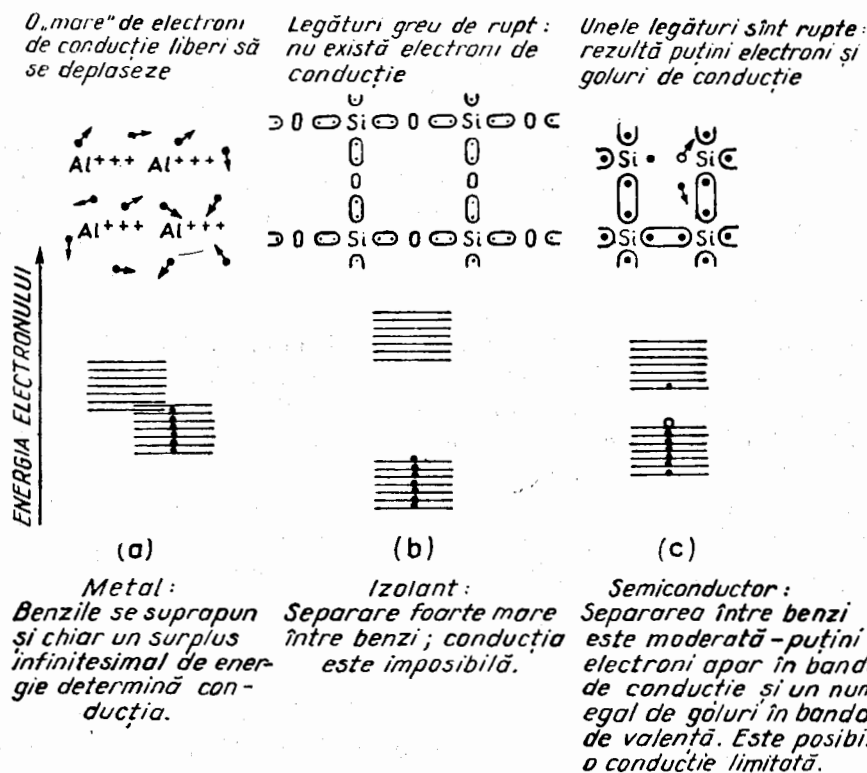


Fig. 4.2. Reprezentarea schematică atomistică și de benzi energetice a unui conductor, a unui izolator și a unui semiconductor intrinsec.

locul unui gol, producându-se astfel o conducție suplimentară. Această conducție suplimentară este ușor de interpretat prin mișcarea golului încărcat pozitiv, în direcția opusă *.

În reprezentarea de benzi, banda interzisă a semiconductorului nu este atât de mare ca a izolantului. Din această cauză unii dintre electronii sînt

* Conceptul de gol este analog cu cel al unei bule într-un lichid. Deși este clar că lichidul este cel care se mișcă, este mult mai comod să se vorbească despre mișcarea bulei într-o direcție opusă.

capabili să sară din banda de valență în banda de conducție, lăsând în urmă goluri în banda de valență.

Odată cu aplicarea unui câmp electric, electronii din banda de conducție pot primi energie cinetică, deci ei vor fi capabili să participe la conducția curentului electric. În același timp golurile din banda de valență vor fi de asemenea capabile să primească energie cinetică și să participe la conducția curentului.

Diagrama de benzi de energie, așa cum este prezentată în figurile 4.1 și 4.2 indică energia electronului. Când energia unui electron crește, electronul va ocupa o poziție *mai ridicată* în diagrama de benzi.

Când se spune că energia unui gol a crescut se înțelege că energia celorlalți electroni din banda de valență s-a mărit. Deci unii din electronii din banda de valență vor ocupa în diagrama de benzi nivele mai ridicate. Corespunzător, creșterea energiei unui gol se reprezintă prin deplasarea *în jos*, în banda de valență, a golului (vezi analogia cu mișcarea unei bule în lichid).

Este important de observat acum, că nivelul cel mai coborât din banda de conducție indică energia unui electron de conducție care se află în repaus. Dar energia unui electron în repaus este evident energia sa potențială. Rezultă că marginea inferioară E_c a benzii de conducție indică energia potențială a electronului.

La fel marginea superioară a benzii de valență E_v indică energia potențială a golului.

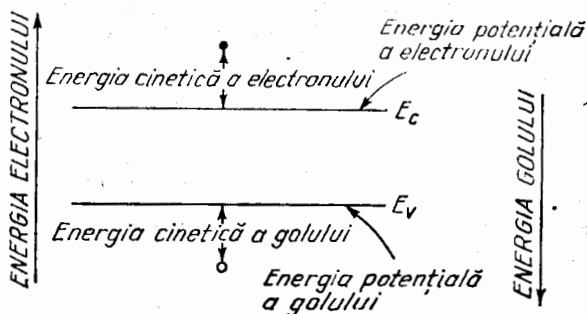


Fig. 4.3. Energia electronului și a golului în reprezentarea de benzi.

Dacă un electron are o energie superioară nivelului de energie E_c , sau un gol are o energie inferioară nivelului de energie E_v , atunci acest electron, sau gol, are o energie cinetică egală cu diferența dintre energia lui și marginea benzii respective, după cum se indică în figura 4.3.

4.2. ELECTRONI ȘI GOLURI ÎN SEMICONDUCTOARE

În semiconductoare absolut pure, electronii și golarile de conducție rezultă numai prin ruperea legăturilor, deci concentrația n de electroni este egală cu concentrația p de goluri. Aceste concentrații definesc *concentrația intrinsecă a purtătorilor* n_i , din semiconductor.

Este de așteptat ca această concentrație intrinsecă a purtătorilor să depindă de energia de vibrație a rețelei (deci de temperatură), care este responsabilă pentru ruperea legăturilor. Concentrația intrinsecă a purtătorilor trebuie să depindă de asemenea de energia necesară pentru ruperea unei legături, care în reprezentarea de benzi corespunde lățimii benzii interzise, E_G .

Ambele dependențe sînt confirmate de datele experimentale prezentate în figura 4.4, unde se indică concentrația intrinsecă pentru trei din semiconductoarele importante—galiu-arsen, germaniu, siliciu — în funcție de temperatură. În figură se indică de asemenea și valoarea benzii interzise a acestor semiconductoare. Este evident că : (I) pentru orice semiconductor, n_i crește foarte repede cu temperatura, (II) că pentru orice temperatură dată, n_i scade puternic odată cu creșterea lățimii benzii interzise.

O examinare mult mai atentă a datelor indicate în figură, arată faptul că ambele dependențe pot fi descrise printr-o dependență exponențială de temperatură $n_i \sim e^{-E_a/kT}$, unde energia de activare E_a este aproximativ egală cu $E_G/2$. Această relație importantă se va discuta ulterior.

Fie acum cazul în care o impuritate avînd o concentrație mult mai mare ca n_i este încorporată într-un monocristal semiconductor. În particular se va considera inițial cazul care se obține cînd se adaugă siliciului, care are patru electroni de valență, o impuritate care are cinci electroni de valență, de exemplu fosforul. Acest caz este ilustrat în figura 4.5a. (În conformitate cu numărul electronilor de valență fosforul se află în coloana a cincea a tabelului periodic al elementelor, iar siliciul în coloana a patra). Electronul suplimentar al atomului de fosfor nu se poate acomoda cu aranjamentul uniform al legăturilor rețelei siliciului și deoarece el nu are loc este mult mai ușor de smuls. Rezultă că *energia de ionizare* a fosforului în siliciu este mult mai mică decît lățimea benzii interzise a siliciului. De fapt, această energie de ionizare este aproximativ de numai 0,05 eV.

Într-un cristal de siliciu, la temperatura camerei, energia de vibrație a rețelei este de obicei suficientă pentru a furniza cantitatea de energie necesară pentru ionizare. Rezultă că în siliciu impuritățile din coloana V, sînt în general toate ionizate la temperatura camerei, asigurînd un număr egal de electroni de conducție, în afară de cazul în care concentrația acestor impurități este relativ mare ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Această situație se numește *ionizare completă*.

Deci în condițiile ionizării complete se poate scrie că există o concentrație de electroni $n = N_D$, unde prin N_D s-a notat concentrația de impurități *donoare*. (Impuritățile din coloana V, în siliciu, sînt denumite *donoare*, deoarece ele cedează electroni benzii de conducție a cristalului de siliciu).

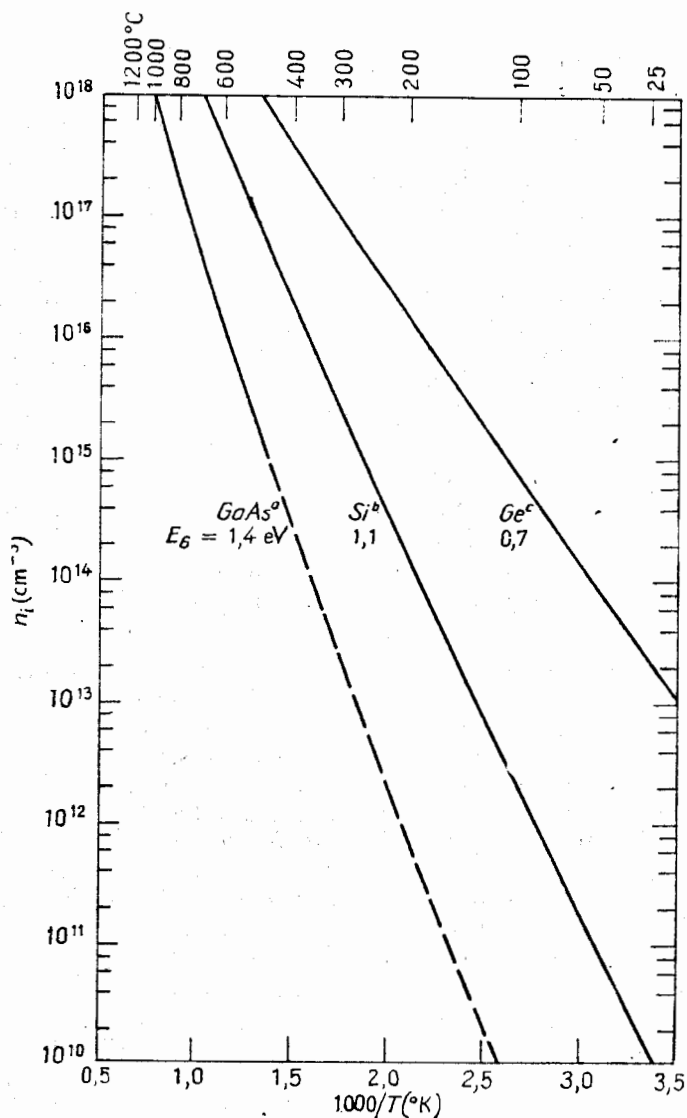


Fig. 4.4. Concentrația intrinsecă a purtătorilor pentru galiu-arsen, siliciu și germaniu în funcție de temperatură, [1].

Aceasta se ilustrează din nou în diagrama de benzi din figura 4.5a, prin indicarea unei concentrații egale de electroni și ioni ai atomilor donori. Ionii donori sunt reprezentați prin sarcini pozitive plasate, în energie, puțin sub marginea benzii de conducție.

O tratare analogă se poate da pentru cazul în care se introduce în rețeaua siliciului, o impuritate care are trei electroni de valență (impuri-

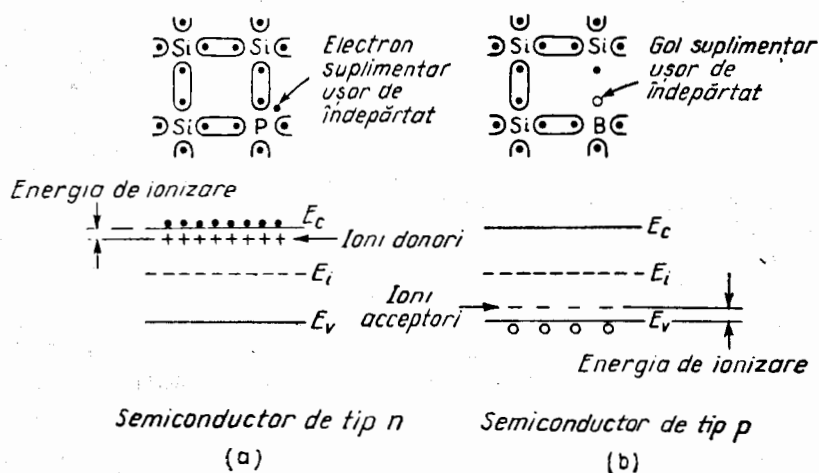


Fig. 4.5. Reprezentarea schematică, atomică și de benzi energetice, a semiconductorilor extrinseci.

tate din coloana III), de exemplu borul. Deoarece impuritățile din coloana III au un electron mai puțin decât siliciul, se poate considera că ele poartă un gol. Acest gol poate fi smuls de la locul lui relativ ușor, energia de ionizare corespunzătoare fiind de aproximativ 0,05 eV.

Dacă ionizarea este completă, concentrația de goluri este $p \doteq N_A$, unde s-a notat N_A concentrația de impurități *acceptoare*. (Impuritățile din coloana III se numesc *acceptoare*, deoarece ele pot accepta un electron din banda de valență a cristalului, ceea ce este desigur echivalent cu a da un gol benzii de valență). Această situație se ilustrează în figura 4.5b atât în reprezentarea atomică cât și în cea de benzi. Deoarece s-a considerat ionizarea completă, concentrația de goluri în banda de valență este egală cu concentrația de atomi acceptori din cristal. Ionii acceptori sunt indicați prin sarcini negative plasate, în energie, cu puțin deasupra marginii benzii de valență.

În primul din aceste două cazuri concentrația de electroni este mult mai mare ca cea de goluri. Deoarece conducția curentului este asigurată în acest caz în mod predominant de către electroni, se spune că tipul de conductibilitate al semiconductorului este *n* (de la negativ).

În al doilea caz concentrația de goluri este mult mai mare decât concentrația de electroni, iar curentul este determinat în esență de mișcarea golurilor. În acest caz tipul de conductibilitate este p (de la pozitiv.)

În general pot fi prezente simultan concentrații de impurități atât de tip donor cât și de tip acceptor. Tipul de conductibilitate al semiconductorului este determinat de impuritatea cu concentrație mai mare. Concentrația purtătorilor majoritari corespunzători va fi dată de $n \doteq N_D - N_A$, dacă $N_D > N_A$ și de $p = N_A - N_D$, dacă $N_A > N_D$.

4.3. FUNCȚIA DE DISTRIBUȚIE FERMI-DIRAC

În paragrafele anterioare s-au discutat diversele stări energetice ale electronului în semiconductoare: stări în benzile de conducție și valență și stări introduse în banda interzisă de impuritățile donoare și acceptoare. În continuare se discută ceea ce determină probabilitatea ca o stare energetică dată să fie ocupată de un electron.

Distribuția în energie a electronilor într-un solid este dată de *legea statistică Fermi-Dirac*. Rezultatul principal al acestei statistici este *funcția de distribuție Fermi-Dirac* care dă probabilitatea ca o stare electronică cu energia E să fie ocupată de un electron

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}}. \quad (4.1)$$

Această funcție conține un parametru, E_F , care se numește *nivel Fermi*.

Într-o definiție riguroasă nivelul Fermi este descris ca fiind potențialul chimic al electronilor din solid. Cu toate acestea, în ceea ce ne interesează este suficient să se observe că nivelul Fermi este acea energie pentru care *probabilitatea de ocupare a unei stări de energie de către un electron este exact 1/2*.

În figura 4.6a se indică aspectul funcției de distribuție Fermi-Dirac pentru cazul semiconductorului intrinsec. În partea stângă a figurii se indică probabilitatea de ocupare a stărilor de către electroni, în funcție de energia stărilor. În banda de conducție există un număr mare de stări, dar probabilitatea lor de ocupare este mică; în banda de conducție vor exista deci numai câțiva electroni. În banda de valență numărul de stări este de asemenea mare, cele mai multe din ele fiind ocupate cu electroni, deoarece probabilitatea de ocupare a stărilor din banda de conducție este aproape egală cu unu. Deci, în banda de valență vor fi puține stări neocupate sau, ceea ce este echivalent, un număr mic de goluri.

Funcția de distribuție Fermi-Dirac este simetrică în jurul nivelului Fermi E_F . Deci dacă numărul de stări energetice este același atât în banda de conducție cât și în banda de valență și dacă numărul de electroni din banda de conducție este de asemenea egal cu numărul de goluri din banda de valență nivelul Fermi trebuie să fie plasat în mijlocul benzii interzise. Aceasta reprezintă — aproximativ — ceea ce se întâmplă în cazul unui semiconductor intrinsec.

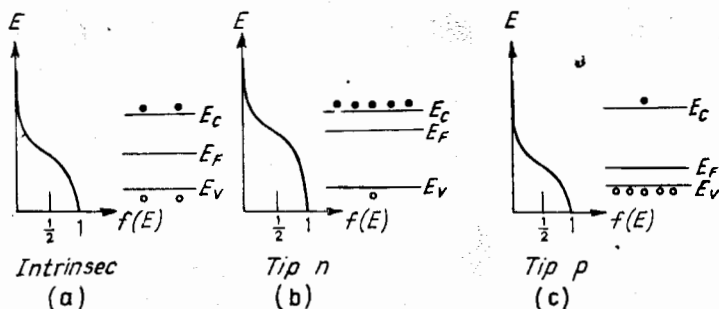


Fig. 4.6. Funcția de distribuție Fermi-Dirac pentru un semiconductor intrinsec, de tip n și de tip p .

Nivelul Fermi într-un semiconductor intrinsec este adeseori denumit *nivelul Fermi intrinsec* și se notează prin simbolul E_i .

Într-un semiconductor de tip n concentrația de electroni din banda de conducție este mai mare decât cea care corespunde cazului semiconductorului intrinsec. Deoarece densitatea stărilor de energie în banda de conducție este identică cu cea pentru semiconductorul intrinsec, rezultă că nivelul Fermi — în cazul semiconductorului de tip n — și odată cu el întreaga funcție de distribuție Fermi-Dirac — se vor deplasa în sus în diagrama de benzi.

Pentru un semiconductor de tip p atât nivelul Fermi cât și funcția de distribuție Fermi-Dirac se vor deplasa în jos.

Aceste două cazuri sînt ilustrate în figura 4.6b și c.

Pentru energii care sînt situate la o distanță de cel puțin cîteva unități kT deasupra sau dedesubtul nivelului Fermi, funcția de distribuție Fermi-Dirac se poate aproxima prin relațiile mai simple

$$f(E) = e^{-(E-E_F)/kT}, \quad \text{pentru } E > E_F \quad (4.2)$$

și

$$f(E) = 1 - e^{-(E_F-E)/kT}, \quad \text{pentru } E < E_F. \quad (4.3)$$

Este util ca al doilea termen al celei de-a doua relații să fie privit ca probabilitatea de ocupare a unei stări de energie E de către un gol.

Aceste expresii ar fi rezultat direct dacă pentru deducerea funcțiilor de distribuție s-ar fi utilizat în locul statisticii Fermi-Dirac, statistica Boltzmann.

Deci statistica Boltzmann constituie o bună aproximație pentru statistica Fermi-Dirac în cazul energiilor situate la cel puțin câteva unități kT distanță de nivelul Fermi E_F .

4.4. FORMULE IMPORTANTE PENTRU SEMICONDUCTOARE, LA ECHILIBRU

a. Concentrațiile de electroni și goluri

Concentrațiile de electroni și de goluri din semiconductor se pot calcula, dacă se determină (pe baza mecanicii cuantice) densitatea de stări în benzile de conducție și valență și dacă se ia în considerare probabilitatea de ocupare a acestor stări cu electroni. Astfel de calcule conduc la următoarele expresii pentru concentrația de electroni

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad (4.4)$$

și pentru concentrația de goluri

$$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT}. \quad (4.5)$$

În prima din aceste expresii se poate considera factorul exponențial ca probabilitatea de ocupare de către un electron a stării localizate la marginea benzii de conducție E_c . La fel factorul exponențial din a doua expresie se poate considera ca probabilitatea de ocupare de către un gol a stării localizate la marginea benzii de valență E_v .

Corespunzător, se poate stabili o interpretare simplă, pentru factorii N_c și N_v , ei indicînd *densitatea efectivă a stărilor* pentru banda de conducție și respectiv pentru banda de valență.

Atît N_c cît și N_v sînt proporționale cu $T^{3/2}$.

Valoarea densității efective a stărilor pentru germaniu, siliciu și galiu-arsen la temperatura camerei (27°C) este dată în tabelul 4.1, împreună cu alte proprietăți importante ale acestor semiconductoare și a unui izolant bioxidul de siliciu.

Relațiile 4.4 și 4.5 indică, în concordanță cu cele discutate în paragraful anterior, că odată cu apropierea nivelului Fermi E_F , de marginea benzii de conducție E_c , concentrația de electroni crește, iar concentrația de goluri scade. Corespunzător la apropierea nivelului Fermi de marginea

benzii de valență E_v , scade concentrația de electroni și crește concentrația de goluri.

Aproximația utilizată mai sus pentru funcția de distribuție Fermi-Dirac devine imprecisă îndată ce nivelul Fermi se apropie fie de marginea benzii de conducție, fie de cea a benzii de valență la o distanță de câteva unități kT . Din această cauză, cât și din alte câteva motive suplimentare, ecuațiile 4.4 și 4.5 își pierd valabilitatea, când concentrația de impurități atinge valori de ordinul 10^{19} cm^{-3} . În aceste condiții semiconductorul se denumește *degenerat*.

Un alt set de formule, care este mult mai util când se dorește o simetrie în expresiile matematice, se poate obține din relațiile 4.4 și 4.5. Se poate scrie

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}, \quad (4.6)$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}, \quad (4.7)$$

unde

$$E_i = \frac{1}{2} (E_c + E_v) + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c} \quad (4.8)$$

este nivelul Fermi intrinsec. Se observă că nivelul Fermi intrinsec se plasează în vecinătatea mijlocului benzii interzise, fiind diferit de el printr-un termen care în condiții uzuale este foarte mic. În consecință în cele mai multe cazuri nivelul Fermi intrinsec poate fi considerat ca fiind plasat în mijlocul benzii interzise.

b. Produsul pn la echilibru

Din relațiile 4.4 și 4.5 cât și din relațiile 4.6 și 4.7 este evident că produsul concentrațiilor de electroni și de goluri este independent de nivelul Fermi, deci de tipul semiconductorului și de concentrațiile individuale de electroni și goluri. Deci,

$$pn = n_i^2 = N_c N_v e^{-E_G/kT}. \quad (4.9)$$

Această relație foarte importantă poate fi obținută pe baza legii acțiunii masei, chiar fără a se mai deduce formulele pentru concentrațiile individuale ale purtătorilor.

Relația 4.9 este valabilă, cu condiția ca semiconductorul să se găsească în condiții de echilibru. Deci, rezultă că această relație se poate utiliza și ca un criteriu de realizare a condițiilor de echilibru într-un semiconductor.

Tabelul 4.1

PROPRIETĂȚI IMPORTANTE ALE GERMANIULUI, SILICIULUI, GALIULUI-ARSEN ȘI BIXIDULUI DE SILICIU LA 27°C

	Ge	Si	GaAs	SiO ₂
Greutate atomică sau moleculară	72,60	28,09	144,63	60,08
Atomi sau molecule/cm ³	$4,42 \times 10^{23}$	$5,00 \times 10^{23}$	$2,21 \times 10^{23}$	$2,3 \times 10^{22}$
Structura cristalină	Diamant 8 atomi în celula elementară	Diamant 8 atomi în celula elementară	Zinc-blendă 8 atomi în celula elementară	Rețea dezordonată de tetraedre de SiO ₄ . Caracterul le- găturii 50 % covalent, 50 % ionic
Constanta rețelei (Å)	5,66	5,43	5,65	...
Densitatea ρ (g/cm ³)	5,32	2,33	5,32	2,27
Banda interzisă (eV)	0,67	1,11	1,40	~8
Densitatea efectivă a stărilor pentru banda de conducție N_c (cm ⁻³) banda de valență N_v (cm ⁻³)	$1,04 \times 10^{19}$ $6,0 \times 10^{18}$	$2,8 \times 10^{19}$ $1,04 \times 10^{19}$	$4,7 \times 10^{17}$ $7,0 \times 10^{18}$	...
Concentrația intrinsecă a purtătorilor n_i (cm ⁻³)	$2,4 \times 10^{13}$	$1,45 \times 10^{10}$	$\sim 9 \times 10^6$	...

Mobilitatea determinată de rețea (intrinsecă) (cm ² /Vs) electroni goluri	3900 1900	1350 480	8600 250	izolant; $\rho > 10^{16}$ Ω cm la 300°K.
Constanta dielectrică	16,3	11,7	12	3,9
Cîmpul de străpungere (V/ μ)	~8	~30	~35	~600
Temperatura de topire (°C)	937	1415	1238	~1700
Presiunea de vapori (torr)	10 ⁻⁷ la 880°C 10 ⁻⁹ la 750°C	10 ⁻⁶ la 1250°C 10 ⁻⁷ la 1050°C	1 la 1050°C 100 la 1220°C	10 ⁻³ la 1450°C 10 ⁻¹ la 1700°C
Căldura specifică, C_p (J/g°C)	0,31	0,7	0,35	1,0
Conductivitatea k_h (W/cm°C)	0,6	1,5	0,81	0,014
Coefficientul de difuzie termic $k = \frac{k_h}{\rho C_p} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \right)$	0,36	0,9	0,44	0,006
Coefficientul de dilatare liniară $\frac{\Delta L}{L \Delta T} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right)$	5,8 × 10 ⁻⁶	2,5 × 10 ⁻⁶	5,9 × 10 ⁻⁶	0,5 × 10 ⁻⁶

Expresia 4.9 indică de asemenea că există o dependență de temperatură, aproximativ exponențială, a concentrației intrinseci a purtătorilor $n_i \sim e^{-E_G/2kT}$, în concordanță cu rezultatele experimentale indicate în figura 4.4. (Dependența reală de temperatură este puțin mai accentuată deoarece N_c și N_v cresc și ele cu creșterea temperaturii).

c. Neutralitatea sarcinii spațiale

Într-un semiconductor în care impuritățile sînt distribuite uniform se realizează *condiția de neutralitate a sarcinii spațiale*, adică densitatea netă de sarcină ρ pentru orice element de volum al semiconductorului este zero.

Pentru a obține densitatea netă de sarcină, se adună toate sarcinile pozitive și negative. Deci, dacă atomii donori și acceptori sînt total ionizați,

$$\rho = q(p - n + N_D - N_A). \quad (4.10)$$

În consecință, rezultă că realizarea condiției de neutralitate a sarcinii spațiale implică egalitatea

$$p - n = N_A - N_D. \quad (4.11)$$

Prin combinarea condiției de neutralitate, cu relația de echilibru $np = n_i^2$, se poate deduce concentrația de echilibru a electronilor într-un semiconductor de tip n

$$n_n = \frac{1}{2} [N_D - N_A + \sqrt{(N_D + N_A)^2 + 4 n_i^2}] \quad (4.12)$$

și concentrația de goluri la echilibru într-un semiconductor de tip p

$$p_p = \frac{1}{2} [N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4 n_i^2}]. \quad (4.13)$$

Se vede că în cazul în care concentrația netă de impurități $|N_D - N_A|$ este mult mai mare decît concentrația intrinsecă n_i (ceea ce este în general valabil pentru siliciu la temperatura camerei), relațiile de mai sus se simplifică devenind

$$n_n \doteq N_D - N_A \quad (4.14)$$

și

$$p_p \doteq N_A - N_D. \quad (4.15)$$

La fel, din aceste formule pentru concentrația de purtători majoritari și relația de echilibru se pot obține expresiile pentru concentrația de purtători minoritari :

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D - N_A} \quad (4.16)$$

și

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} \quad (4.17)$$

În expresiile de mai sus indicele se referă la tipul semiconductorului (de exemplu n_n înseamnă concentrația de electroni într-un semiconductor de tip n).

Purtătorii a căror concentrație este cea mai mare se numesc purtători majoritari, iar ceilalți purtători minoritari.

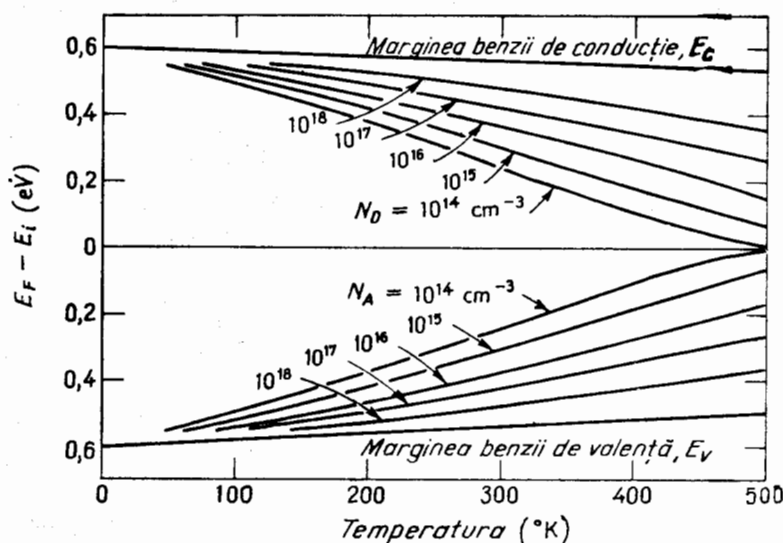


Fig. 4.7. Nivelul Fermi în siliciu în funcție de temperatură, pentru diverse concentrații de impurități.

Utilizând relațiile 4.12 și 4.13 împreună cu relațiile 4.6 și 4.7, se poate calcula poziția în banda interzisă a nivelului Fermi în funcție de temperatură, pentru o concentrație dată de atomi donori sau acceptori. Rezultatele unor astfel de calcule (pentru siliciu) sînt prezentate în figura 4.7. Se observă că odată cu creșterea temperaturii nivelul Fermi tinde spre

nivelul Fermi intrinsec — adică semiconductorul devine intrinsec. (Figura indică de asemenea variația ușoară cu temperatura a lărgimii benzii interzise a siliciului).

Interesează de asemenea și dependența de temperatură a concentrației de purtători majoritari.

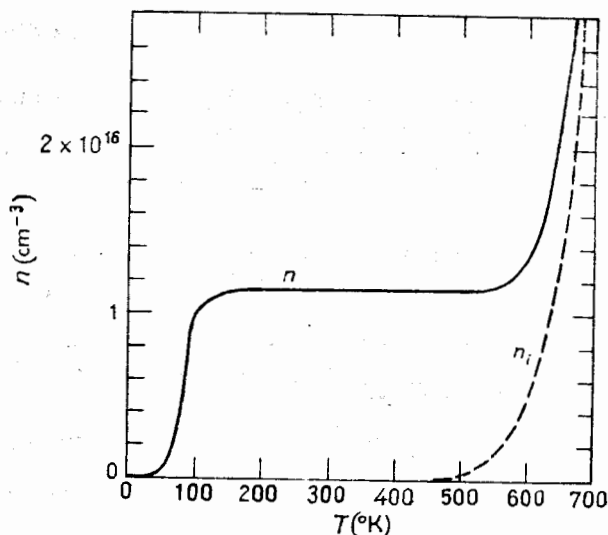


Fig. 4.8. Concentrația de electroni, în siliciu de tip n , în funcție de temperatură, [2].

În figura 4.8 se indică rezultatele măsurărilor experimentale [2], ale dependenței de temperatură a concentrației de electroni în siliciu de tip n .

La temperaturi joase energia termică a cristalului nu este suficientă pentru ca toate impuritățile donoare să fie ionizate, concentrația electronilor fiind deci mai mică decât cea a impurităților donoare. Odată cu creșterea temperaturii se atinge condiția de ionizare completă — concentrația de electroni devine egală cu concentrația de atomi donori — după care concentrația electronilor rămâne practic constantă pentru un interval mare de variație a temperaturii.

Prin creșterea în continuare a temperaturii se realizează situația în care concentrația intrinsecă a purtătorilor devine comparabilă cu concentrația de atomi donori. După depășirea temperaturii la care se realizează această situație semiconductorul devine intrinsec. Este deci evident că un semiconductor poate să fie intrinsec chiar dacă este dopat cu o concentrație relativ mare de atomi donori sau acceptori, cu condiția ca temperatura să fie suficient de mare astfel încât concentrația intrinsecă să depășească

concentrația de donori sau acceptori. (Acest lucru rezultă de altfel clar și din figura 4.7.) Temperatura la care semiconductorul devine intrinsec va depinde desigur de concentrația de donori sau acceptori din semiconductor.

Formulele date anterior, care se referă la semiconductoare în condiții de echilibru termic, sînt rezumate în tabelul 4.2, de la sfîrșitul acestui capitol.

4.5. TRANSPORTUL ELECTRONILOR ȘI GOLURILOR

a. Antrenarea de către cîmpul electric (drift)

Fie un semiconductor de tip n , cu o concentrație uniformă de atomi donori, fără cîmp electric aplicat. Electronii din semiconductor au o miș-

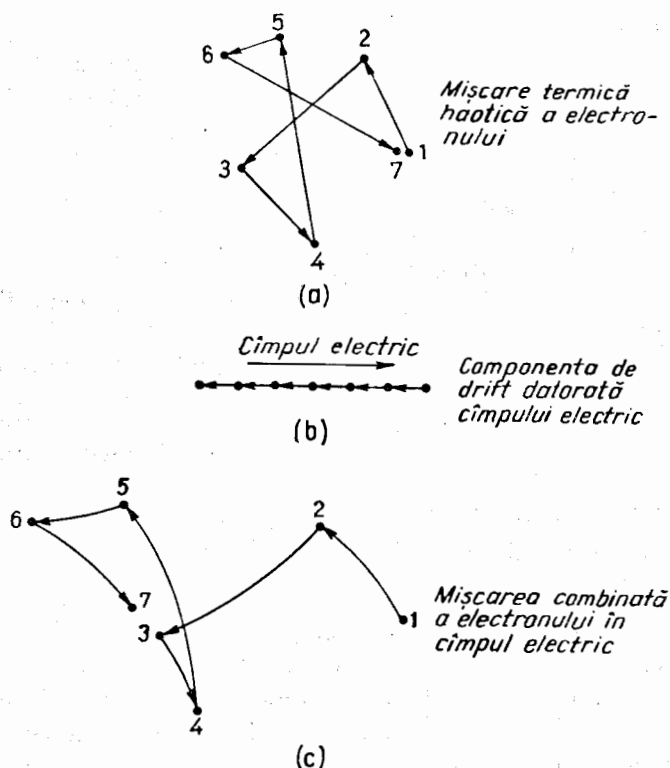


Fig. 4.9. Mișcarea unui electron într-un cristal.

care termică haotică întreruptă de ciocniri, după cum se indică în figura 4.9a. Această mișcare termică nu conduce la o deplasare netă a electronilor, dacă se consideră o perioadă de timp suficient de lungă.

Prin aplicarea unui cîmp electric semiconductorului peste mișcarea termică a purtătorilor se suprapune o componentă suplimentară a vitezei.

Această componentă suplimentară numită *viteza de drift* (de antrenare) are un sens opus (pentru electroni) cîmpului electric. Mișcarea electronilor datorită acestei componente este arătată în figura 4.9b.

Prin adunarea ambelor componente se obține mișcarea rezultantă a electronilor, după cum se indică în figura 4.9c.

Pentru a vedea care sînt factorii care influențează viteza de drift a electronilor, se va considera următorul model simplificat. Mărimea vitezei de drift la un timp t după ciocnire este dată de $v(t) = v(0) + at$, unde $v(0)$ este mărimea vitezei imediat după ciocnire. Ea se va lua egală cu zero, ceea ce este de fapt echivalent cu a presupune că electronii suferă ciocniri care fac mișcarea lor complet întimplătoare (haotică). Mărimea accelerației a este dată de legea a doua a lui Newton, $a = q \mathcal{E} m^*$, unde m^* este masa efectivă a electronilor în cristalul semiconductor. Masa efectivă este o mărime ce înlocuiește masa m a electronului liber în diverse calcule, realizînd corecția impusă de prezența rețelei cristaline a semiconductorului, asupra comportării electronului.

Dacă timpul mediu între ciocniri este t_c , atunci viteza medie de drift a electronilor va fi

$$\bar{v}_{drift} = \frac{q\mathcal{E}}{2m^*} t_c = \mu \mathcal{E}, \quad (4.18)$$

unde

$$\mu \equiv \frac{\bar{v}_{drift}}{\mathcal{E}} = \frac{q t_c}{2m^*} \quad (4.19)$$

este *mobilitatea* electronilor*.

Descrierea dată mai sus presupune că intervalul de timp dintre două ciocniri t_c este independent de cîmpul electric aplicat. Aceasta este o presupunere rezonabilă numai atît timp cît viteza de drift este mică în comparație cu viteza mișcării termice a purtătorilor, care este de aproximativ 10^7 cm/s pentru siliciu, la temperatura camerei.

Îndată ce viteza de drift devine comparabilă cu viteza termică, dependența sa de cîmpul electric începe să se depărteze de dependența simplă dată de relația de mai sus. Acest lucru este ilustrat de măsurătorile experimentale, [3], ale vitezei de drift a electronilor și golurilor în siliciu în funcție

* Această tratare este de fapt destul de simplificată. O analiză mult mai îngrijită conduce la o formulă similară, dar fără factorul 2 la numitor.

de intensitatea câmpului electric (vezi fig. 4.10). Este evident că dependența liniară inițială este urmată de o creștere mai puțin rapidă a vitezei odată cu creșterea intensității câmpului electric. Pentru valori suficient de mari ale intensității câmpului electric se obține chiar o valoare limită maximă a vitezei de drift.

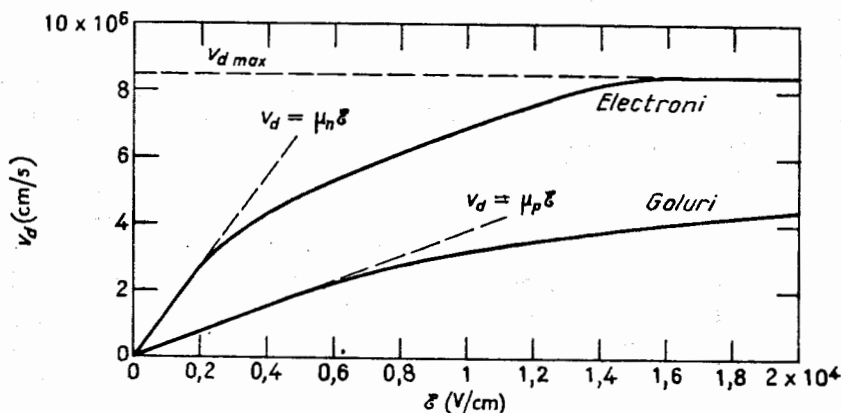


Fig. 4.10. Efectul câmpului electric asupra mărimii vitezei de drift a purtătorilor în siliciu, [3].

b. Mobilitatea electronilor și golurilor

Intervalul de timp dintre ciocniri este determinat de diversele procese prin care electronii sau golurile pot să-și piardă viteza de drift cîștigată.

Probabilitatea ca o ciocnire să aibă loc în unitatea de timp, $1/t_c$, este suma probabilităților de ciocnire datorate diverselor procese de împrăștiere adică,

$$\frac{1}{t_c} = \frac{1}{t_{c, \text{impuritate}}} + \frac{1}{t_{c, \text{rețea}}},$$

sau

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_L}, \quad (4.20)$$

ceea ce corespunde celor mai importante procese de împrăștiere: *împrăștierea pe impurități și pe rețea* *.

* Pentru termenii corespunzători rețelei se utilizează indicele L , corespunzător primei litere a cuvîntului din limba engleză (*lattice* = rețea) (N. T).

Împrăștierea pe impurități este datorată faptului că electronul care trece pe lângă o particulă încărcată fixă — de exemplu un atom donor sau acceptor ionizat — suferă o deflexie a traiectoriei. Probabilitatea de împrăștiere pe impurități va depinde de concentrația totală C_T a impurităților ionizate din cristal, adică de suma concentrațiilor de ioni încărcăți pozitiv și negativ.

Se poate arăta teoretic că mobilitatea determinată de împrăștierea pe impurități μ_i este proporțională cu $T^{3/2}/C_T$.

Împrăștierea pe rețea este datorată vibrațiilor termice ale atomilor rețelei cristaline, care întrerup astfel periodicitatea rețelei împiedicând mișcarea electronilor. Analiza teoretică arată că mobilitatea dominată de împrăștierea pe rețea este proporțională cu $1/T^{3/2}$.

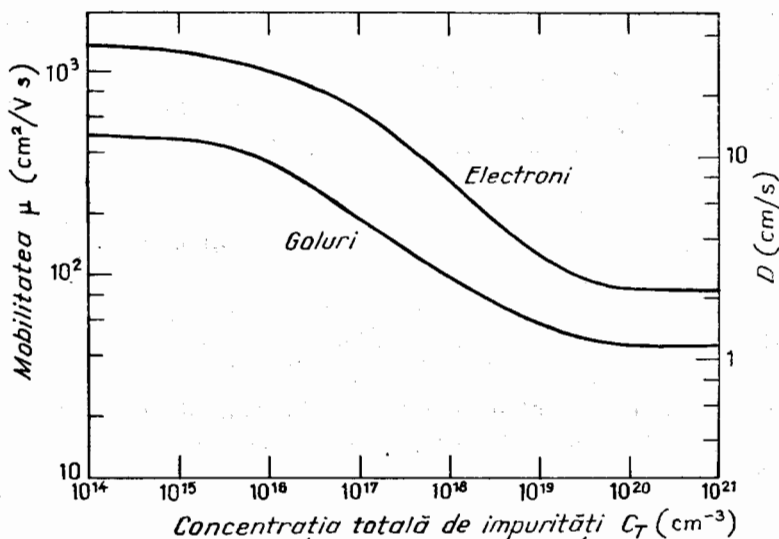


Fig. 4.11. Efectul concentrației totale de impurități ionizate asupra mobilității purtătorilor în siliciu la temperatura camerei, [4]. Sînt indicate și valorile corespunzătoare ale constantei de difuzie.

În figura 4.11 se prezintă rezultatele măsurătorilor experimentale, [4], ale dependenței mobilității electronilor și golurilor în siliciu la temperatura camerei, în funcție de concentrația totală de impurități, C_T . Se observă că mobilitatea atinge o valoare maximă pentru valori scăzute ale concentrației de impurități, corespunzătoare cazului împrăștierei pe rețea. Atît mobilitatea electronilor cît și a golurilor scade odată cu creșterea concentrației de impurități, atingînd eventual o valoare minimă pentru concentrații mari.

De asemenea din figură rezultă că la siliciu mobilitatea electronilor este mai mare decât cea a golurilor, fapt care se observă în cazul multor semiconductoare.

Rezultatele unor măsurători experimentale, [5], relativ la influența temperaturii asupra mobilității golurilor în siliciu sînt indicate în figura 4.12, pentru două valori diferite ale concentrației de impurități. Se observă

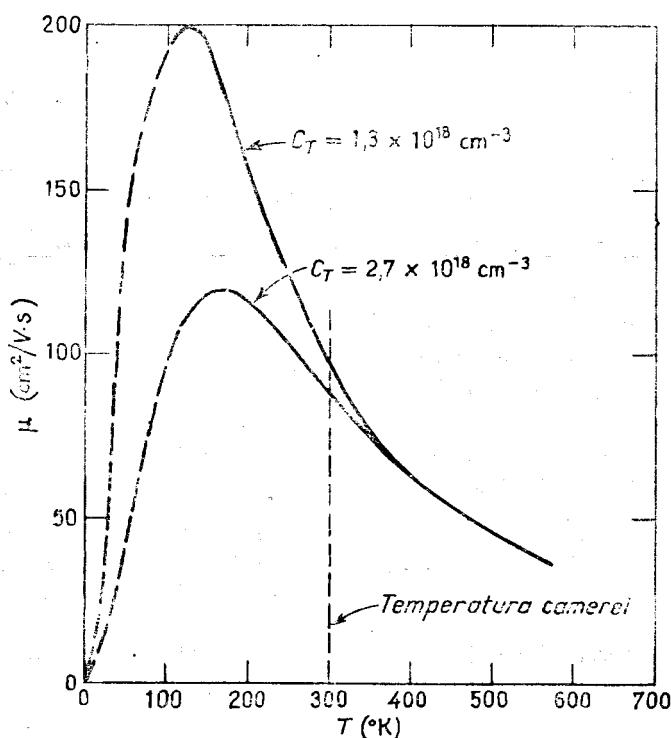


Fig. 4.12. Efectul temperaturii asupra mobilității purtătorilor în siliciu, [5].

că se pot distinge două domenii : la temperaturi joase, unde împrăștierea pe impurități este dominantă obținându-se curbe separate pentru diferite concentrații de impurități și la temperaturi înalte, unde dominantă este împrăștierea pe rețea, concentrația de impurități avînd un efect slab asupra mobilității, după cum rezultă și din suprapunerea curbelor. Mobilitatea, pentru acest ultim domeniu de temperatură, scade odată cu creșterea temperaturii. Experimental s-a găsit că în intervalul în care este dominantă împrăștierea pe rețea mobilitatea urmează o dependență de temperatură ca $T^{-2.5}$, față de dependența prevăzută teoretic — ca $T^{-1.5}$.

c. Conducția în semiconductoare omogene; rezistivitatea

Presupunând ca exemplu un semiconductor de tip n se examinează în continuare procesul de conducție pe baza diagramei de benzi. Figura 4.13a arată cazul unui semiconductor de tip n fără tensiune aplicată, iar figura 4.13b cazul aceluiași semiconductor căruia i se aplică o tensiune de $+2V^*$.

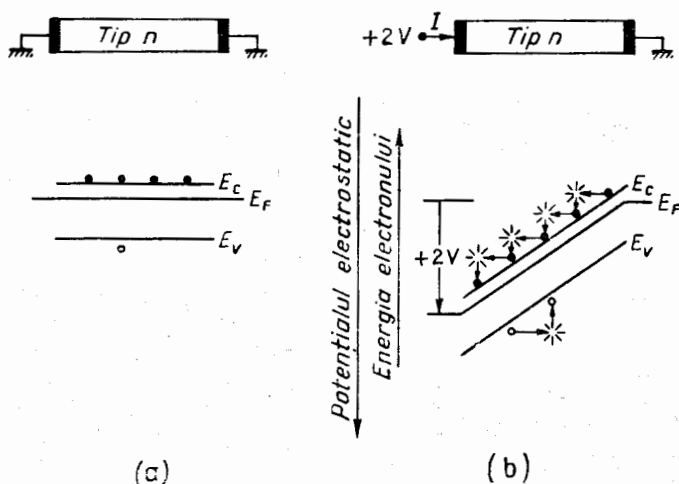


Fig. 4.13. Ilustrare a procesului de conducție într-un semiconductor de tip n .

În jumătatea de jos a figurii se prezintă diagrama de benzi corespunzătoare, în funcție de poziția în lungul bucății de semiconductor.

În urma aplicării cîmpului electric electronii din banda de conducție sînt accelerați. În timpul accelerării ei nici un cîștigă și nici nu pierde o cantitate semnificativă din energia lor totală astfel că ei continuă să se deplaseze pe o traiectorie mai mult sau mai puțin orizontală în reprezentarea de benzi. Deși energia totală a electronilor practic nu se schimbă în timpul procesului de accelerare, ei pierd energie potențială, producîndu-se creșterea energiei lor cinetice pe seama scăderii energiei potențiale. Acest fapt este pus în evidență prin aceea că traiectoria electronului se menține la o distanță oarecare de marginea benzii de conducție (se reamintește că marginea benzii de conducție reprezintă energia potențială a electronului).

Cînd un electron suferă o ciocnire, el pierde o parte sau chiar toată energia cinetică cedînd-o rețelei semiconductorului. În acest fel energia

* Se neglijează orice efecte legate de intrarea și ieșirea electronilor în și din semiconductor, adică se neglijează efectele legate de contactul metal-semiconductor.

cinetică a electronilor va fi transformată în căldură. După ce electronul a pierdut o parte sau toată energia sa cinetică, el va fi din nou accelerat, același proces repetându-se de multe ori. În acest fel se descrie, în reprezentarea de benzi, procesul de conducție. Conducția prin goluri poate fi ilustrată printr-un proces asemănător, dar opus.

În această discuție s-a considerat un semiconductor omogen — adică un semiconductor în care impuritățile sînt distribuite uniform în spațiu. De asemenea, pentru a menține și concentrația de electroni uniformă, nivelul Fermi trebuie trasat în figura 4.13 la aceeași distanță de banda de conducție în orice punct. Deci nivelul Fermi urmărește marginea benzii de conducție rămînînd paralel cu ea.

Curentul care trece prin bucata de semiconductor este dat de

$$I = qn\bar{v}_{drift} A = qn\mu_n \frac{V}{L} A, \quad (4.21)$$

unde V este tensiunea aplicată bucății de semiconductor de lungime L și arie transversală A , iar μ_n este mobilitatea electronilor.

Rezistența bucății de semiconductor este

$$R = \rho \frac{L}{A}. \quad (4.22)$$

Prin compararea celor două formule se găsește că rezistivitatea ρ a unui semiconductor de tip n este

$$\rho = \frac{1}{q\mu_n n}. \quad (4.23)$$

Similar, rezistivitatea unui semiconductor de tip p este

$$\rho = \frac{1}{q\mu_p p}. \quad (4.24)$$

În general, cînd se iau în considerație ambele feluri de purtători, rezistivitatea este dată de

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (4.25)$$

După cum s-a discutat înainte, mobilitățile depind de concentrația totală a impurităților ionizate, deci de *suma* concentrațiilor de donori și acceptori.

Pe de altă parte concentrația de electroni și de goluri depinde de *diferența* concentrațiilor de donori și acceptori.

Deci, în cazul general, rezistivitatea trebuie calculată folosind valorile mobilităților care rezultă din figura 4.11 și concentrațiile de purtători care sînt date de expresiile 4.14 și 4.15.

În cazul în care în semiconductor este prezent numai un tip de impuritate, rezistivitatea devine o funcție numai de concentrația acelei impurități.

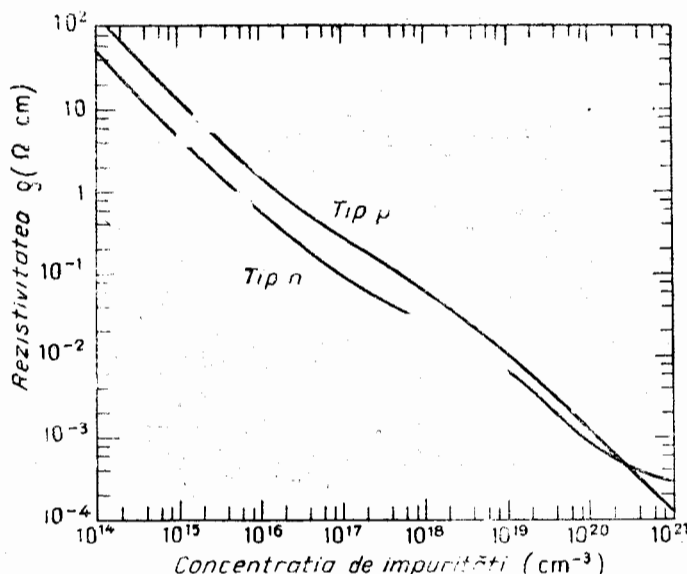


Fig. 4.14. Rezistivitatea siliciului la temperatura camerei în funcție de concentrația de impurități donoare și acceptoare, [6].

În figura 4.14 se prezintă dependența rezistivității siliciului de tip *p* și de tip *n*, la temperatura camerei, de concentrația de atomi acceptori, respectiv de donori. Curbele din figura 4.14 se bazează pe studiul amănunțit al unui mare număr de determinări experimentale pe mostre de material semiconductor care conțineau fie impurități donoare fie acceptoare, [6].

d. Difuzia

Până acum, în acest capitol s-a considerat cazul în care în semiconductor concentrația de electroni este uniformă și electronii se mișcă sub influența câmpului electric.

Dacă concentrația electronilor nu este uniformă, electronii vor *difuza* ca urmare a gradientului de concentrație. Ca și în cazul ionilor, aceasta conduce la un termen adițional în expresia fluxului. Acest termen este proporțional cu gradientul concentrației, iar constanta de proporționalitate este coeficientul de difuzie al electronilor D_n . La rîndul lui coeficientul de difuzie al electronilor este legat de mobilitatea lor prin relația lui Einstein,

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n. \quad (4.26)$$

Considerații asemănătoare se aplică și la transportul golurilor.

Coeficienții de difuzie pentru electroni și goluri, la temperatura camerei, se pot obține din figura 4.11, unde axa din partea dreaptă a figurii s-a gradat în unitățile și valorile corespunzătoare.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

Teoria benzilor și conducția electronică în solide este discutată în detaliu într-o mulțime de texte asupra stării solide și fizicii semiconductoarelor. A se vedea, de exemplu, capitolele 10–13 din A. J. Dekker, *Solid State Physics*, Prentice-Hall, 1957 și capitolele 1–5 din J. L. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill Book Co., 1964. O tratare a teoriei benzilor este dată de către F. Hermann, "The Electronic Energy Band Structure of Silicon and Germanium," *Proc. IRE*, **43**, 1703 (1955).

Pentru proprietățile electronice ale semiconductoarelor, a se vedea E. M. Conwell, "Properties of Silicon and Germanium," *Proc. IRE*, **46**, 1281 (1958) și O. Madelung, *Physics of III–V Compounds*, Wiley, 1964.

BIBLIOGRAFIE

- Concentrațiile intrinseci ale purtătorilor sînt date pe baza lucrărilor:
 - R. N. Hall and J. H. Racette, "Diffusion and Solubility of Copper in Extrinsic and Intrinsic Germanium, Silicon, and Gallium Arsenide," *J. Appl. Phys.*, **35**, 379 (1964).
 - F. J. Morin and J. P. Maita, "Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron," *Phys. Rev.*, **96**, 28 (1954).
 - F. J. Morin and J. P. Maita, "Conductivity and Hall Effect in the Intrinsic Range of Germanium," *Phys. Rev.*, **94**, 1525 (1954).
- F. J. Morin and J. P. Maita, "Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron," *Phys. Rev.*, **96**, 28 (1954).
- E. J. Ryder, "Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields," *Phys. Rev.*, **90**, 766 (1953).
- E. M. Conwell, "Properties of Silicon and Germanium," *Proc. IRE*, **46**, 1281 (1958).
- G. L. Pearson and J. Bardeen, "Electrical Properties of Pure Silicon and Silicon Alloys Containing Boron and Phosphorus," *Phys. Rev.*, **75**, 865 (1949).
- J. C. Irvin, "Resistivity of Bulk Silicon and of Diffused Layers in Silicon," *Bell System Tech. J.*, **41** 387 (1962).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 4.1. (a) Să se verifice formula pentru nivelul Fermi intrinsec, relația 4.8.
 (b) Să se calculeze poziția nivelului Fermi intrinsec pentru siliciu, la -78°C , 27°C și 300°C . Este rezonabil să se presupună că el se află la mijlocul benzii interzise?
- 4.2. Să se reprezinte diagrama benzilor energetice:
 (a) la -78°C ;
 (b) la temperatura camerei;
 (c) la 300°C ,
 pentru siliciu dopat cu 10^{16} atomi de bor/ cm^3 . Să se arate marginile benzilor, nivelul Fermi intrinsec și nivelul Fermi. Folosind nivelul Fermi intrinsec ca referință, să se indice energia electronului E și potențialul electrostatic ϕ corespunzând fiecărui nivel.
- 4.3. Să se reprezinte diagrama de benzi corespunzătoare cazurilor din problema 4.2, în condițiile aplicării unei tensiuni de 20 V pe bucata de siliciu. Diagramele se vor face la scară. Să se calculeze curentul care trece în fiecare caz, dacă lungimea bucății de siliciu este de 100 μm , iar secțiunea ei transversală de 10^{-3} cm^2 .
- 4.4. Să se reprezinte funcția de distribuție Fermi-Dirac la -78°C , la temperatura camerei și la 500°C . Să se compare cele trei curbe.
- 4.5. O mică concentrație de purtători minoritari este injectată într-un punct al unui cristal semiconductor omogen. Un cîmp electric de 10 V/cm este aplicat semiconductorului determinînd mișcarea acestor purtători minoritari pe o distanță de 1 cm, într-un timp de 250 μs . Să se determine viteza de drift și coeficientul de difuzie al purtătorilor minoritari.
- 4.6. Să se calculeze timpul dintre 2 ciocniri consecutive pentru un electron cu o mobilitate de 500 cm^2/Vs . De asemenea să se calculeze distanța parcursă între două ciocniri dacă se aplică un cîmp electric de 100 V/cm. În aceste calcule se va lua $m^* = m$.
- 4.7. Să se calculeze concentrațiile de electroni și de goluri, rezistivitatea și poziția nivelului Fermi pentru un cristal de siliciu, la 27°C , care conține $1,1 \cdot 10^{16}$ atomi de bor/ cm^3 și $9 \cdot 10^{15}$ atomi de fosfor/ cm^3 .
- 4.8. Să se calculeze nivelul Fermi pentru siliciu dopat cu 10^{16} , 10^{18} și 10^{19} atomi donori/ cm^3 , la temperatura camerei, presupunînd ionizarea completă. Apoi, folosind valorile găsite pentru nivelele Fermi să se verifice dacă această presupunere este justificată în fiecare caz. În aceste calcule se va considera nivelul donor plasat la 0,05 eV dedesubtul marginii benzii de conducție.
- 4.9. Să se determine concentrațiile de echilibru ale electronilor și golurilor, mobilitățile și rezistivitatea pentru siliciu la 27°C , pentru fiecare din următoarele concentrații de impurități:
 (a) $3 \cdot 10^{15}$ atomi de bor/ cm^3 ;
 (b) $1,3 \cdot 10^{16}$ atomi de bor/ cm^3 + $1,0 \cdot 10^{16}$ atomi de fosfor/ cm^3 ;
 (c) $1,3 \cdot 10^{16}$ atomi de fosfor/ cm^3 + $1,0 \cdot 10^{16}$ atomi de bor/ cm^3 ;
 (d) $3 \cdot 10^{15}$ atomi de fosfor/ cm^3 + $1,0 \cdot 10^{17}$ atomi de galiu/ cm^3 + $1,0 \cdot 10^{17}$ atomi de arseniu/ cm^3 .
- 4.10. Să se repete problema 4.10 pentru temperatura de 300°C . Să se compare cele două cazuri și să se discute.
- 4.11. Aurul introduce în siliciu un nivel acceptor la 0,54 eV dedesubtul marginii benzii de conducție și un nivel donor la 0,35 eV deasupra marginii benzii de valență. Care va fi starea de ocupare cu sarcini a nivelelor aurului în siliciu dopat:
 (a) cu o concentrație mare de atomi donori (mare față de concentrația aurului)?
 (b) cu o concentrație mare de atomi acceptori?
 Care va fi efectul aurului asupra concentrației de electroni și, respectiv, goluri?
- 4.12. Folosind informațiile date în problema precedentă, să se determine starea de încărcare a nivelelor aurului și poziția nivelului Fermi în siliciu conținînd numai atomi de aur. Cristalul este de tip p sau de tip n ?

Tabelul 4.2

FORMULE IMPORTANTE ÎN FIZICA SEMICONDUCTOARILOR

Ionizarea completă a impurităților

Echilibru termic

Neutralitatea sarcinii	$p = q(p - n + N_D - N_A) = 0$
Condiția de echilibru	$pn = n_i^2$
Funcția de distribuție Fermi-Dirac	$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}}$
Concentrațiile de purtători pentru semiconductori nedegenerați:	$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}$
În cazul extrinsec,	$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT} = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}$
	$n_n \doteq N_D - N_A \quad p_p \doteq N_A - N_D$
$ N_D - N_A \gg n_i:$	$p_n \doteq \frac{n_i^2}{N_D - N_A} \quad n_p \doteq \frac{n_i^2}{N_A - N_D}$

- INECȚIA
- CINETICA PROCESULUI DE RECOMBINARE
- TIMPUL DE VIAȚĂ LA NIVEL MIC DE INECȚIE
- RECOMBINAREA DE SUPRAFAȚĂ
- ORIGINEA CENTRILOR DE RECOMBINARE-GENERARE

5

Semiconductoare

În condiții de neechilibru

Cele mai multe dispozitive semiconductoare funcționează în condiții de neechilibru, adică în condiții în care produsul pn al concentrațiilor de purtători diferă de valoarea sa de echilibru, n_i^2 . Funcționarea multor dispozitive semiconductoare este determinată de tendința lor de a reveni la situația de echilibru.

În acest capitol se deduc și se examinează cantitățile care caracterizează această tendință: *timpul de viață*, *lungimea de difuzie* și *viteza de recombinare la suprafață*.

Se începe prin a discuta conceptul de inecție a purtătorilor în exces. Apoi, procesul de revenire la situația de echilibru este considerat prin exemple de două feluri: cazuri tranzitorii și cazuri staționare în care distribuția purtătorilor în exces este neuniformă. Se va arăta că ambele cazuri pot fi caracterizate prin timpul de viață al purtătorilor în exces, prin lungimea lor de difuzie și prin viteza de recombinare la suprafață.

Pentru a lega aceste mărimi de caracteristicile semiconductorului, în continuare se studiază mecanismul de recombinare, atât în volum cât și la suprafață.

În final se discută originea fizică a centrilor de recombinare din volum și de la suprafață.

5.1. INECȚIA

Să considerăm o situație de neechilibru, în care deci condiția $np = n_i^2$ nu se realizează. Corespunzător se pot deosebi două cazuri de abatere de la echilibru. În primul caz, cînd $np > n_i^2$, se vorbește despre *inecția*

de purtători în exces. În al doilea caz, cînd $np < n_i^2$, se vorbește despre *extracția* de purtători din semiconductor.

a. Nivel de injecție

Semnificația nivelului de injecție este ilustrată în figura 5.1, unde s-a indicat concentrația de donori $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ și concentrațiile de purtători majoritari și minoritari într-un semiconductor de tip n , la echilibru

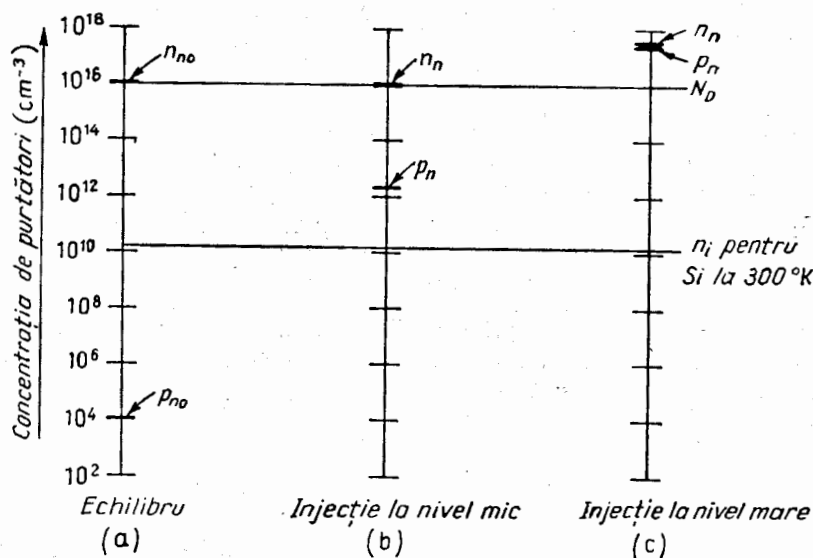


Fig. 5.1. Ilustrare a concentrației de electroni și de goluri pentru un semiconductor de tip n , la echilibru și în condiții de nivel mic și mare de injecție.

și în condiții de nivel mic și mare de injecție*. După cum s-a arătat în capitolul 4, în condiții de echilibru produsul dintre concentrația de purtători majoritari și cea de minoritari trebuie să fie n_i^2 (aproximativ 10^{20} cm^{-6} , pentru siliciu la temperatura camerei). Concentrația de purtători majoritari este aproximativ egală cu cea a donoarelor. Rezultă, deci

$$n_{no} = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad \text{și} \quad p_{no} = 10^4 \text{ cm}^{-3},$$

după cum se arată și în figura 5.1a.

* În tot acest capitol se utilizează pentru exemplificare un semiconductor de tip n . Toate rezultatele sînt însă aplicabile și pentru un semiconductor de tip p .

În notația utilizată mai sus primul indice arată *tipul* semiconductorului, iar indicele 0 faptul că mărimile respective sînt pentru cazul condițiilor de echilibru. Deci n_{n0} și p_{n0} înseamnă concentrația de electroni, respectiv de goluri, într-un semiconductor de tip n la echilibru.

Fie acum cazul în care, printr-un mod oarecare, în semiconductor s-au introdus purtători în exces de ambele tipuri, cu concentrații egale pentru a conserva neutralitatea electrică. În exemplul din figura 5.1b concentrația de purtători minoritari a fost crescută de o sută de milioane de ori, de la 10^4 cm^{-3} la 10^{12} cm^{-3} . Deși în același timp s-au adăugat de asemenea aproximativ 10^{12} cm^{-3} purtători majoritari, această concentrație de purtători majoritari în exces este neglijabil de mică în comparație cu concentrația de electroni deja prezentă în semiconductorul de tip n . Rezultă că, deși variația absolută a concentrației de electroni este egală cu cea a concentrației de goluri, variația relativă este neglijabilă.

Această situație în care concentrația de purtători în exces este neglijabil de mică în comparație cu concentrația de impurități, adică $\Delta n = \Delta p \ll N_D$, se denumește *nivel mic de injecție*.

Pentru comparație, în figura 5.1c s-a ilustrat și cazul *nivelului mare de injecție*. La nivel mare de injecție, purtătorii în exces injectați au o concentrație mai mare sau cel puțin comparabilă cu concentrația de ioni donori. Deci în acest caz variația procentuală a concentrației de purtători majoritari nu va mai fi neglijabilă. Deși cazul nivelului mare de injecție este deseori întâlnit în funcționarea dispozitivelor semiconductoare, din cauza complexității pe care o implică tratarea sa, se va considera numai cazul nivelului mic de injecție.

b. Revenirea la echilibru

Ori de cîte ori concentrația de purtători este perturbată față de valoarea sa de echilibru apare o tendință de revenire la echilibru. În cazul injecției de purtători în exces, revenirea la echilibru se face prin *recombinarea* purtătorilor minoritari injectați cu purtătorii majoritari. În cazul extracției de purtători, revenirea la echilibru se realizează prin procesul de *generare* al perechilor electron-gol.

În continuare se introduce un parametru care caracterizează viteza de revenire la situația de echilibru. Acest parametru, la fel ca și alte concepte de extremă importanță în funcționarea dispozitivelor semiconductoare, poate fi introdus cel mai bine prin considerarea de exemple specifice, începînd cu cel mai simplu caz.

Relaxarea purtătorilor injectați. Fie o plachetă de semiconductor, uniform iluminată (vezi fig. 5.2). Se presupune că lumina are o energie suficient de mare astfel încît să creeze perechi electron-gol în semiconductor. În plus se consideră că lumina este uniform absorbită în toată bucata de material semiconductor, obținîndu-se peste tot în cristal o viteză uni-

formă de generare pe unitatea de volum a perechilor electron-gol, G_L . Distribuția spațială uniformă a purtătorilor minoritari, care rezultă în semiconductor este ilustrată în figura 5.2. Din cauza vitezei de generare crescute, ca urmare a iluminării, concentrația de purtători minoritari va crește atîngînd o valoare staționară suficient de mare astfel încît să facă viteza de recombinare a purtătorilor egală cu viteza de generare.

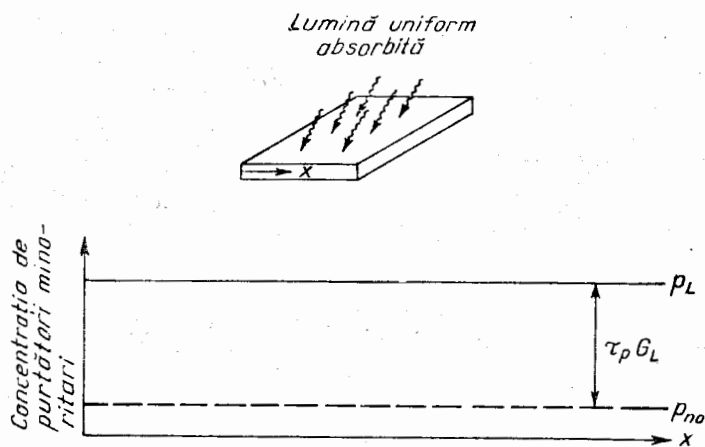


Fig. 5.2. Distribuția staționară a purtătorilor minoritari într-un semiconductor uniform iluminat, în absența recombinării de suprafață.

Pentru a calcula concentrația staționară de purtători minoritari obținută sub influența iluminării se va observa în primul rînd că viteza de creștere în timp a concentrației de purtători minoritari dp_n/dt , este egală cu viteza *totală* de generare a purtătorilor minoritari din care se scade viteza *totală* de recombinare, sau

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L + G_{th} - R, \quad (5.1)$$

unde G_L este viteza de generare datorită luminii absorbite, G_{th} este viteza de generare la întuneric datorată mecanismelor termice, iar R este viteza *totală* de recombinare (toate aceste viteze se consideră pentru unitatea de timp și de volum). Este convenabil să se introducă *viteza netă de recombinare*, definită de $U = R - G_{th}$ și să se rescrie relația anterioară astfel

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - U. \quad (5.2)$$

Din această relație rezultă că în cazul staționar, dacă nu există injecție prin lumină sau alte mijloace, viteza netă de recombinare este nulă, $U = 0$.

Pentru a se rezolva ecuația anterioară, este necesar să se explicitizeze relația de legătură dintre U și concentrația de purtători minoritari. Se presupune cea mai simplă relație — U proporțional cu concentrația de purtători minoritari în exces,

$$U = \frac{1}{\tau_p} (p_n - p_{no}), \quad (5.3)$$

care satisface cerința ca la echilibru $U = 0$.

Constanta de proporționalitate $1/\tau_p$ va trebui să fie determinată din studiul mecanismului procesului de recombinare. Constanta τ_p (sau τ_n pentru un semiconductor de tip p) se numește *împ de viață* al purtătorilor minoritari în exces. Forma acestei ecuații este similară cu a altora utilizate anterior în tratarea proceselor din corpul solid. În toate aceste ecuații s-a presupus că o viteză este proporțională cu o forță motoare — măsură a unei deviații de la situația de echilibru.

Combinînd relațiile precedente, se obține o ecuație diferențială care descrie concentrația de purtători minoritari din semiconductor în funcție de timp,

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}. \quad (5.4)$$

În cazul staționar $dp_n/dt = 0$. Deci concentrația staționară de purtători minoritari la iluminare este dată de

$$p_L = p_{no} + \tau_p G_L. \quad (5.5)$$

Dacă iluminarea se întrerupe — adică $G_L = 0$ — concentrația purtătorilor minoritari în exces va începe să scadă. Această scădere este descrisă de soluția ecuației diferențiale

$$\frac{dp_n}{dt} = - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}, \quad (5.6)$$

cu condiția inițială

$$p_n(0) = p_L. \quad (5.7)$$

Soluția este dată de expresia

$$p_n(t) = p_{n0} + (p_L - p_{n0})e^{-t/\tau_p}. \quad (5.8)$$

Această soluție este ilustrată, pentru diverse valori ale timpului de viață τ_p , în figura 5.3.

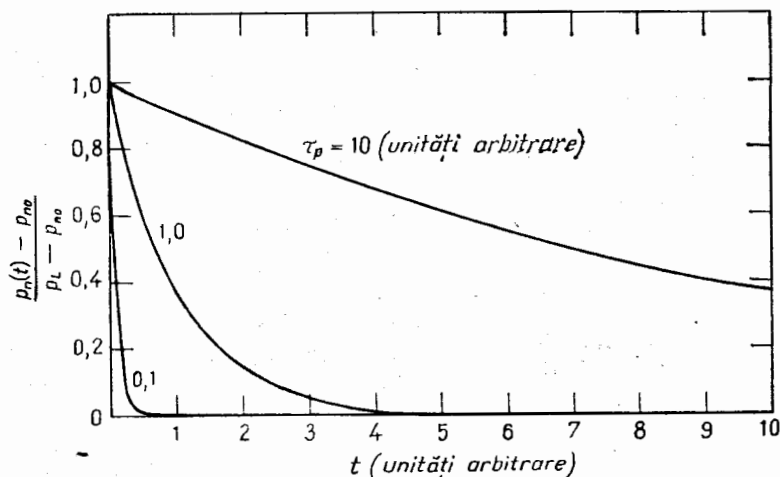


Fig. 5.3. Relaxarea concentrației de purtători minoritari în exces în funcție de timp în cazul tranzitoriu, pentru diverse valori ale timpului de viață.

Recombinarea de suprafață în condiții staționare. Se consideră din nou o placetă de semiconductor uniform iluminată, ca în cazul anterior. În mod suplimentar se presupune că viteza de recombinare a purtătorilor minoritari este mărită pe una din fețele plăchetei de semiconductor, după cum se arată și în figura 5.4. Din cauza vitezei de recombinare crescute pe suprafața corespunzătoare planului $x = 0$, concentrația de purtători minoritari în exces va fi mai mică în acest plan față de cea din volumul semiconductorului. Ca urmare purtătorii minoritari și majoritari curg spre suprafața semiconductorului unde se recombina. Deoarece un electron se recombina cu un gol fluxul de goluri la suprafața F_p va fi în mod sigur egal cu fluxul de electroni F_n . Rezultă că nu va exista curent net prin semiconductor.

În această problemă ambele distribuții — de purtători minoritari și majoritari — variază în spațiu. Distribuția de goluri este descrisă de soluția ecuației de transport

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{\partial F_p}{\partial x} + G_L - U, \quad (5.9)$$

unde F_p reprezintă fluxul de goluri.

Ecuația 5.9 se poate deduce prin considerații absolut asemănătoare cu cele utilizate în capitolul 3 la deducerea ecuației de transport, incluzând însă termenii de generare și recombinare în bilanțul de purtători pentru elementul considerat în figura 3.6.

Fluxul de goluri este dat de

$$F_p = -D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} + \mu_p \mathcal{E} p_n, \quad (5.10)$$

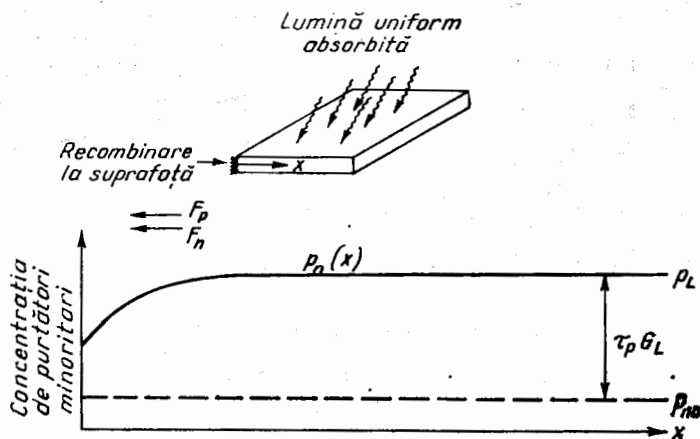


Fig. 5.4. Distribuția staționară a purtătorilor minoritari într-un semiconductor uniform iluminat, cu recombinare la suprafață.

unde D_p și μ_p reprezintă constanta de difuzie și respectiv mobilitatea golurilor (vezi capitolele 3 și 4).

Această problemă se poate simplifica mult, dacă se poate neglija termenul de câmp, adică al doilea termen din relația care dă fluxul. Pentru a arăta că pentru purtătorii minoritari, la nivel mic de injecție termenul de câmp este de fapt neglijabil în comparație cu termenul de difuzie, se reamintește că la suprafață fluxul de goluri este egal cu fluxul de electroni, dat de relația

$$F_n = -D_n \frac{\partial n_n}{\partial x} - \mu_n \mathcal{E} n_n, \quad (5.11)$$

unde D_n și μ_n reprezintă constanta de difuzie și respectiv mobilitatea electronilor. Din egalitatea celor două fluxuri $F_p = F_n$ și din condiția de

neutralitate datorită căreia $\partial n_n / \partial x = \partial p_n / \partial x$ se obține expresia cîmpului electric,

$$\mathcal{E} = - \frac{(D_n - D_p) (\partial p_n / \partial x)}{\mu_p p_n + \mu_n n_n}. \quad (5.12)$$

În condiții de nivel mic de inecție $p_n \ll n_n$; deci termenul de cîmp din relația 5.10 este dat de

$$\mu_p \mathcal{E} p_n = - (D_n - D_p) \frac{\partial p_n}{\partial x} \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{p_n}{n_n} = - D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \left(1 - \frac{D_p}{D_n}\right) \frac{p_n}{n_n}, \quad (5.13)$$

Deoarece $p_n \ll n_n$ acest termen este evident neglijabil față de termenul de difuzie.

Utilizînd o tratare similară se poate arăta ușor că termenul de cîmp pentru purtători majoritari nu este neglijabil față de termenul de difuzie. Deoarece contribuțiile termenului de cîmp și a celui de difuzie, la fluxul de purtători majoritari, au semne contrare fluxul net de purtători majoritari la suprafață este dat de diferența lor.

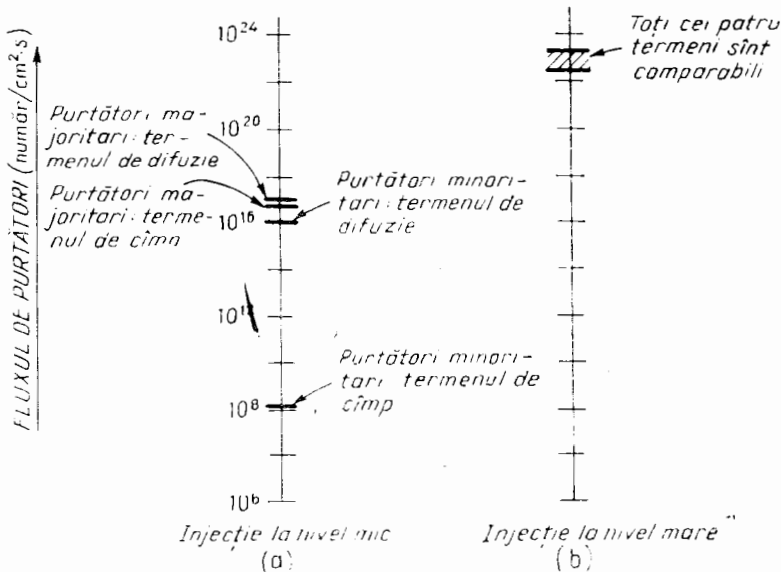


Fig. 5.5. Ilustrare a valorilor relative a termenilor de difuzie și de cîmp pentru cazul staționar al recombinării de suprafață.

În figura 5.5 se dă o ilustrare grafică a valorilor relative ale celor patru termeni din expresia fluxurilor în condiții de nivel mic și nivel mare de inecție. Este evident că în timp ce la nivel mare de inecție toți cei patru termeni ai fluxului sînt de valori comparabile, la nivel mic de in-

jecție contribuția importantă la fluxul de purtători minoritari este asigurată numai de termenul de difuzie.

Deși raționamentele anterioare au fost făcute pentru cazul în care nu trece curent, rezultatul obținut este de o valabilitate generală și simplifică mult studiul mișcării purtătorilor minoritari în condiții de nivel mic de injecție.

Deci transportul de purtători minoritari este descris practic de ecuația de difuzie la care se adaugă termenii de generare și recombinare,

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + G_L - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (5.14)$$

Revenind la problema recombinării de suprafață, în cazul staționar $\partial p_n / \partial t = 0$, rezultă că trebuie găsită soluția unei ecuații diferențiale cu condițiile la limită

$$p_n(\infty) = p_L = p_{no} + \tau_p G_L \quad (5.15)$$

și

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0} = s_p [p_n(0) - p_{no}]. \quad (5.16)$$

A doua condiție la limită arată că purtătorii minoritari care ating suprafața se și recombina la suprafață. Ca și în cazul recombinării în volum se presupune că viteza de recombinare la suprafață este proporțională cu concentrația de la suprafață a purtătorilor minoritari în exces ($p_n - p_{no}$). Constanta de proporționalitate s_p , care se măsoară în centimetri pe secundă, se numește *viteza de recombinare de suprafață*. Soluția ecuației de transport în condițiile indicate mai sus este

$$p_n(x) = p_L - (p_L - p_{no}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-x/L_p}, \quad (5.17)$$

unde $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$ se numește *lungimea de difuzie* a purtătorilor minoritari.

Această soluție este prezentată în figura 5.6 pentru diverse valori relative ale vitezei de recombinare la suprafață s_p . La limită, cînd viteza de recombinare la suprafață $s_p \rightarrow 0$, soluția se reduce la cazul ilustrat în figura 5.2. În celălalt caz limită, cînd $s_p \rightarrow \infty$, concentrația de purtători

minoritari la suprafață atinge valoarea sa de echilibru. Distribuția de purtători minoritari pentru acest caz se reduce la

$$p_n(x) = p_L - (p_L - p_{n0}) e^{-x/L_p}. \quad (5.18)$$

Această distribuție este prezentată în figura 5.7 pentru diferite valori ale lui L_p .

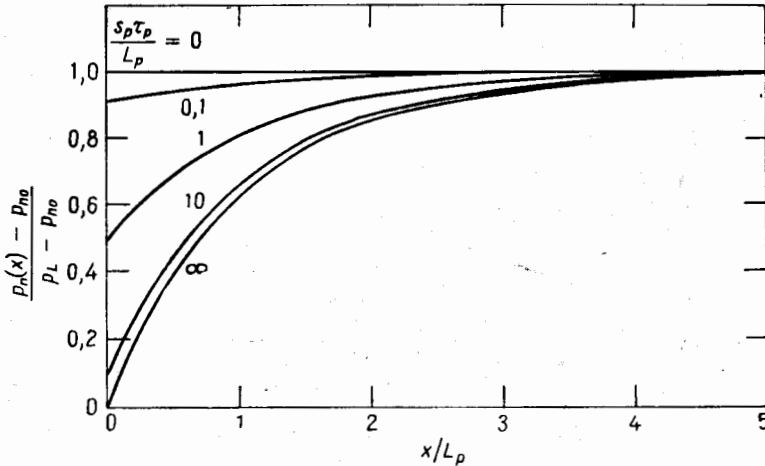


Fig. 5.6. Distribuția staționară a purtătorilor minoritari în exces pentru diferite valori relative ale vitezei recombinării de suprafață.

Injectie staționară prin suprafața laterală. Un caz care corespunde unei situații fizice diferite este ilustrat în figura 5.8. În acest caz semiconductorul este iluminat numai dintr-o parte și într-un astfel de mod încît lumina să fie absorbită într-un strat foarte subțire de lîngă suprafața semiconductorului. În acest strat se stabilește o concentrație mare de purtători minoritari în exces. Purtătorii minoritari în exces difuzează din stratul superficial spre regiunea corespunzătoare volumului neperturbat al semiconductorului (vezi fig. 5.8). Deoarece prin semiconductor nu circulă un curent net, distribuția concentrației de purtători majoritari trebuie să fie astfel încît fluxul net de electroni să fie în aceeași direcție și egal ca valoare cu fluxul de goluri.

* Este interesant de observat cît de asemănătoare este această problemă cu cea a difuziei de impurități în condițiile limitării de către viteza superficială, considerată în capitolul 3. Corespunzător cele două cazuri limită se pot numi „controlat prin recombinarea de suprafață” și respectiv „controlat prin difuzie”.

Distribuția staționară a purtătorilor minoritari în volumul semiconductorului trebuie să satisfacă ecuația

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0, \quad (5.19)$$

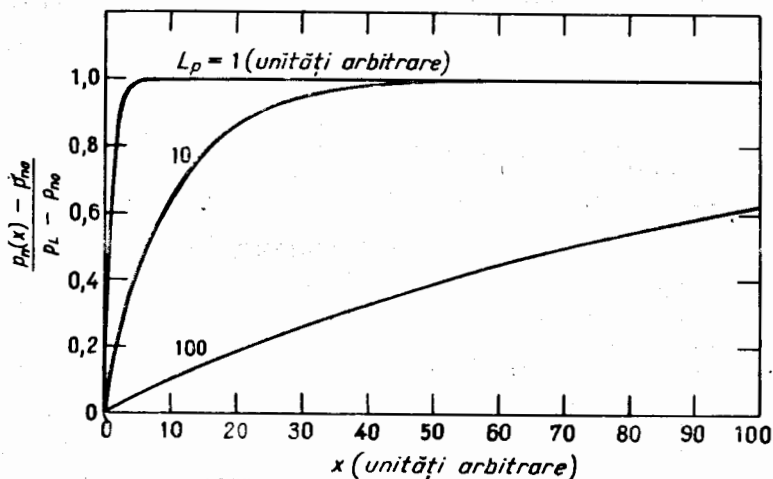


Fig. 5.7. Distribuția staționară a purtătorilor minoritari în exces, pentru diferite valori ale lungimii de difuzie, pentru $s_p \rightarrow \infty$.

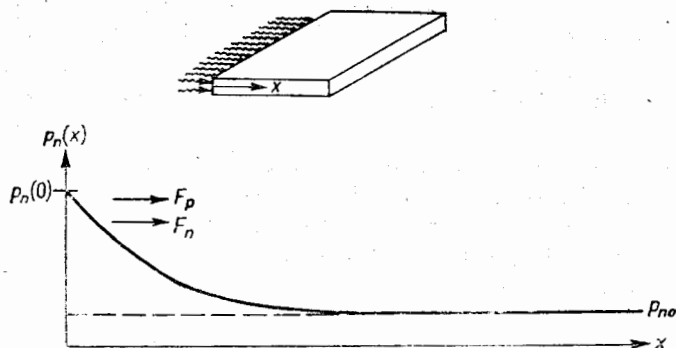


Fig. 5.8. Distribuția purtătorilor minoritari într-un semiconductor iluminat pe o față, cu o lumină nepenetrantă.

cu condițiile la limită

$$p_n(0) = \text{constant, dependent de intensitatea luminii} \quad (5.20)$$

și

$$p_n(\infty) = p_{no}. \quad (5.21)$$

Soluția este

$$p_n(x) = p_{no} + [p_n(0) - p_{no}] e^{-x/L_p}, \quad (5.22)$$

reprezentată în figura 5.9 în funcție de distanță, pentru trei valori diferite ale lungimii de difuzie.

Se observă analogia completă între distribuția staționară a purtătorilor minoritari în exces în funcție de distanță dată de relația 5.22 și reprezentată în figura 5.9 și modul de scădere în timp a concentrației de purtători minoritari în exces, dat de relația 5.8 și reprezentat în figura 5.3.

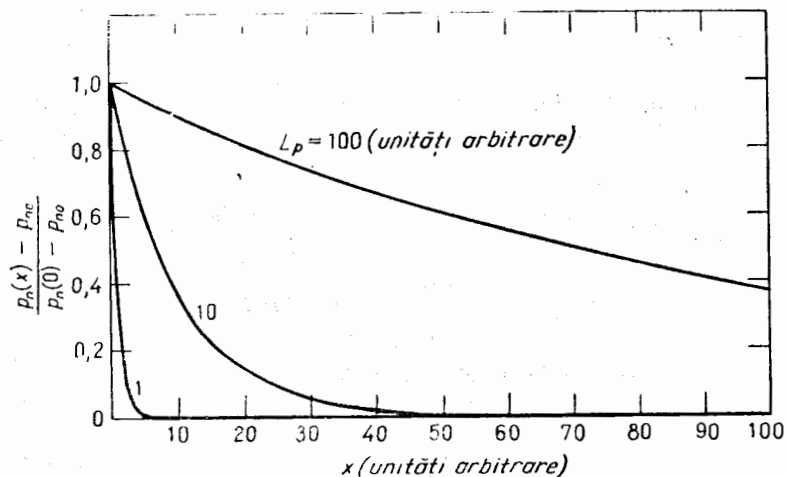


Fig. 5.9. Distribuția staționară a purtătorilor minoritari în exces pentru diferite valori ale lungimii de difuzie.

În fiecare caz există o perturbare a concentrației de purtători minoritari. Într-un caz perturbația are loc într-un punct dat din spațiu; în celălalt într-un punct dat în timp. Odată cu creșterea distanței sau cu trecerea timpului, se atinge concentrația de echilibru a purtătorilor minoritari. În fiecare caz viteza de revenire la situația de echilibru este legată de același parametru, timpul de viață (sau, echivalent, lungimea de difuzie) al purtătorilor minoritari.

5.2. CINETICA PROCESULUI DE RECOMBINARE

În paragraful anterior s-a arătat că viteza de revenire la situația de echilibru a distribuției de purtători minoritari — fie că această revenire are loc odată cu trecerea timpului sau cu creșterea distanței — depinde

de constanta de viteză care caracterizează procesul de recombinare, $1/\tau_p$. Aceasta rezultă din presupunerea făcută anterior că viteza netă de recombinare în volumul unui semiconductor de tip n se poate descrie prin relația liniarizată

$$U = (1/\tau_p)(p_n - p_{no}).$$

În acest capitol se încearcă să se facă legătura dintre timpul de viață τ_p și caracteristicile fizice ale semiconductorului luînd în considerare mecanismele procesului de recombinare.

a. Recombinarea bandă-bandă

Cînd electronii din banda de conducție și golurile din banda de valență se recombină direct, se vorbește despre un proces de recombinare *bandă-bandă*, ilustrat schematic în figura 5.10. În figură se indică generarea

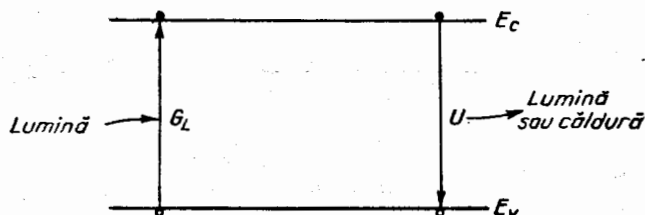


Fig. 5.10. Procesul de recombinare bandă-bandă.

datorită luminii absorbite în semiconductor, care are o viteză G_L și recombinarea netă bandă-bandă, care are o viteză U .

Într-un astfel de proces de recombinare electronul trebuie să piardă o energie de ordinul lărgimii energetice a benzii interzise. Această energie poate fi emisă sub formă de lumină sau de căldură.

Se poate presupune că viteza procesului de recombinare bandă-bandă este proporțională atât cu concentrația de electroni cît și cu cea de goluri.

Pentru un semiconductor de tip n deci se poate scrie,

$$R = \alpha n_n p_n, \quad (5.23)$$

unde α este o constantă de proporționalitate.

La echilibru $R = G_{th} = \alpha n_{no} p_{no}$. În condiții de nivel mic de injecție, concentrația de purtători majoritari nu se modifică semnificativ, deci $n_n \doteq n_{no}$. Rezultă

$$U = R - G_{th} \doteq \alpha n_{no} (p_n - p_{no}). \quad (5.24)$$

Se obține astfel timpul de viață pentru un proces de recombinare bandă-bandă

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha n_{no}}. \quad (5.25)$$

Deși în unii semiconductori, de exemplu galiiu-arsen, recombinarea bandă-bandă poate fi foarte importantă, în germaniu și siliciu structura benzilor energetice face ca acest proces să fie extrem de improbabil. De fapt, chiar cercetările de început asupra germaniului și siliciului, au arătat că timpul de viață în astfel de materiale este extrem de sensibil față de metodele utilizate în prepararea materialului semiconductor. Se poate presupune, pe de altă parte, că procesul de recombinare bandă-bandă este dependent numai de structura de benzi a semiconductorului. Deci faptul că metoda de preparare a semiconductorului are efect asupra valorii timpului de viață arată că procesul de recombinare implică existența în semiconductor a unor *imperfecțiuni* sau *impurități* a căror concentrație într-adevăr poate depinde de tehnologia de fabricație.

În continuare se consideră procesul de recombinare-generare care are loc prin intermediul unor astfel de imperfecțiuni.

b. Recombinarea-generarea prin intermediul centrilor de recombinare

La fel ca impuritățile donoare și acceptoare imperfecțiunile din semiconductor întrerup periodicitatea rețelei și ca rezultat introduc nivele de energie în banda interzisă. Aceste nivele de energie acționează ca *trepte intermediare* în tranziția electronilor și golurilor între banda de conducție și banda de valență. Deoarece probabilitatea de tranziție depinde de mărimea saltului, imperfecțiunile pot face aceste tranziții mult mai probabile, și deci pot exercita o influență importantă asupra valorii timpului de viață din semiconductor.

Teoria procesului de recombinare-generare care are loc prin acțiunea unor astfel de nivele energetice intermediare — *centri de recombinare-generare* — a fost dată de Hall și de Shockley și Read, [1]. Această teorie a fost deosebit de rodnică în explicarea unei largi varietăți de fenomene pentru multe semiconductoare și dispozitive semiconductoare. Din această cauză în cele ce urmează se va trata această teorie mai în detaliu.

În figura 5.11 se arată diversele etape care au loc în cursul procesului de recombinare prin intermediul centrilor de recombinare, indicându-se starea centrului înainte și după ce a avut loc fiecare din cele patru procese de bază. Săgețile din figură indică tranziția unui electron în cursul unui proces dat. În figură s-a presupus cazul unui centru care introduce un sin-

gur nivel energetic în banda interzisă și care poate avea două stări de încărcare : negativ și neutru.

Procesul (a) reprezintă *captura unui electron* din banda de conducție de către centrul de recombinare-generare. În (b) se reprezintă procesul invers — *emisia unui electron* de către centru în banda de conducție. Procesul (c) reprezintă *captura unui gol* din banda de valență de către centru,

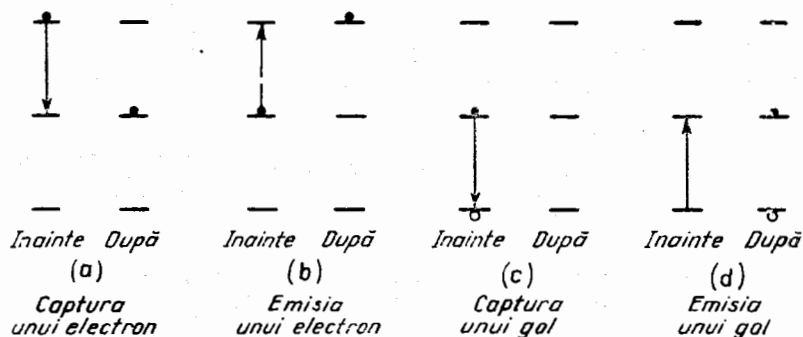


Fig. 5.11. Recombinarea și generarea prin centri intermediari. Săgețile indică direcția tranzițiilor electronului.

putînd fi descris de asemenea și ca o tranziție a unui electron de pe centru în banda de valență. În sfîrșit, procesul (d) reprezintă *emisia unui gol* de către centru în banda de valență sau cu o exprimare echivalentă o tranziție a unui electron din banda de valență pe centru, lăsînd în banda de valență un gol.

În continuare se consideră vitezele fiecăruia din aceste procese. Viteza de captură a electronului — procesul (a) — va fi proporțională cu concentrația de electroni liberi din banda de conducție și cu concentrația de centre *neocupate* de electroni (deoarece numai un singur electron poate ocupa un centru dat ; deci odată ce un centru este ocupat de un electron, el nu mai poate captura alt electron). Dacă concentrația de centri din semiconductor este N_t , concentrația centrilor neocupați este dată de $N_t(1-f)$ unde f indică probabilitatea de ocupare a unui centru de către un electron*. La echilibru

$$f = \frac{1}{1 + e^{(E_t - E_F)/kT}}, \quad (5.26)$$

unde E_t este nivelul energetic al centrului, iar E_F este nivelul Fermi.

* Indicele t a fost și este utilizat în mod tradițional pentru a indica mărimi legate de centrul de recombinare-generare. El provine de la cuvîntul din limba engleză „trap” (capcană) care nu se va utiliza pentru a nu produce confuzii.

Deci viteza procesului (a) este dată de

$$r_a \sim nN_i(1-f). \quad (5.27)$$

Constanta de proporționalitate este reprezentată de produsul $v_{th}\sigma_n$, adică

$$r_a = v_{th}\sigma_n nN_i(1-f), \quad (5.28)$$

unde v_{th} este viteza termică a purtătorilor, $v_{th} = \sqrt{3kT/m} \cong 10^7$ cm/s, la temperatura camerei. Mărimea σ_n se poate interpreta după cum urmează. Pentru a fi capturat, un electron trebuie să ajungă în vecinătatea unui centru. *Secțiunea de captură*, σ_n , a unui centru arată cât de aproape trebuie să se afle un electron de centru pentru a fi capturat*. Se poate estima că secțiunea de captură este de ordinul dimensiunilor atomice, deci de ordinul a 10^{-15} cm².

Viteza de emisie a electronului — procesul (b) — va fi proporțională cu concentrația de centri ocupați cu electroni, adică cu $N_i f$. Deci,

$$r_b = e_n N_i f. \quad (5.29)$$

Constanta de proporționalitate e_n , numită *probabilitate de emisie* reprezintă probabilitatea unui salt de pe centrul ocupat, în banda de conducție. Deci ea va depinde de densitatea de stări neocupate din banda de conducție și de asemenea de poziția centrilor din banda interzisă. Intuitiv se poate presupune că în cazul în care centrul este puțin adânc — adică apropiat de marginea benzii de conducție — probabilitatea acestui salt și deci e_n va fi mare și invers. Se va vedea ulterior că într-adevăr teoria confirmă această supoziție.

Prin analogie cu procesul (a), viteza de captură a golurilor — procesul (c) — va fi dată de

$$r_c = v_{th}\sigma_p pN_i f. \quad (5.30)$$

Deoarece captura unui gol de către un centru corespunde tranziției unui electron de pe centru în banda de valență, acest proces este proporțional cu concentrația $N_i f$ de centre ocupate de electroni.

În schimb viteza procesului de emisie a unui gol — procesul (d) — va fi dată de

$$r_d = e_p N_i(1-f), \quad (5.31)$$

* Riguros vorbind valoarea vitezei termice ar trebui dedusă pe baza masei efective a purtătorului a cărui captură se consideră și nu pe baza masei m a electronului liber. Totuși, pentru simplitate, factorul de corecție $\sqrt{m/m_{ef}}$ se include în secțiunea de captură.

unde e_p este probabilitatea de emisie a golurilor și depinde de factori analogi celor de care depinde e_n .

Pentru început se vor evalua probabilitățile de emisie e_n și e_p . Pentru aceasta fie cazul de *echilibru*: fără acțiunea nici unei excitații exterioare, $G_L = 0$. În acest caz, vitezele celor două procese prin care are loc tranziția în și din banda de conducție trebuie să fie egale, $r_a = r_b$. Înlocuind relațiile corespunzătoare pentru aceste viteze și ținând cont de expresia concentrației de echilibru a electronilor dată de (vezi cap. 4)

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} = n_i e^{(E_F - E_i)/kT},$$

se obține

$$e_n = v_{th} \sigma_n N_c e^{-(E_c - E_i)/kT} = v_{th} \sigma_n n_i e^{(E_i - E_c)/kT}. \quad (5.32)$$

Se observă că în concordanță cu tratarea intuitivă prezentată anterior, probabilitatea de emisie a electronilor e_n crește într-adevăr exponențial pe măsură ce nivelul energetic E_i al centrului se apropie de marginea E_c a benzii de conducție.

În mod similar, la echilibru, cele două procese (c) și (d) — prin care golurile intră și ies din banda de valență, trebuie să aibă viteze egale $r_c = r_d$. La fel substituind relațiile corespunzătoare pentru r_c și r_d și ținând cont de expresia concentrației de goluri la echilibru (vezi cap. 4)

$$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT} = n_i e^{(E_i - E_F)/kT},$$

se obține

$$e_p = v_{th} \sigma_p N_v e^{-(E_i - E_v)/kT} = v_{th} \sigma_p n_i e^{(E_i - E_v)/kT}. \quad (5.33)$$

Se observă din nou că probabilitatea de emisie e_p crește exponențial pe măsură ce nivelul energetic E_i al centrului se apropie de marginea E_v a benzii de valență.

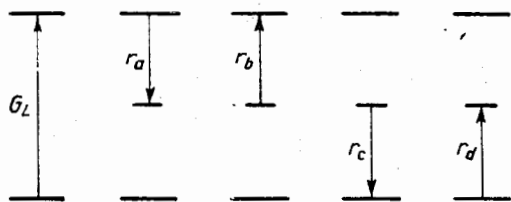


Fig. 5.12. Tranzițiile care au loc în condiții de neechilibru.

Să considerăm în continuare situația care se obține în condiții de neechilibru ca, de exemplu, în cazul unui semiconductor uniform iluminat, cu o viteză de generare uniformă pe unitatea de volum, G_L . Tranzițiile care au loc în astfel de condiții sînt ilustrate în figura 5.12. Se observă că acum, în mod suplimentar față de procesele (a), (b), (c) și (d) din figura 5.11, electronii pot părăsi banda de valență intrînd în banda de

conducție sub influența iluminării. În *regim staționar* ritmul în care electronii intră în banda de conducție va fi egal cu cel cu care ei ies din banda de conducție. Deci,

$$\frac{dn_n}{dt} = G_L - (r_a - r_b) = 0. \quad (5.34)$$

La fel, în *regim staționar* ritmul în care golurile părăsesc banda de valență este egal cu ritmul în care ele intră în banda de valență, deci

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - (r_c - r_d) = 0. \quad (5.35)$$

Ecuatiile 5.34 și 5.35, se reduc desigur la cazul de echilibru făcând $G_L = 0$. (*De observat că regimul staționar nu implică situația de echilibru!*). Pentru condiții de neechilibru, în *regim staționar*, se obține prin eliminarea lui G_L între ecuațiile de mai sus

$$r_a - r_b = r_c - r_d. \quad (5.36)$$

Prin înlocuirea mărimilor în relația 5.36 se poate determina factorul de ocupare f al centrelor în condiții de neechilibru în funcție de concentrațiile de electroni și goluri.

Se observă că nici expresia pentru f , relația 5.26, nici expresiile pentru n și p nu mai sînt semnificative în condiții de neechilibru, deoarece conceptul de nivel Fermi este valabil numai pentru condiții de echilibru.

Concentrațiile de electroni și goluri sînt dependente în schimb de nivelul de injecție — adică de G_L — făcîndu-l în acest fel și pe f dependent de nivelul de injecție. Deci *

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p N_v e^{-(E_t - E_v)/kT}}{\sigma_n [n + N_c e^{-(E_c - E_t)/kT}] + \sigma_p [p + N_v e^{-(E_t - E_v)/kT}]}, \quad (5.37)$$

sau în altă formă

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i e^{(E_i - E_t)/kT}}{\sigma_n [n + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [p + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]}. \quad (5.38)$$

* Aici s-a presupus că iluminarea nu schimbă vitezele proceselor de emisie și captură, astfel decît prin concentrațiile modificate ale purtătorilor.

Aceste valori ale lui f se pot înlocui în expresiile vitezelor fiecărui proces individual obținându-se viteza netă de recombinare prin intermediul centrilor de recombinare U , în regim staționar

$$U = r_a - r_b = r_c - r_d = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t [pn - n_i^2]}{\sigma_n [n + N_c e^{-(E_c - E_t)/kT}] + \sigma_p [p + N_v e^{-(E_t - E_v)/kT}]}, \quad (5.39)$$

sau

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t [pn - n_i^2]}{\sigma_n [n + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [p + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]}. \quad (5.40)$$

Pentru a pune în evidență principalele caracteristici ale acestei relații extrem de importante se va considera un caz special în care secțiunile de captură pentru electroni și goluri sînt egale, $\sigma_n = \sigma_p$. În acest caz relația 5.40 se reduce la

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i \operatorname{ch} \left(\frac{E_t - E_i}{kT} \right)}. \quad (5.41)$$

Se poate identifica drept „forță motoare” pentru recombinare mărimea $pn - n_i^2$, care este de fapt abaterea de la condițiile de echilibru. „Rezistența” pentru acest proces de recombinare crește cu n și p , deci această parte a rezistenței va fi minimă cînd suma $(n + p)$ are o valoare minimă.

Al treilea termen de la numitor crește pe măsură ce E_t se depărtează de mijlocul E_i al benzii interzise și se apropie fie de marginea benzii de conducție, fie de marginea benzii de valență. Într-un astfel de caz unul din procesele de emisie are o probabilitate din ce în ce mai mare, ceea ce reduce eficacitatea centrilor de recombinare. Aceasta se întîmplă deoarece pentru a se realiza procesul de recombinare imediat după ce un electron a fost capturat de un centru, trebuie capturat un gol. Dacă totuși nivelul de energie al centrului este foarte apropiat de marginea benzii de conducție va fi mult mai probabil ca electronul capturat să fie reemis în banda de conducție, împiedecîndu-se astfel completarea procesului de recombinare. (Observații similare se pot face și pentru centrul plasatî lângă marginea benzii de valență.)

Rezultă că un centru de recombinare are eficacitate maximă dacă cele două probabilități de emisie sînt aproximativ egale, ceea ce se realizează cînd nivelul de recombinare este apropiat de mijlocul benzii interzise. În capitolul următor se va arăta că acești centri au o eficacitate maximă și pentru *generarea purtătorilor*.

Această discuție se poate rezuma în termeni mai simpli reamintind cele spuse anterior: centrul constituie trepte intermediare între banda de conducție și banda de valență. Ca o astfel de treaptă intermediară să fie cât mai eficientă trebuie ca ea să împartă în jumătate distanța totală dintre benzi.

În continuare se vor considera formele speciale ale relațiilor 5.39 și 5.40 aplicabile unor cazuri specifice studiate în prima parte a acestui capitol.

5.3. TIMPUL DE VIAȚĂ LA NIVEL MIC DE INECȚIE

În diferitele cazuri care implică recombinarea purtătorilor în exces injectați într-un semiconductor de tip n , s-a presupus că viteza netă de recombinare pe unitatea de volum este dată de relația $U = (p_n - p_{no})/\tau_p$.

Acum, însă putem aplica relația 5.40 unui semiconductor de tip n , considerind cazul nivelului mic de inecție. În aceste condiții $n_n \gg p_n$. Mai mult și $n_n \gg n_i e^{(E_t - E_i)/kT}$ pentru acei centri care sînt centri de recombinare eficienți, adică nu sînt prea apropiați de marginea benzii de conducție. Rezultă că U se poate aproxima prin

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t [n_n p_n - n_i^2]}{\sigma_n n_n} = \sigma_p v_{th} N_t [p_n - p_{no}]. \quad (5.42)$$

Corespunzător, timpul de viață al golurilor pentru un semiconductor de tip n în condiții de nivel mic de inecție este

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}. \quad (5.43)$$

Această formulă împreună cu alte formule importante referitoare la semiconductoare în condiții de neechilibru sînt date în tabelul 5.1, de la sfîrșitul acestui capitol.

Se observă că timpul de viață este independent de concentrația electronilor. Aceasta se întîmplă deoarece într-un semiconductor de tip n există o mare abundență de electroni. Îndată ce un gol este capturat de un centru, același centru capturează imediat un electron realizîndu-se astfel procesul de recombinare. Cu alte cuvinte *etapa care limitează viteza în procesul de recombinare este captura unui purtător minoritar*.

Aceasta se poate vedea și în alt mod. Dacă viteza de recombinare este limitată de viteza de captură a golurilor injectate, se poate presupune că U este egal cu viteza procesului (c). Totuși ca din expresia vitezei proce-

sului (c) să se obțină relația 5.42, f trebuie să fie aproximativ egal cu 1. Aceasta înseamnă că într-un semiconductor de tip n în condiții de nivel mic de injecție, cei mai mulți centri vor fi ocupați de electroni. (Desigur, aceasta reprezintă ceea ce este de așteptat pentru un semiconductor de tip n , la echilibru, pentru centri în apropierea mijlocului benzii interzise, deoarece atunci $E_F > E_t$, după cum se indică în figura 5.13a). Deci, în

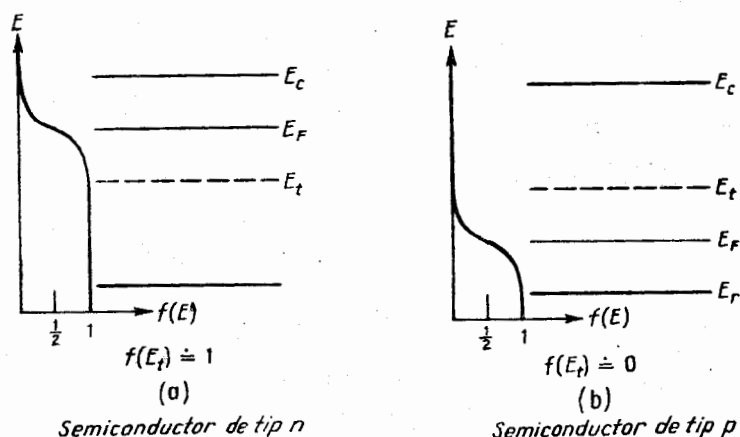


Fig. 5.13. Starea de încărcare, a centrilor din mijlocul benzii, în semiconductoare de tip n și p , la echilibru.

medie, centrii sînt ocupați cu electroni și așteaptă să captureze goluri. Când un centru capturează un gol, urmează imediat captura unui electron. Centrul este astfel ocupat de un electron pentru o perioadă mai lungă de timp pînă cînd el capturează din nou un gol și așa mai departe.

O discuție similară pentru un semiconductor de tip p conduce la următoarea expresie a vitezei de recombinare pentru purtătorii minoritari în exces în condiții de nivel mic de injecție

$$U = \sigma_n v_{th} N_t [n_p - n_{p0}]. \quad (5.44)$$

Rezultă că timpul de viață al electronilor într-un semiconductor de tip p este dat de

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}. \quad (5.45)$$

Compararea relației 5.44 cu expresia vitezei de captură a unui electron-procesul (a) — arată că probabilitatea de ocupare de către un electron a unui centru apropiat de mijlocul benzii interzise, este aproximativ zero pentru un semiconductor de tip p , adică exact așa cum s-a presupus pentru un semiconductor de tip p la echilibru (vezi fig. 5.13b).

5.4. RECOMBINAREA DE SUPRAFAȚĂ

Până acum s-a considerat recombinarea numai prin centri uniform distribuiți în semiconductor. În continuare se va considera ce se întâmplă dacă există o concentrație mărită de centri de recombinare într-un strat subțire de grosime x_1 , de lângă suprafața semiconductorului, după cum se arată în figura 5.14.

Într-un astfel de caz este de așteptat ca viteza de recombinare U să fie mărită lângă suprafață și ca urmare densitatea de purtători în exces la suprafață să fie mai mică. Încercînd să niveleze diferența de concentrație a purtătorilor în exces din acest strat de la suprafață și din restul semiconductorului, purtătorii vor difuza dinspre volumul semiconductorului spre suprafață.

Fluxurile de purtători care curg spre această regiune cu viteză de recombinare mărită, furnizează toți purtătorii care se recombină în ea. Numărul total de purtători care se recombină în stratul de la suprafață, pe unitatea de arie și în unitatea de timp, este dat de

$$U_s = \sigma_p v_{th} N_t^* x_1 [p_n(0) - p_{no}], \quad (5.46)$$

unde $p_n(0)$ reprezintă concentrația medie de purtători minoritari, iar N_t^* concentrația (pe cm^3) a centrilor de recombinare, ambele în stratul de la suprafață. Deoarece fluxul de purtători minoritari spre această regiune trebuie să fie egal cu U_s se obține condiția

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0} = \sigma_p v_{th} N_t^* x_1 [p_n(0) - p_{no}]. \quad (5.47)$$

Lumină uniform absorbită

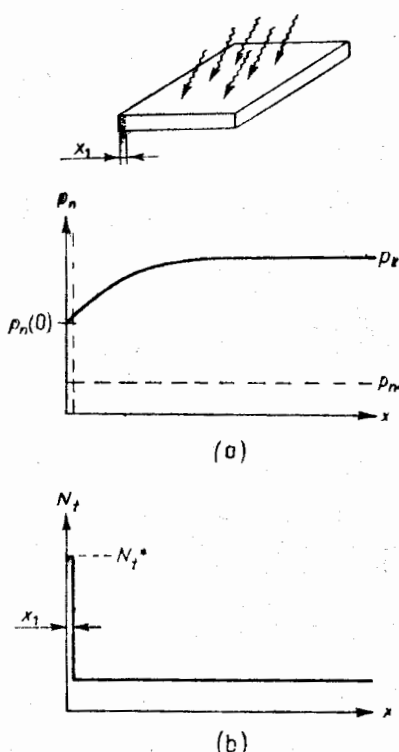


Fig. 5.14. Viteza mărită de recombinare lângă suprafață datorită densității mari de centri și distribuția rezultantă a purtătorilor minoritari în exces, (nu există regiune de sarcină spațială la suprafață).

Se observă că forma acestei relații este identică cu cea a relației 5.16 :

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0} = s_p [p_n(0) - p_{no}].$$

Prin compararea relațiilor 5.47 și 5.16, rezultă că viteza de recombinare la suprafață, s_p , a gurilor este dată de

$$s_p = \sigma_p v_{th} N_{st}, \quad (5.48)$$

unde s-a înlocuit ($N_t^* x_1$) cu N_{st} — numărul total de centri (pe unitatea de arie) în stratul de la suprafață.

Este deci evident că recombinarea de suprafață poate fi considerată ca un caz special al recombinării de volum, pentru o densitate mare de centri distribuiți într-o regiune foarte subțire de lângă suprafață.

În cazul suprafețelor reale, în descrierea procesului de recombinare la suprafață poate apare o complicație suplimentară. Dacă, de exemplu pe suprafața semiconductorului de tip n se află ioni negativi — după cum se indică în figura 5.15, distribuția de purtători în semiconductor este perturbată de acești ioni; electronii vor fi împinși de lângă suprafață, iar gurile vor fi atrase lângă suprafață. În consecință, într-o regiune de grosime x_d de lângă suprafață, nu se mai realizează condiția de neutralitate a sarcinii spațiale. Această regiune se numește *regiunea de sarcină spațială de la suprafață**.

Dacă acum se iluminează semiconductorul și în interiorul său se generează uniform perechi electron-gol, atunci la fel ca și în cazul anterior purtătorii se vor mișca spre suprafață pentru a se recombină. Totuși din cauza prezentei regiunii de sarcină spațială de la suprafață stabilirea balanței dintre fluxul de purtători minoritari spre suprafață și viteza de recombinare la suprafață necesită precauții suplimentare.

Fig. 5.15. Viteza mărită de recombinare lângă suprafață datorită densității mari de centri și distribuția rezultantă a purtătorilor minoritari în exces (regiunea de sarcină spațială de la suprafață este indusă de ioni negativi).

Numărul total de purtători care se recombină la suprafață, pe unitatea de arie și în unitatea de timp, este dat de expresia

$$U_s = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_{st} [p_s n_s - n_i^2]}{\sigma_n [n_s + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [p_s + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]}, \quad (5.49)$$

* Regiunile de sarcină spațială de la suprafață se discută în detaliu în capitolele 9 și 10.

obținută prin analogie cu expresia 5.40, n_s și p_s reprezentînd concentrațiile de electroni și de goluri la suprafață, [2]. Dacă, pentru simplitate, se presupune că centrii sînt localizați la energia $E_i = E_i$ (astfel de centri, vor fi de fapt cei mai eficienți) și că secțiunile de captură sînt egale $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, U_s devine

$$U_s = \sigma v_{th} N_{st} \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i} = s_0 \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i}, \quad (5.50)$$

unde $s_0 = \sigma v_{th} N_{st}$ este viteza de recombinare de suprafață pentru o suprafață, fără regiune de sarcină spațială la suprafață, în conformitate cu relația 5.48.

Fluxul de purtători minoritari care ajung la suprafață, trebuie să fie egal cu U_s . Dacă viteza de recombinare în regiunea de sarcină spațială de la suprafață nu este prea mare, fluxul se poate aproxima prin fluxul de purtători minoritari care ajung la marginea regiunii de sarcină spațială de la suprafață. Deci,

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_d} = s_0 \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i}, \quad (5.51)$$

Relația anterioară este de fapt o condiție la limită pentru problema de difuzie care descrie distribuția de purtători minoritari din volumul semiconductorului. Dar o condiție la limită este utilă numai dacă este exprimată în funcție de concentrația și gradientul de concentrație chiar pentru limita respectivă, în acest caz planul $x = x_d$. Deci trebuie să se exprime partea dreaptă a relației 5.51 în funcție de concentrațiile de la marginea regiunii de sarcină spațială și nu de la suprafață.

Aceasta se poate realiza presupunînd că produsul concentrațiilor de electroni și de goluri este egal cu o constantă în toată regiunea de sarcină spațială de la suprafață, chiar dacă nu se îndeplinesc condițiile de echilibru. Această constantă este desigur diferită de n_i^2 .

O astfel de presupunere este larg utilizată în tratarea regiunilor de sarcină spațială și va fi discutată în capitolul următor.

În cazul de față această presupunere conduce la

$$p_s n_s = p_n(x_d) n_n(x_d) = p_n(x_d) N_D, \quad (5.52)$$

unde N_D este concentrația de atomi donori din semiconductor.

Observînd că $p_{no} N_D = n_i^2$, se obține

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_d} = s_0 \frac{N_D}{n_s + p_s + 2n_i} [p_n(x_d) - p_{no}], \quad (5.53)$$

sau

$$D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_d} = s [p_n(x_d) - p_{n0}], \quad (5.54)$$

unde

$$s = s_0 \frac{N_D}{n_s + p_s + 2n_i} \quad (5.55)$$

este viteza de recombinare de suprafață.

Rezultă că viteza de recombinare de suprafață capătă o formă mult mai complicată în cazul în care există o regiune de sarcină spațială la suprafață, ea depinzând acum nu numai de densitatea de centri de recombinare de suprafață, ci și de concentrația de donori și de mărimea sarcinii de la suprafață, care îi determină pe n_s și p_s . Odată cu modificarea sarcinii de la suprafață se schimbă n_s și p_s și ca urmare și viteza de recombinare la suprafață.

Viteza de recombinare la suprafață trece prin maximum când suma ($n_s + p_s$) este minimă. Aceasta se realizează când atât n_s cât și p_s sînt apropiate de concentrația intrinsecă n_i . Valoarea maximă a vitezei de recombinare de suprafață va fi deci dată de

$$s_{max} = s_0 \frac{N_D}{4 n_i} \quad (5.56)$$

5.5. ORIGINEA CENTRILOR DE RECOMBINARE-GENERARE

Pînă acum s-a arătat modul în care nivelele energetice introduse în banda interzisă pot înlesni recombinarea purtătorilor în exces din semiconductor, acționînd ca „trepte intermediare” între banda de conducție și banda de valență. De asemenea s-a arătat că teoria procesului de recombinare-generare, [1], leagă mărimile caracteristice ale vitezei de recombinare de densitatea centrilor de recombinare-generare.

S-a văzut că timpul de viață, de exemplu pentru cazul unui semiconductor de tip n , în condiții de nivel mic de injecție este dat de

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}, \quad (5.57)$$

unde N_t este concentrația de centri pe unitatea de volum, iar σ_p este secțiunea de captură pentru goluri.

În mod asemănător, prin extinderea teoriei pentru recombinarea care are loc la suprafață s-a văzut că viteza de recombinare de suprafață în absența regiunii de sarcină spațială de la suprafață este dată de relația (pentru cazul unui semiconductor de tip n)

$$s_p = \sigma_p v_{th} N_{st}, \quad (5.58)$$

unde N_{st} este densitatea de centri pe unitatea de arie.

În continuare în acest paragraf se discută pe scurt câteva exemple pentru originea fizică a centrilor de recombinare-generare, atât din volum cit și de la suprafață.

a. Impurități

Impuritățile din coloana a III-a și a V-a introduse în siliciu, determină apariția unor nivele energetice în banda interzisă. Deoarece aceste elemente sînt relativ asemănătoare cu siliciul (element din coloana a IV-a) nivelele energetice asociate lor sînt puțin adînci — adică apropiate fie de marginea benzii de conducție, fie de cea a benzii de valență. Impuritățile din coloana a III-a și a V-a se vor comporta deci în siliciu ca acceptori sau donori.

Există și alte impurități care, spre deosebire de cele din coloana a III-a și a V-a, introduc nivele energetice mai apropiate de mijlocul benzii interzise. Astfel de impurități, de exemplu cuprul în germaniu și aurul în siliciu, vor acționa deci ca centri eficienți de recombinare-generare.

Proprietățile aurului în siliciu au fost studiate extensiv, [3]. Se știe că există de fapt două nivele energetice asociate fiecărui atom de aur: un nivel acceptor (care poate fi neutru sau încărcat negativ) — în apropierea mijlocului benzii interzise — și un nivel donor (care poate fi neutru sau încărcat pozitiv) — la aproximativ 0,2 eV sub mijlocul benzii interzise.

Teoria procesului de recombinare care are loc prin acțiunea unor astfel de centri cu mai multe nivele este mult mai complicată decît teoria dată în acest capitol pentru centri cu un singur nivel. Totuși, la nivel mic de injecție, pentru descrierea influenței aurului în siliciu se poate utiliza ca o aproximație rezonabilă teoria dată pentru centri cu un singur nivel energetic considerînd pentru siliciul de tip n numai nivelul acceptor, iar pentru cel de tip p numai nivelul donor.

Timpul de viață în siliciu se poate modifica prin impurificare controlată cu aur. Această impurificare se realizează prin depunerea aurului pe suprafața plachetei semiconductoare urmată de o încălzire la o temperatură dată. După un interval de timp t , astfel ca $t \gg W_s^2/D$, unde W_s este grosimea plachetei, iar D coeficientul de difuzie al aurului, aurul va fi uniform distribuit în plachetă cu o concentrație corespunzătoare

solubilității solide pentru temperatura la care a fost încălzită placheta (coeficientul de difuzie și solubilitatea solidă sînt indicate în funcție de temperatură pentru aur în figura 3.4 și respectiv 3.7).

În figura 5.16 se indică relația determinată experimental, [4], între concentrația de aur și timpul de viață în siliciu. Este evident că valorile

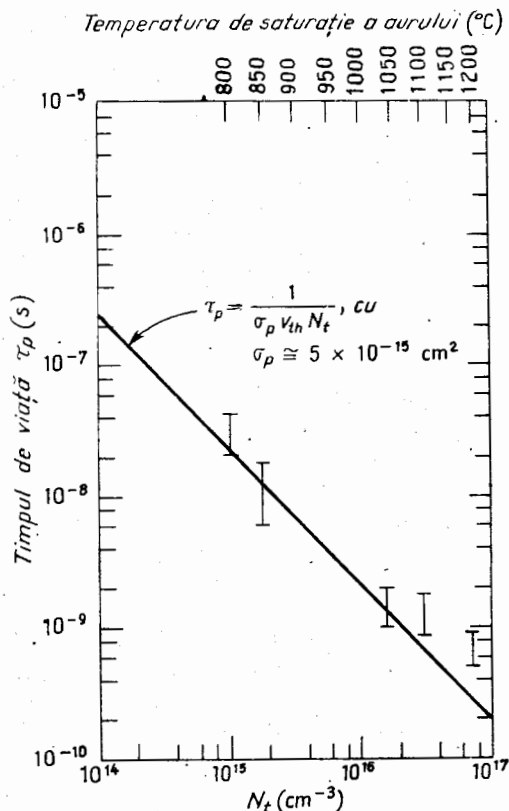


Fig. 5.16. Dependența timpului de viață al gurilor în funcție de concentrația de aur în siliciu de tip *n*, [4].

experimentale urmăresc relația de proporționalitate inversă indicată de expresia 5.57. Constanta de proporționalitate corespunde unei secțiuni de captură de $\sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Valori de același ordin de mărime au fost determinate de mulți alți cercetători, [3]. În figură se indică de asemenea și temperaturile corespunzătoare la care siliciul este saturat cu aur.

Dacă concentrația aurului în siliciu este crescută suficient, astfel ca să ajungă comparabilă cu concentrația de impurități donoare sau acceptoare, un alt efect trebuie luat în considerație. Fiecare din nivelele energetice adinci (adică nivele apropiate de mijlocul benzii interzise) asociate atomilor

de aur, va scoate un purtător majoritar din banda de conducție (în cazul semiconductorului de tip n) sau din banda de valență (în cazul semiconductorului de tip p). Acest efect este denumit uneori *îndepărtarea purtătorilor*. Deci, de exemplu, pentru un semiconductor de tip n , concentrația de electroni va deveni $n \cong N_D - N_i$. Ca urmare rezistivitatea semiconductorului crește prin adăugare de aur. Un fenomen similar are loc și în cazul semiconductorului de tip p^* .

b. Degradarea prin radiații

O altă modalitate prin care se pot introduce nivele energetice în banda interzisă se realizează prin expunerea la radiații de energie înaltă — electroni, protoni, raze γ sau neutroni. Particulele de mare energie pot deplasa atomii din pozițiile lor normale din rețeaua semiconductorului, obținându-se astfel mai întâi formarea unei vacanțe și a unui atom interstițial. Acestea la rîndul lor, formează rapid defecte ale rețelei mult mai complexe care se comportă asemănător cu impuritățile introduse în semiconductor; au nivele energetice în banda interzisă și pot acționa ca acceptori, donori sau centri de recombinare.

Prin datele experimentale din figura 5.17 se ilustrează efectul introducerii de centri de recombinare prin iradiere cu electroni de mare energie, [6]. În figură se indică timpul de viață al golurilor în siliciu de tip n , în funcție de numărul total de electroni, N_e , care ating unitatea de arie a suprafeței plachetei. Este evident că pe măsură ce iradierea este mai intensă, timpul de viață descrește. Dacă se presupune că electronii incidenti creează centri de recombinare uniform distribuiți în semiconductor, numărul total de centri de recombinare N_t , este dat de

$$N_t = N_{t0} + KN_0, \quad (5.59)$$

unde N_{t0} este concentrația de centri de recombinare-generare înainte de iradiere, iar K este probabilitatea ca un electron incident să creeze un nou centru de recombinare. Folosind relația 5.57 se obține

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0}}{1 + KN_e/N_{t0}}, \quad (5.60)$$

* Această descriere simplă își pierde valabilitatea îndată ce concentrația de nivele adinci se apropie de concentrația de donori sau acceptori. Calcule exacte pentru dependența rezistivității siliciului în funcție de concentrația de aur au fost făcute de Boltaks și alții, [5]. Rezultatele lor sînt reproduse și în lucrarea lui Bullis, [3].

care indică o scădere invers proporțională a valorii timpului de viață, de la valoarea sa inițială τ_{p0} , odată cu creșterea dozei de radiații. Această dependență s-a obținut din rezultatele experimentale indicate în figura 5.17.

Centrii induși de radiații vor determina o scădere a concentrației de purtători majoritari (îndepărtarea purtătorilor) în același mod în care

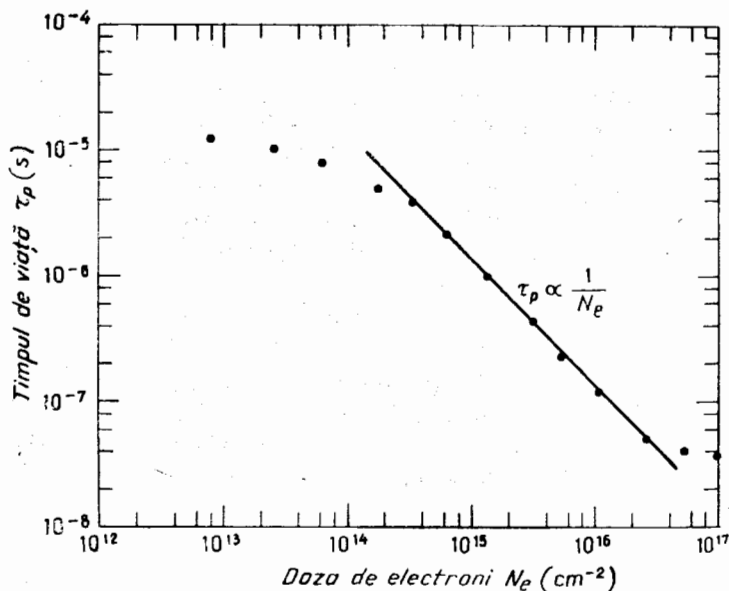


Fig. 5.17. Efectul iradierii cu electroni de energie înaltă asupra timpului de viață a golurilor în siliciu de tip n , [6].

aurul o realizează în siliciu. Deci rezistivitatea semiconductorului va crește odată cu creșterea dozei de radiații.

În prezent iradierea nu poate fi utilizată pentru a controla timpul de viață în dispozitive semiconductoare cu ușurința cu care acest lucru este posibil folosind impurități ca aurul. Aceasta deoarece centrii induși de radiații au tendința să dispară după o perioadă de timp, chiar la temperaturi relativ joase.

Cu toate acestea influența radiațiilor asupra timpului de viață și rezistivității semiconductorului este importantă deoarece multe tipuri de dis-

pozitive semiconductoare sînt destinate funcționării în reactorul nuclear sau pentru aplicații spațiale.

c. Stări de suprafață

S-a arătat că un element străin sau chiar un defect al rețelei cristalului semiconductor poate introduce nivele energetice în banda interzisă. Este de așteptat ca neregularitatea esențială asociată suprafeței unui cristal — unde de altfel se termină rețeaua semiconductorului — să introducă o densitate mare de nivele în banda interzisă. Astfel de nivele — a căror existență a fost prezisă teoretic de Tamm și de Shockley, [7] — sînt numite *stări de suprafață*. Dacă unele din aceste stări de suprafață au nivelele de energie în apropierea mijlocului benzii interzise, este de așteptat ca ele să acționeze ca centri eficienți de recombinare de suprafață.

Estimările teoretice ale densității de stări de suprafață conduc la valori de același ordin cu densitatea atomilor de la suprafață, $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Densități de această valoare au fost într-adevăr observate experimental pe suprafețe semiconductoare foarte curate, obținute prin clivare în vid înalt. Totuși, suprafețe de germaniu și siliciu expuse la aer numai pentru câteva minute au o densitate de stări de suprafață de ordinul a numai $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, iar pentru suprafețele de siliciu oxidat termic rezultă densități cu încă un ordin de mărime mai mici*.

Cauza acestei scăderi nu este cunoscută în prezent; ea este evident determinată de prezența chiar și a unui strat subțire de oxid ca cel care se formează atît pe suprafețe de germaniu cît și de siliciu prin expunere în aerul camerei.

Valorile vitezei de recombinare de suprafață s_0 determinate pentru suprafețe de germaniu și siliciu sînt de ordinul 10^2 cm/s , iar pentru siliciu oxidat termic de ordinul $1 \dots 10 \text{ cm/s}$ **.

S-a găsit că prin iradiere atît valoarea lui s_0 cît și densitatea stărilor de suprafață crește. Figura 5.18 prezintă o comparație între valorile măsurate ale lui s_0 și valorile estimate independent ale densității stărilor de suprafață N_{ss} , ale suprafețelor de siliciu oxidat termic, [8].

* Stările de suprafață se tratează în detaliu în capitolele 9 și 12.

** Valoarea efectiv măsurată pentru viteza de recombinare la suprafața s , nu va fi în mod necesar egală cu s_0 dar va fi legată de ea prin expresia 5.55. Deci, în funcție de semiconductorul considerat, de temperatură (prin n_i), de concentrația de impurități din semiconductor N_D și de densitatea de sarcină la suprafață (prin $n_s + p_s$), s poate fi mai mic, mai mare sau egal cu s_0 .

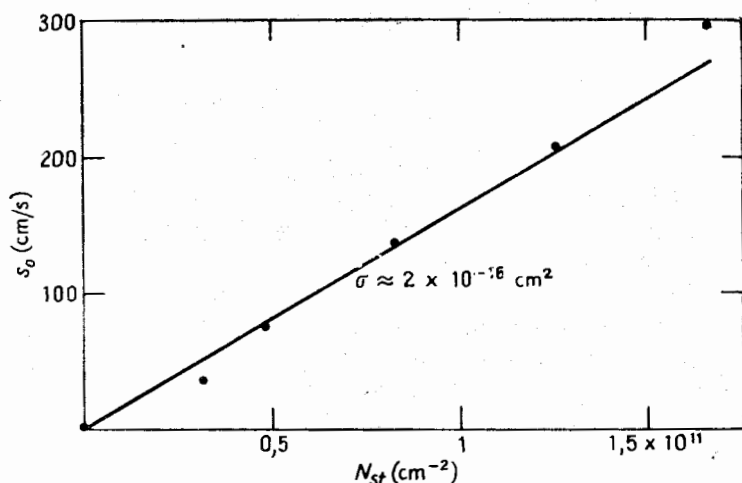


Fig. 5.18. Comparație între viteza de recombinare la suprafață s_0 și densitatea de stări de suprafață N_{st} , [8].

Relația liniară observată este în concordanță cu relația 5.58, cu panta corespunzând unei secțiuni de captură de același ordin de mărime ca cea a centrilor de recombinare-generare din volum.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

O tratare riguroasă și completă a transportului purtătorilor în exces este dată de către A. K. Jonscher, *Principles of Semiconductor Device Operation*, Wiley, 1960, Capitolele 2 și 3.

Recombinarea bandă-bandă și recombinarea prin centri cu nivele multiple sînt discutate în detaliu în Capitolul 6, J. L. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill Book Co., 1964.

O trecere în revistă și o bibliografie vastă asupra recombinării în semiconductoare este dată de către G. Bemschi, "Recombination in Semiconductors", Proc. IRE, **46**, 990 (1958).

Recombinarea de suprafață este discutată în detaliu de către A. Many, Y. Goldstein și N. B. Grover, *Semiconductor Surfaces*, Wiley, 1965, Capitolele 5, 7 și 9.

BIBLIOGRAFIE

1. R. N. Hall, "Electron-Hole Recombination in Germanium," *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952); W. Shockley și W. T. Read, "Statistics of the Recombination of Holes and Electrons," *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
2. D. T. Stevenson și R. J. Keyes, "Measurements of the Recombination Velocity at Germanium Surfaces," *Physics*, **20**, 1041 (1954).

3. O trecere în revistă a proprietăților aurului în siliciu este dată în W. M. Bullis, "Properties of Gold in Silicon", *Solid-State Electron*, **9**, 143 (1966).
4. A. E. Bakanowski și J. H. Forster, "Electrical Properties of Gold-Doped Diffused Silicon Computer Diodes," *Bell System Tech. J.*, **39**, 87 (1960).
5. B. J. Boltaks, G. S. Kulikov, și R. Sh. Malkovich, "The Effect of Gold on the Electrical Properties of Silicon," *Soviet Physics—Solid State*, **2**, 167 (1960).
6. G. K. Werthcim, "Energy Levels in Electron Bombarded Silicon," *Phys. Rev.*, **105**, 1730 (1957).
7. Vezi de exemplu, A. Many, Y. Goldstein, și N. B. Grover, *Semiconductor Surfaces*, Wiley, 1965, capitolele 1 și 5.
8. D. J. Fitzgerald și A. S. Grove, "Radiation-Induced Increase in Surface Recombination Velocity of Thermally Oxidized Silicon Structures," *Proc. IEEE*, **54**, 1601 (1966).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 5.1. Să se calculeze rezistivitatea unei plachete de siliciu de tip n care este iluminată. Timpul de viață în plachetă este de $1 \mu s$, iar rezistivitatea ei este, la întuneric, de $10 \Omega cm$. Lumina este absorbită uniform în semiconductor, conducând la crearea a 10^{22} perechi electron-gol/($cm^3 s$). Ce parte a conductivității este datorată :
 - (a) purtătorilor majoritari?
 - (b) purtătorilor minoritari?
- 5.2. Să se verifice că relația 5.17 satisface ecuația diferențială și condițiile la limită respective.
- 5.3. O plăcuță de siliciu de tip n , cu o rezistivitate de $1 \Omega cm$, este iluminată. Lumina, uniform absorbită, creează 10^{17} perechi electron-gol/($cm^3 s$). Timpul de viață este de $10 \mu s$; viteza de recombinare la suprafață este de $100 cm/s$. Să se calculeze :
 - (a) Numărul de goluri care se recombina la suprafață, pe unitatea de arie și de timp.
 - (b) Numărul de goluri care se recombina în interiorul semiconductorului pe o distanță egală cu trei lungimi de difuzie, pe unitatea de suprafață și de timp.
- 5.4. (a) Să se estimeze cimpul electric în vecinătatea suprafeței în cazul problemei anterioare.
 (b) Să se estimeze contribuția termenului de cimp la fluxul de goluri către suprafață.
- 5.5. O plachetă de siliciu dopată cu $2 \cdot 10^{16}$ atomi donori/ cm^3 a fost saturată, la $920^\circ C$, cu aur. Apoi placheta a fost oxidată și tratată astfel încât ea conține 10^{19} centri de recombinare de suprafață/ cm^2 .
 - (a) Să se calculeze timpul de viață în volum, lungimea de difuzie și viteza de recombinare de suprafață — în absența regiunii de sarcină spațială de la suprafață — și maximumul vitezei de recombinare de suprafață.
 - (b) Placheta este iluminată cu o lumină uniform absorbită care creează 10^{17} perechi de purtători/($cm^3 s$). Care va fi concentrația de goluri la suprafață și fluxul de goluri spre suprafață în absența regiunii de sarcină spațială de la suprafață?
- 5.6. Care este concentrația de electroni și rezistivitatea plachetei din problema 5.7 înainte și după difuzia aurului?
- 5.7. Să se determine expresia pentru viteza de recombinare-generare și să se indice dacă avem o generare sau recombinare netă în următoarele cazuri :
 - (a) Într-o regiune a unui semiconductor care este complet golită de purtători (adică n și $p \ll n_i$);
 - (b) Într-o regiune a unui semiconductor care este golită numai de purtători minoritari (de exemplu, $p_n \ll p_{n0}$, dar $n_n = n_{n0}$);
 - (c) Într-o regiune a unui semiconductor în care $n = p = n_0$, unde $n_0 \gg n_i$.
 (Aceste expresii se vor utiliza în capitolul 6 la determinarea caracteristicii curent-tensiune a joncțiunii pn).

- 5.8. Într-o regiune a unui semiconductor care este complet golită de purtători (adică și n și $p \ll n_i$) se generează perechi electron-gol prin emisia alternativă de electroni și goluri de către centri. Să se determine durata medie dintre aceste procese de emisie. (Această durată se numește *constanta de timp de emisie* a centrilor). Să se estimeze valoarea ei pentru centri cu $E_t = E_i$, în siliciu.
- 5.9. Considerînd un semiconductor de tip p , să se determine nivelul de energie al acelor centri pentru care un electron captat are aceeași probabilitate de a fi reemis în banda de conducție sau de a se recombină cu un gol. Vor fi centri de recombinare eficienți centrii cu nivelul de energie deasupra sau dedesubtul acestui nivel?
- 5.10. Se consideră centri de recombinare-generare uniform distribuiți în energie în interiorul benzii interzise, cu densitatea D_t ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1}$).
- Prin superpoziția efectelor acestor centri și presupunînd $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$, să se determine expresia pentru viteza netă, U , de generare-recombinare.
 - Să se determine expresia pentru viteza de generare într-o regiune care este complet golită de purtători (adică și n și $p \ll n_i$).
 - Să se determine expresia pentru timpul de viață la nivele mici de injecție. Să se compare fiecare din expresiile de mai sus cu cele care corespund pentru centri cu un singur nivel, localizat la $E_t = E_i$ și să se discute asemănările și diferențele.

Tabelul 5.1

FORMULE IMPORTANTE PENTRU SEMICONDUCTRI ÎN CONDIȚII DE NEECHILIBRU

Centri de recombinare-generare situați în mijlocul
benzii interzise, $E_t = E_i$
Secțiuni de captură egale, $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$

	semiconductor de tip n	semiconductor de tip p
Viteza netă de recombinare în volum, pe unitatea de volum	$U = \frac{1}{\tau} (p_n - p_{n0})$	$U = \frac{1}{\tau} (n_p - n_{p0})$
Viteza netă de recombinare la suprafață, pe unitatea de arie	$U_s = s [p_n(0) - p_{n0}]$	$U_s = s [n_p(0) - n_{p0}]$
Timpul de viață	$\tau = \frac{1}{\sigma v_{th} N_t}$	$\tau = \frac{1}{\sigma v_{th} N_t}$
Viteza de recombinare de suprafață	$s = s_0 \frac{N_D}{n_s + p_s + 2n_i}$	$s = s_0 \frac{N_A}{n_s + p_s + 2n_i}$

$s_0 \equiv \sigma v_{th} N_{st}$

- ELECTROSTATICĂ
- REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ PENTRU:
 - joncțiuni abrupte
 - joncțiuni liniar gradate
 - joncțiuni difuzate
- CARACTERISTICI CAPACITATE-TENSIUNE
- CARACTERISTICI CURENT-TENSIUNE
- STRĂFUNGAREA JONCȚIUNII
- COMPORTAREA TRANZITORIE

6

Joncțiuni pn

În cele două capitole anterioare s-a discutat comportarea unui semiconductor omogen atât în condiții de echilibru cât și în condiții de neechilibru. Multe dispozitive semiconductoare conțin însă regiuni și de tip p și de tip n , joncțiunea care se formează între aceste regiuni conducând la caracteristicile electrice utile ale acestor dispozitive.

În figura 6.1a este prezentată schematic o *diodă planară n^+p cu joncțiune**. O astfel de diodă se poate fabrica prin creșterea la început a unui strat epitaxial de tip p , relativ slab dotat pe un substrat puternic dotat de același tip, creștere urmată de o oxidare termică a suprafeței siliciului. În stratul de bioxid de siliciu se deschid apoi ferestre, prin care se difuzează impurități donoare**, obținându-se astfel joncțiunea n^+p prezentată în figura 6.1a (semnul $+$ sau $-$ indică regiuni cu o concentrație mare, respectiv mică, de impurități). Pe placheta de siliciu se fabrică simultan multe astfel de joncțiuni. După ce sînt despărțite una de alta, se atașează pentru fiecare diodă contacte atât la porțiunea difuzată, cât și la substrat, iar apoi se încapsulează.

Pentru simplitate se va studia un model idealizat, unidimensional al acestei joncțiuni n^+p , ilustrat în figura 6.1b.

Acest model poate fi considerat ca o secțiune prin dioda planară, de-a lungul liniilor punctate din figura 6.1a. Acest model idealizat neglijează de asemenea variația concentrației de impurități din regiunea p datorită

* Termenul *joncțiune* indică o graniță între două regiuni ale semiconductorului, pe cînd termenul *diodă* se referă la dispozitivul semiconductor final care încorporează o singură joncțiune. Acești termeni se utilizează uneori unul în locul celuilalt.

** Creșterea epitaxială, oxidarea termică și difuzia în solide sînt tratate în detaliu în partea I-a a cărții.

realizării epitaxiale. Acolo unde această variație de concentrație sau forma caracteristică a joncțiunii planare conduce la abateri, tratarea va fi modificată în mod corespunzător.

Cea mai importantă proprietate a joncțiunilor *pn* este aceea că ele *redresează*, adică permit trecerea curentului electric numai într-o singură

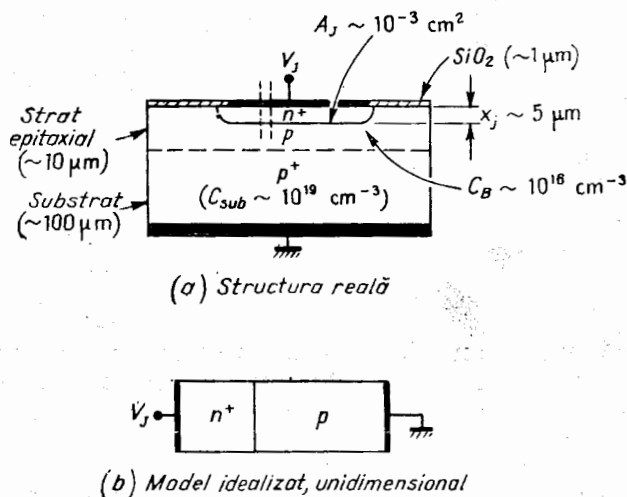


Fig. 6.1. Diodă cu joncțiune, planară, tipică, n^+p . Se indică valorile reprezentative ale concentrațiilor de impurități și ale dimensiunilor.

direcție. Aceasta se ilustrează în figura 6.2, unde se arată caracteristica curent-tensiune a unei diode cu joncțiune *pn*, a cărei parametri de structură sînt aproximativ cei indicați în figura 6.1.

Este evident că atunci cînd pe regiunea n^+ se aplică o tensiune negativă începe să treacă curent chiar la tensiuni aplicate mici. Spre deosebire de această situație la aplicarea unei tensiuni pozitive nu se observă la scara figurii nici un curent. Eventual cînd se aplică pe regiunea n o tensiune pozitivă suficient de mare începe să treacă din nou curent, situație cunoscută sub numele de *străpungere a joncțiunii*.

Condiția de polarizare corespunzătoare trecerii curentului se numește *polarizare directă*, iar cea corespunzătoare situației de blocare *polarizare inversă*. Caracteristica curent-tensiune la polarizare directă este prezentată pentru o scară mărită a axei tensiunii în partea de jos a figurii 6.2.

Diodele sînt foarte importante și utile ca urmare a caracteristicii curent-tensiune; de exemplu, ele pot fi utilizate drept elemente redresoare, sau drept elemente de comutare în calculatoarele digitale. Totuși importanța joncțiunilor *pn* este mai largă decît utilizarea ca diode așa cum s-a

arătat anterior. Două din cele mai importante dispozitive semiconductoare, tranzistorul cu joncțiuni și tranzistorul cu efect de câmp cu joncțiune (care formează subiectul celor două capitole care urmează) consistă din două joncțiuni *pn* una plasată în vecinătatea celeilalte. Caracteristicile

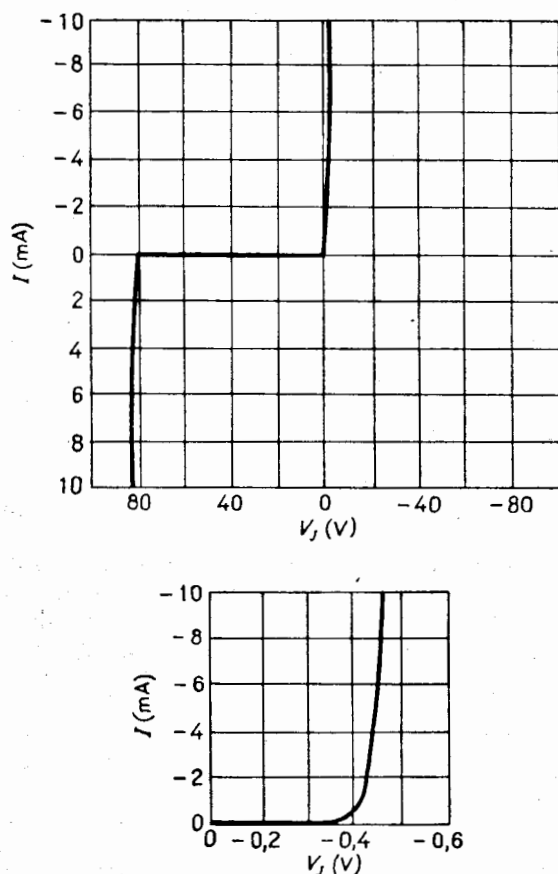


Fig. 6.2. Caracteristicile curent-tensiune ale unei diode *n+p* din siliciu. Parametrii constructivi ai acestei diode sînt aproximativ cei indicați în figura 6.1.

acestor dispozitive se pot deduce ca o consecință directă a caracteristicilor joncțiunii *pn*. În plus, în partea a III-a a acestei cărți se va vedea că analiza fenomenelor de suprafață cit și cea a dispozitivelor controlate de fenomenele de suprafață se poate simplifica mult prin legarea ei de analiza joncțiunilor *pn*.

În mod corespunzător, în acest capitol se tratează în detaliu joncțiunile pn. Se începe cu o scurtă trecere în revistă a principiilor de electrostatică legate de subiect, iar apoi se aplică aceste principii la studiul regiunii de sarcină spațială a joncțiunilor difuzate cu cele două situații limită: joncțiunea abruptă și joncțiunea liniar gradată. Se continuă cu caracteristicile capacitate-tensiune, curent-tensiune ale joncțiunii pn cât și cu străpungerea joncțiunii. În final, se dă o scurtă descriere a fenomenelor tranzitorii.

6.1. ELECTROSTATICĂ

a. Legătura dintre structura de benzi și mărimile electrostatice

Cîmpul electric $\mathcal{E}$ se definește ca fiind forța care acționează asupra sarcinii unitate, pozitive. Corespunzător, forța care acționează asupra unui electron, care are sarcina $-q$, este $-q\mathcal{E}$.

Se știe că în general forța este egală cu gradientul cu semn schimbat al energiei potențiale. Rezultă că forța care acționează asupra unui electron este

$$-q\mathcal{E} = -(\text{gradientul energiei potențiale a electronului}).$$

În capitolul 4 s-a arătat că energia potențială a unui electron este reprezentată de marginea inferioară a benzii de conducție, E_c . Totuși, deoarece interesează numai gradientul energiei potențiale, se poate utiliza orice parte a benzilor de energie care este decalată față de marginea benzii de conducție cu o cantitate constantă. Deci, în expresiile de mai sus se va putea alege la fel de bine gradientul marginii benzii de valență E_v , sau al nivelului Fermi intrinsec E_i , în locul gradientului lui E_c . În practică, deseori este comod de utilizat E_i . Corespunzător se poate scrie expresia

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q} \text{grad } E_i, \quad (6.1)$$

sau în cazul unidimensional

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx}. \quad (6.2)$$

Potențialul electrostatic Φ este acea cantitate a cărei gradient este egal cu cîmpul electric cu semn schimbat, adică este definit de relația

$$\mathcal{E} = -\text{grad } \Phi, \quad (6.3)$$

în cazul unidimensional

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dx}. \quad (6.4)$$

Compararea expresiilor 6.3 și 6.1 conduce la

$$\Phi = - \frac{E_i}{q}, \quad (6.5)$$

care indică relația dintre potențialul electrostatic și energia potențială a electronului.

b. Ecuația lui Poisson

Ecuația lui Poisson arată că

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = - \frac{\rho}{K\varepsilon_0}, \quad (6.6)$$

sau

$$\frac{d^2E_i}{dx^2} = \frac{q\rho}{K\varepsilon_0}, \quad (6.7)$$

sau

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{K\varepsilon_0}, \quad (6.8)$$

unde ρ este densitatea de sarcină pe unitatea de volum, care se exprimă convenabil pentru domeniul semiconductorilor în e/cm^3 , unde e este mărimea sarcinii electronului, $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$; K este constanta dielectrică, iar ε_0 este permitivitatea spațiului liber, $8,86 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$ sau $55,4 \text{ e/V} \cdot \mu\text{m}$ în unități convenabile în domeniul semiconductoarelor.

Din ecuația 6.8 este evident că prin integrarea distribuției de sarcină în funcție de distanță se obține câmpul electric. Exemple simple de astfel de integrări sînt ilustrate în figura 6.3.

În figura 6.3a se indică o distribuție de sarcină în funcție de distanță dată de o funcție delta, conținînd o sarcină totală pe unitatea de arie transversală, Q . Integrarea acestei distribuții de sarcină conduce la o modificare prin salt a câmpului electric cu o cantitate $Q/K\varepsilon_0$, după cum se

arată în figură. În figura 6.3b se indică o distribuție uniformă de sarcină, pe distanța L . În acest caz câmpul electric crește liniar cu distanța, creș-

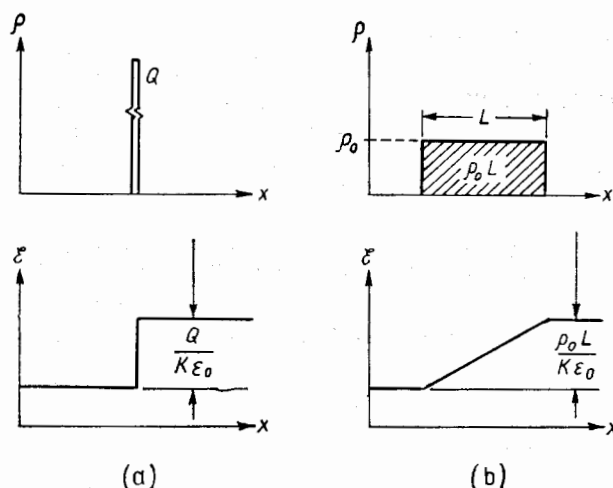


Fig. 6.3. Ilustrare a soluției ecuației lui Poisson pentru două cazuri unidimensionale simple.

terea totală a câmpului electric fiind din nou legată de sarcina totală conținută în această regiune, $\rho_0 L$.

6.2. REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ PENTRU JONCTIUNI ABRUPTE

Multe din caracteristicile importante ale jonctiunilor *pn* sînt asociate unor regiuni de sarcină spațială (o regiune în care $\rho \neq 0$), formate între regiuni de tip *n* și *p*.

În consecință, în continuare se va considera ceea ce se întîmplă cînd un semiconductor de tip *n* și unul de tip *p* sînt aduse într-un contact intim. Deși plasarea a două bucăți de semiconductor într-un contact intim nu reprezintă o metodă practică de realizare a unei jonctiuni *pn* utile, această schemă sa va utiliza pentru a ilustra principiile utilizate.

a. Cazul de echilibru

Se va considera pentru început cazul în care nu se aplică o polarizare nici uneia din regiunile semiconductoare. Bucățile de semiconductor de tip *n* și *p*, înainte de a fi puse în contact, sînt prezentate în figura 6.4a.

După cum s-a arătat în capitolul 4, un semiconductor de tip n este caracterizat în primul rînd prin faptul că el conține o concentrație mare de electroni. La fel un semiconductor de tip p este caracterizat de faptul că, la rîndul lui, conține o concentrație mare de goluri. Dacă aceste două bucăți de semiconductor sînt plasate într-un contact intim, după cum se arată în figura 6.4b, un flux de electroni și unul de goluri vor curge într-o astfel

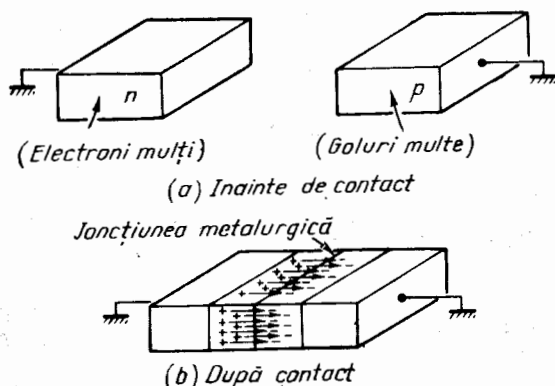


Fig. 6.4. Joncțiunea pn la echilibru (ilustrare schematică):

(a) semiconductoare de tip n și p ; (b) joncțiunea dintre cele două semiconductoare.

de direcție încît să uniformizeze gradientul mare de concentrație care există între aceste două regiuni.

Dacă electronii și golurile n -ar fi încărcate, aceste fluxuri ar continua să curgă pînă în momentul în care o concentrație uniformă a ambelor specii s-ar stabili în întreaga structură, obținută prin combinarea celor două bucăți de tip opus.

Deoarece electronii și golurile sînt încărcate și deoarece semiconductorul conține de asemenea și ioni de impuritate ionizați, situația este total diferită, după cum se arată în figura 6.4b. Dacă are loc o trecere netă a electronilor din regiunea n spre regiunea p și a golurilor din regiunea p spre regiunea n se formează o sarcină spațială datorită ionilor donori și acceptori. În vecinătatea joncțiunii rezultă astfel un cîmp electric, după cum se indică prin săgeți în figura 6.4b. Sensul acestui cîmp electric este astfel încît el să mențină golurile în regiunea p și electronii în regiunea n . Deci, după ce un număr oarecare de electroni și goluri a trecut dintr-o regiune în alta, apare un cîmp electric intern împiedicînd în continuare o trecere netă a purtătorilor.

Aceasta este modalitatea prin care se atinge echilibrul. Deci la echilibru fluxul net de goluri și electroni este zero; la joncțiunea pn fluxul datorat

difuziei fiecărui tip de purtători va fi exact egal și opus fluxului acelorași purtători datorită câmpului electric.

În continuare se va utiliza acest criteriu pentru a obține relații cantitative pentru condiția de echilibru. Fluxul net de goluri F_p este dat de

$$F_p = -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p \mathcal{E} p. \quad (6.9)$$

Înlocuind expresia care dă concentrația de goluri

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} \quad (6.10)$$

și derivata ei

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p}{kT} \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right], \quad (6.11)$$

și ținînd cont de relația lui Einstein $\mu_p = qD_p/kT$, se obține fluxul net de goluri

$$F_p = \frac{D_p}{kT} p \frac{dE_F}{dx} = \frac{1}{q} \mu_p p \frac{dE_F}{dx}. \quad (6.12)$$

Deci condiția ca fluxul net (total) de goluri să fie nul înseamnă că nivelul Fermi trebuie să fie constant pe măsură ce se trece de la regiunea n la regiunea p .

Considerații similare aplicate fluxului de electroni conduc la expresia

$$F_n = -\frac{D_n}{kT} n \frac{dE_F}{dx} = -\frac{1}{q} \mu_n n \frac{dE_F}{dx}, \quad (6.13)$$

care în conformitate cu condiția ca fluxul net de electroni să fie nul, conduce la aceeași concluzie asupra nivelului Fermi.

Deci, *la echilibru nivelul Fermi trebuie să fie constant în tot semiconductorul**.

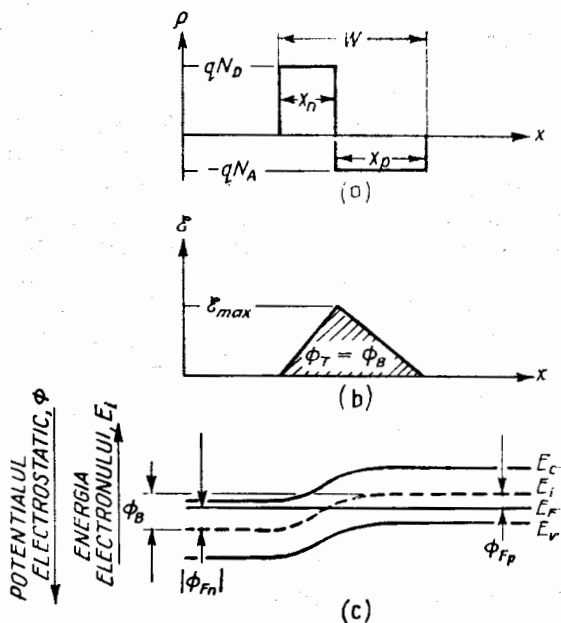
Pentru a calcula caracteristicile regiunii de sarcină spațială formată în apropierea joncțiunii, se presupune că ea consistă în totalitate din sarcina de acceptori și donori ionizați. Această presupunere este echiva-

* După cum s-a menționat în capitolul 4 nivelul Fermi poate fi considerat drept *potențialul chimic* al electronilor. Deoarece condiția de echilibru în orice sistem este ca potențialul chimic să fie constant la trecerea dintr-o porțiune a sistemului la alta, rezultă direct condiția ca nivelul Fermi să fie constant.

lentă cu a considera că cea mai mare parte a regiunii de sarcină spațială este complet golită de purtători sau cu alte cuvinte, concentrația n și p de purtători este neglijabil de mică în comparație cu concentrația de impurități în aproape toată regiunea de sarcină spațială.

Această presupunere este cunoscută sub numele de *aproximația de golire**.

Fig. 6.5. Sarcina (a), câmpul electric (b) și distribuția de potențial (c) pentru o joncțiune abruptă la echilibru (aproximația de golire).



Distribuția de sarcină în semiconductor în funcție de distanță, este dată în figura 6.5a, pentru cazul unei concentrații uniforme de impurități atât în regiunea de tip n cât și în cea de tip p . O astfel de joncțiune se numește *joncțiune abruptă*. Densitatea sarcinii spațiale în părțile n și p ale joncțiunii metalurgice este dată de qN_D și respectiv de $-qN_A$. Lățimea porțiunilor respective ale regiunii de sarcină spațială este indicată prin x_n și x_p , lățimea totală ($x_n + x_p$) fiind notată W . Distribuția câmpului obținută prin integrarea distribuției de sarcină, este indicată în figura 6.5b. La rîndul ei integrarea distribuției câmpului electric conduce la energia electronului E_i în funcție de distanță (vezi fig. 6.5c). Evident marginile benzii de conducție și de valență urmează variația nivelului Fermi intrinsec.

* În acest context, termenii *regiune de sarcină spațială* și *regiune golită* se vor utiliza unul în locul altuia.

În continuare se consideră parametrii care determină curbarea totală a benzilor, adică variația totală, fie a energiei electronului, fie a potențialului electrostatic pe măsură ce se trece de la regiunea p la regiunea n . Este evident din figura 6.5c că, deoarece nivelul Fermi este constant, această variație se compune din suma valorilor absolute ale celor două potențiale Fermi Φ_{Fp} și Φ_{Fn} care sînt definite de

$$\Phi_{Fp} = - \frac{E_F - E_i}{q} \Big|_{\text{regiunea } p}, \quad \Phi_{Fn} = - \frac{E_F - E_i}{q} \Big|_{\text{regiunea } n} \quad (6.14)$$

Deci Φ_{Fp} este pozitiv, iar Φ_{Fn} este negativ (de aici rezultă necesitatea de a considera valoarea absolută a celui din urmă).

Pentru a calcula potențialele Fermi, se consideră că în regiunea p neutră (adică în afara regiunii de sarcină spațială) $p \doteq N_A$, iar în regiunea n neutră $n \doteq N_D$. Din relația 6.10 se obține

$$\Phi_{Fp} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (6.15)$$

Asemănător se deduce

$$\Phi_{Fn} = - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (6.16)$$

Variația totală de potențial Φ_T la echilibru este dată de suma valorilor absolute ale potențialelor Fermi

$$\Phi_T = \Phi_{Fp} + |\Phi_{Fn}|. \quad (6.17)$$

Această cantitate este deseori denumită *diferența internă de potențial a joncțiunii pn*.

În figura 6.6 se reprezintă — pe baza relațiilor 6.15 și 6.16 — pentru siliciu la temperatura camerei, mărimea potențialului Fermi de fiecare parte a joncțiunii în funcție de mărimea concentrației nete de impurități, $C_B \equiv |N_D - N_A|$. Această figură dă posibilitatea calculării lui Φ_B pentru orice joncțiune abruptă.

Deoarece în regiunile neutre ale semiconductorului câmpul electric trebuie să fie nul, rezultă imediat că sarcinile totale pe unitatea de arie de fiecare parte a joncțiunii pn trebuie să fie egale și de semn contrar. Deci,

$$N_D x_n = N_A x_p. \quad (6.18)$$

Cîmpul electric maxim în joncțiunea pn este

$$\mathcal{E}_{max} = \frac{qN_D x_n}{K_s \varepsilon_0} = \frac{qN_A x_p}{K_s \varepsilon_0}. \quad (6.19)$$

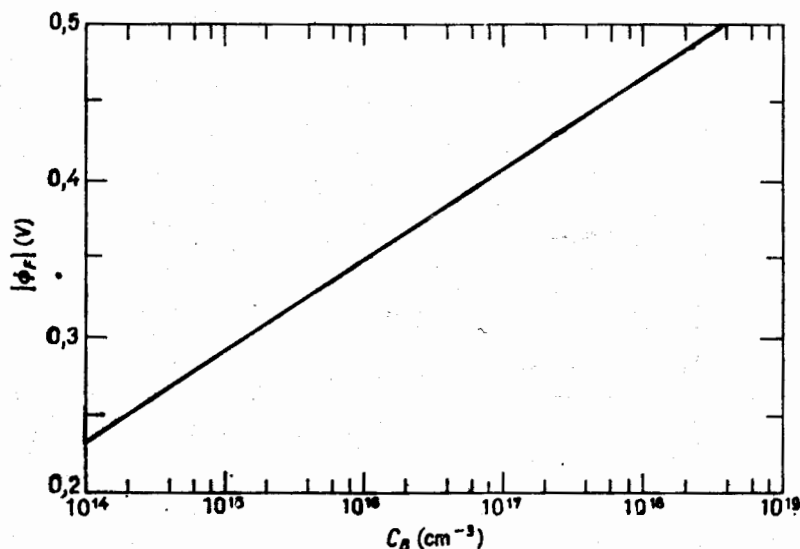


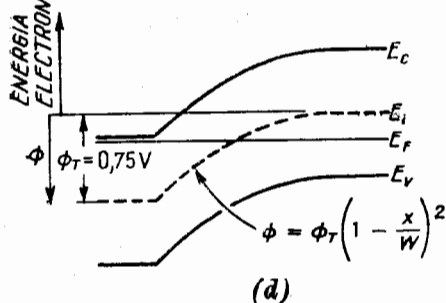
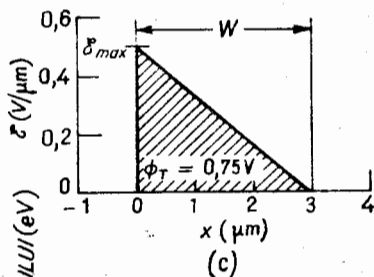
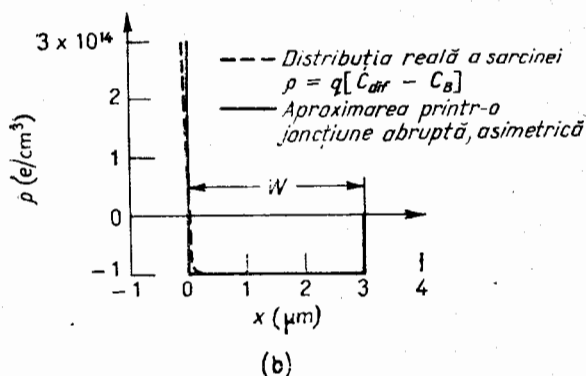
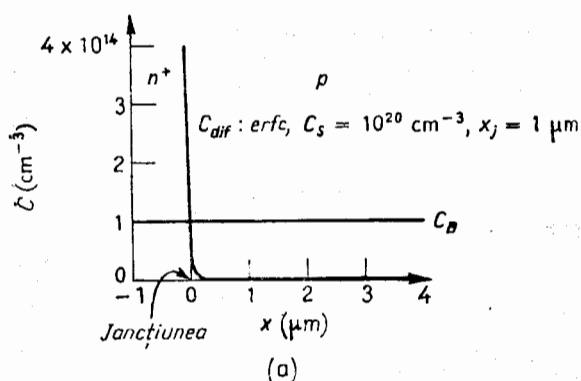
Fig. 6.6. Potențialul Fermi în funcție de concentrația netă de impurități. (Siliciu, 300°K). $\phi_F > 0$ pentru regiunea de tip p ; $\phi_F < 0$ pentru regiunea de tip n .

Din figura 6.5b se deduce că variația totală de potențial — aria de sub distribuția triunghiulară a cîmpului — este dată de

$$\Phi_T = \frac{1}{2} \mathcal{E}_{max} W. \quad (6.20)$$

În acest stadiu se poate obține ușor lărgimea totală W a regiunii golite pentru o joncțiune abruptă ca o funcție de variația totală a potențialului electrostatic Φ_T dintr-o parte în alta a joncțiunii

$$W = \sqrt{\frac{2 K_s \varepsilon_0}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \Phi_T}. \quad (6.21)$$



Un caz particular important al joncțiunii asimetrice, deseori întâlnit în practică este cel al joncțiunii asimetrice (sau joncțiune cu o singură parte) la care concentrația de impurități de o parte a joncțiunii este mult mai mare ca cea de pe cealaltă parte, de exemplu $N_D \gg N_A$. Se obține astfel o formă mai simplă a relației (6.21)

$$W = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0}{qN_A}} \phi_T \quad (6.22)$$

O joncțiune aliată sau o joncțiune difuzată „superficială” sînt ambele foarte asemănătoare cu o joncțiune abruptă asimetrică. (Cuvîntul superficială s-a pus în ghilimele deoarece ce înseamnă „superficial” sau „adînc” depinde de mai mulți factori, după cum se va arăta ulterior.) Distribuția de impurități pentru un exemplu de joncțiune difuzată n^+p , superficială, este indicată în figura 6.7a. Calculele date în această figură sînt pentru o distribuție de impurități de tipul funcției complementare de

Fig. 6.7. Aproximarea printr-o funcție abruptă asimetrică. (a) Distribuția concentrației pentru o difuzie „superficială”. (b) Distribuția sarcinei. (c) Distribuția câmpului electric. (d) Distribuția potențialului. Calculele sînt pentru siliciu la 300°K.

eroare cu o concentrație de suprafață relativ mare $C_s = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, o concentrație de volum relativ mică $C_B = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ și o adâncime relativ mică a joncțiunii $x_j = 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Distribuția de sarcină datorată unei astfel de distribuții de impurități precum și cazul corespunzător unei aproximări cu o joncțiune abruptă asimetrică se indică în figura 6.7b, presupunându-se în ambele cazuri golirea completă de purtători. Distribuțiile corespunzătoare a cîmpului electric și a potențialului sînt date în figura 6.7c și d.

Aceste distribuții s-au calculat în felul următor. S-a integrat mai întîi ecuația Poisson pentru a se obține distribuția cîmpului electric, rezultînd

$$\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}(0) - q \frac{C_B x}{K_s \epsilon_0}, \quad (6.23)$$

unde originea $x = 0$, s-a considerat ca fiind plasată la joncțiune.

Cu condiția limită $\mathcal{E}(W) = 0$ se obține

$$\mathcal{E}(0) = \mathcal{E}_{\max} = \frac{q C_B W}{K_s \epsilon_0} \quad (6.24)$$

și

$$\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}_{\max} \left(1 - \frac{x}{W}\right), \quad (6.25)$$

relație care este reprezentată în figura 6.7c.

Întegrînd încă odată, pentru a se obține distribuția energiei electronului, se obține

$$\mathcal{E}_i(x) = q \mathcal{E}_{\max} \left(x - \frac{x^2}{2W}\right) + \text{const.} \quad (6.26)$$

Luînd arbitrar, ca valoare zero a energiei electronului energia din regiunea p -neutră, sau $E_i(W) = 0$ și utilizînd relația 6.20 rezultă

$$E_i(x) = -q \Phi_T \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \quad (6.27)$$

sau

$$\Phi(x) = \Phi_T \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \quad (6.28)$$

unde

$$\Phi_T = \Phi_{Fp} + |\Phi_{Fn}| = \frac{qC_B W^2}{2K_s \epsilon_0} \quad (6.29)$$

Această distribuție este dată în figura 6.7d*.

Relațiile importante referitoare la joncțiunea abruptă asimetrică sînt rezumate la finele capitoului, în tabelul 6.1.

b. Polarizarea inversă și polarizarea directă

Dacă se aplică pe regiunea *n* o tensiune V_R pozitivă, față de regiunea *p*, variația totală de potențial pe joncțiune crește cu valoarea V_R . Deci,

$$\Phi_T = \Phi_B + V_R. \quad (6.30)$$

Ca urmare, lățimea regiunii de sarcină spațială crește atît în partea *n* cît și în partea *p* a joncțiunii. Această situație se ilustrează în figura 6.8, unde s-a indicat atît creșterea cîmpului electric maxim și a variației totale de potențial — de la o parte la alta a joncțiunii — cît și extinderea regiunii de sarcină spațială.

Prin înlocuirea relației 6.21 sau 6.22 se obține lățimea regiunii de sarcină spațială în funcție de tensiunea inversă aplicată V_R , prezentîndu-se în figura 6.9 rezultatele calculelor pentru aproximarea printr-o joncțiune abruptă asimetrică, concentrația de impurități din substrat fiind luată ca parametru. Lățimea regiunii golite este relativ constantă atît timp cît tensiunea inversă V_R este mică în comparație cu diferența internă de potențial Φ_B . Cînd tensiunea inversă aplicată devine mare față de diferența internă de potențial, lățimea regiunii golite crește proporțional cu rădăcina pătrată a tensiunii inverse aplicate.

În figura 6.9 se indică de asemenea și *cuasi-nivelele Fermi* E_{Fn} și E_{Fp} asociate cu joncțiunea *pn* polarizată invers. Semnificația lor se va discuta în paragraful 6.6 în legătură cu curentul direct.

Condiția de polarizare directă — un potențial negativ V_F se aplică pe regiunea *n*, față de regiunea *p* — poate fi considerată într-o modalitate asemănătoare. În acest caz V_F este negativ și deci variația totală a potențialului electrostatic în joncțiune este mai mică decît la echilibru, determinînd o îngustare a regiunii de sarcină spațială. Totuși, după cum se va vedea mai tîrziu, în aceste condiții curenți mari — cu multe ordine

* Este dificil de fapt să se calculeze potențialul Fermi în partea puternic dotată a unei astfel de joncțiuni. În practică se poate presupune că nivelul Fermi atinge exact marginea benzii corespunzătoare, astfel că potențialul Fermi în partea puternic dotată va fi exact jumătate din banda interzisă pentru siliciu 0,55 eV. O altă presupunere care conduce des la rezultate în bună concordanță cu experiența este de a lua $\Phi_B \cong 2\Phi_F$, unde Φ_F este potențialul Fermi al părții mai slab dotate.

de mărime mai mari ca în cazul polarizării inverse — trec prin joncțiunea *pn*. Corespunzător acestor curenți mari, concentrațiile de purtători în regiunea de sarcină spațială devin din ce în ce mai puțin neglijabile

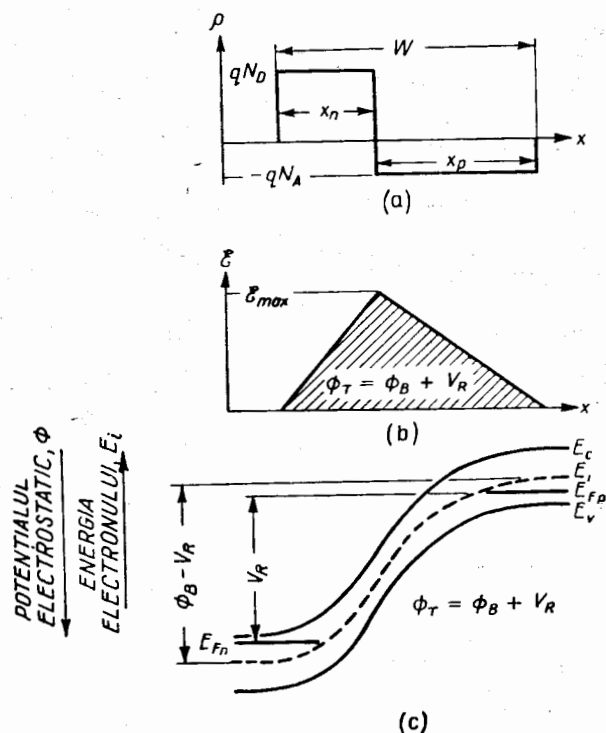


Fig. 6.8. Distribuția sarcinei (a), a câmpului electric (b), și distribuția potențialului (c) pentru o joncțiune abruptă polarizată invers (aproximația de golire).

în comparație cu concentrația ionilor de impuritate astfel că aproximația de golire își pierde valabilitatea.

6.3. REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ PENTRU JONCTIUNI LINIAR GRADATE

Dacă aproximarea printr-o joncțiune abruptă asimetrică asigură o descriere adecvată pentru joncțiunile aliate și cele difuzate „superficial”, în cazul unei joncțiuni difuzate „adinc” trebuie utilizată o altă aproximație simplă, printr-o joncțiune liniar gradată. În figura 6.10 este prezen-

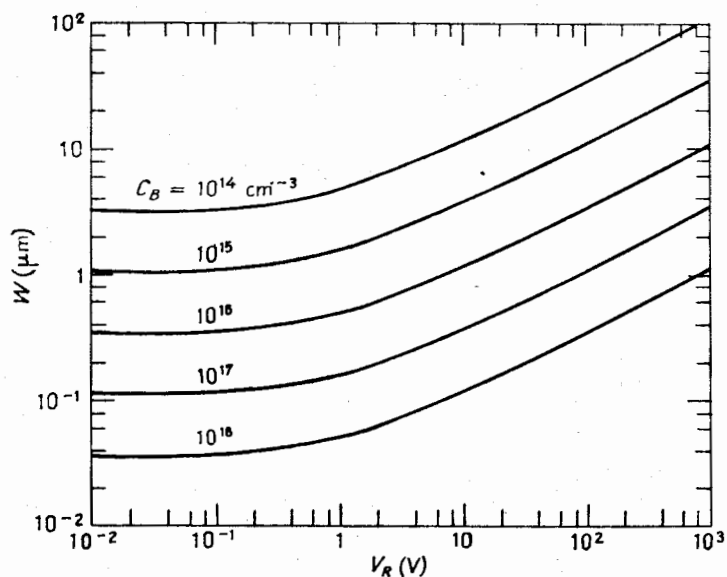


Fig. 6.9. Lățimea regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată, în cadrul aproximației printr-o joncțiune abruptă asimetrică. (Siliciu, 300°K).

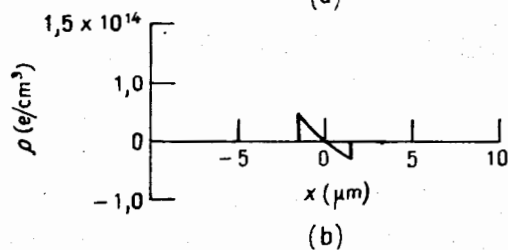
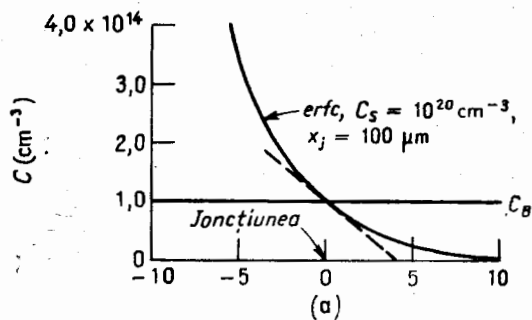


Fig. 6.10. Aproximarea printr-o joncțiune linear gradată :
(a) distribuția concentrației de impurități pentru o difuzie „adîncă”; (b) distribuția sarcinii.

tată o distribuție de impurități de tipul funcției complementare de eroare, cu aceeași concentrație la suprafață și în aceeași concentrație în volum, ca la distribuția din figura 6.7. Singura diferență este aceea că procesul de difuzie a fost continuat în acest caz suficient de mult, pînă cînd s-a obținut o adîncime a joncțiunii $x_j = 100 \mu\text{m}$, în loc de $1 \mu\text{m}$, ca în figura 6.7*.

Din figura 6.10 rezultă evident că nu se poate aplica aproximarea printr-o joncțiune abruptă asimetrică, dar de asemenea rezultă că distribuția netă de impurități (sau distribuția de sarcină) poate fi bine aproximată liniar în toată regiunea de golire. Distribuția lineară de sarcină conduce, prin integrarea ecuației Poisson, la o distribuție parabolică a cîmpului și la o distribuție cubică a potențialului.

Lățimea regiunii de sarcină spațială este dată de

$$W = \left[\frac{12 K_s \epsilon_0 \Phi_T}{qa} \right]^{1/3}, \quad (6.31)$$

cîmpul electric maxim de

$$\mathcal{E}_{\max} = 1,5 \frac{\Phi_T}{W} \quad (6.32)$$

și diferența internă de potențial de

$$\Phi_B = \frac{2 k T}{q} \ln \frac{a W_0}{2 n_i}, \quad (6.33)$$

unde W_0 este lățimea regiunii golite la polarizare nulă (echilibru), iar

$$a = \left. \frac{dC}{dx} \right|_{x=x_j}$$

este *gradientul concentrației de impurități la joncțiune* — parametru principal al joncțiunii liniar gradate.

În figura 6.11 se indică dependența diferenței de potențial interne a unei joncțiunii liniar gradate în funcție de a , pentru siliciu la temperatura camerei. Această dependență a fost obținută prin rezolvarea ecuației transcendente care rezultă prin eliminarea lui W_0 între relațiile 6.31 și 6.32.

* Aceasta este o difuzie extrem de adîncă, utilizată numai pentru a sublinia diferența între cele două cazuri.

În figura 6.12 se prezintă lățimea regiunii de sarcină spațială în funcție de tensiunea inversă aplicată V_R , pentru adâncimi ale porțiunii difuzate de $1\text{ }\mu\text{m}$ și $10\text{ }\mu\text{m}$, obținută pe baza aproximării printr-o joncțiune liniar gradată.

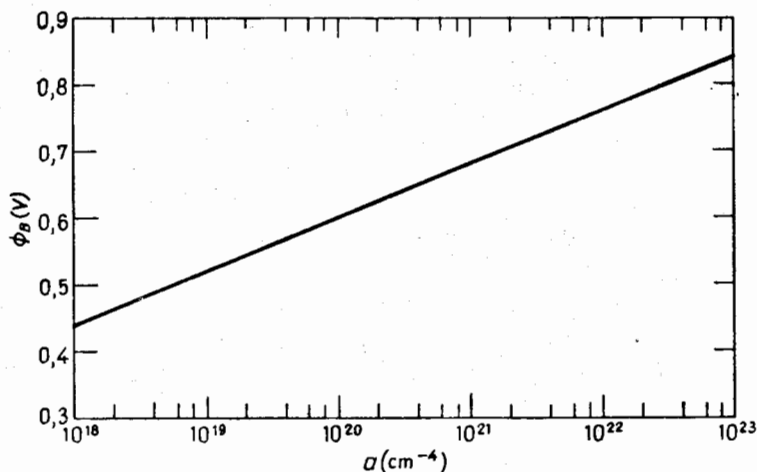


Fig. 6.11. Diferența de potențial internă pentru joncțiuni liniar gradate. (Siliciu, 300°K).

Din aceste figuri nu trebuie să se deducă însă că aproximarea printr-o joncțiune liniar gradată este de fapt valabilă în tot domeniul de valori al acestor calcule. De exemplu, se poate vedea din figura 6.10, că pe măsură ce lățimea regiunii golite crește, aproximarea liniară începe să se depărteze din ce în ce mai mult de distribuția de sarcină reală. Aproximarea printr-o joncțiune liniar gradată devine destul de lipsită de semnificație pentru

$$W > \frac{C_B}{a/2}. \quad (6.34)$$

6.4. REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ PENTRU JONCTIUNI DIFUZATE

S-au considerat două cazuri limită pentru joncțiunile difuzate: joncțiunea superficială — care poate fi bine aproximată cu o joncțiune abruptă asimetrică și joncțiunea adâncă — care poate fi bine aproximată printr-o

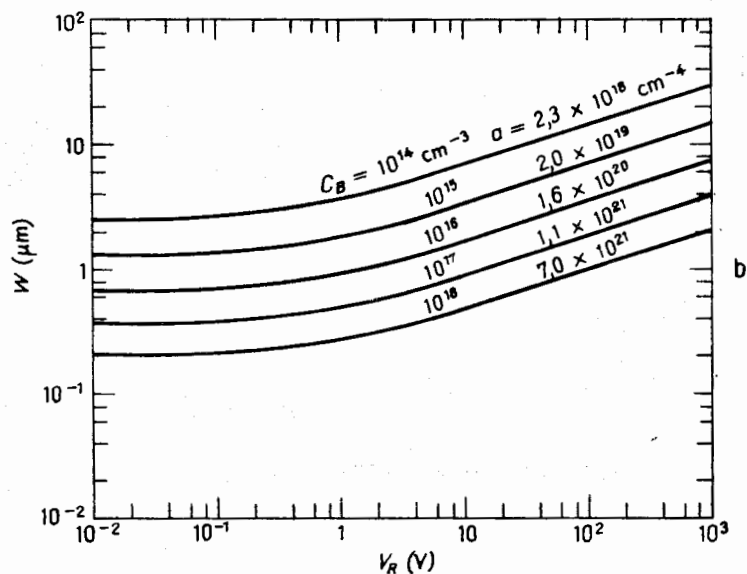
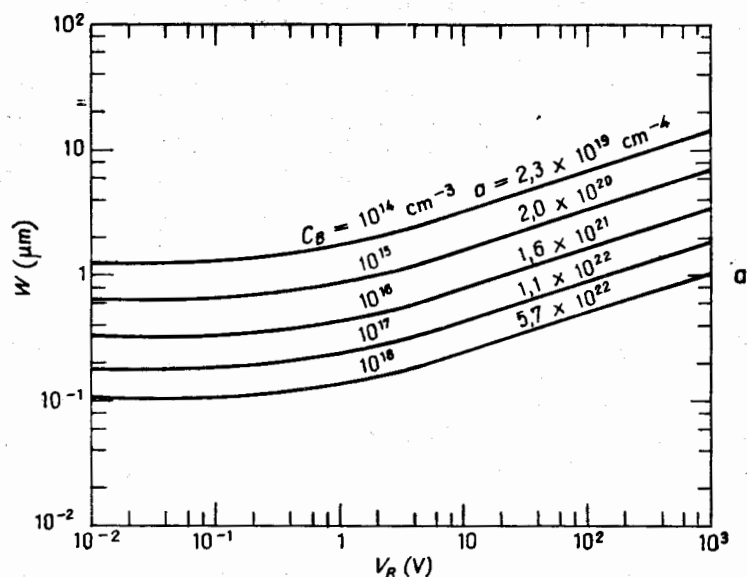


Fig. 6.12. Lățimea regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată la joncțiunile liniar gradate. Distribuție erfc, $C_S = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$;

(a) $x_j = 1 \text{ } \mu\text{m}$.

(b) $x_j = 10 \text{ } \mu\text{m}$.

(Siliciu, 300°K).

joncțiune liniar gradată. Joncțiunile pn difuzate din practică se pot aproxima fie prin unul din cele două cazuri, fie se plasează între ele.

Pentru cazul joncțiunilor difuzate Lawrence și Warner, [1], au realizat numeroase integrări numerice ale ecuației Poisson. În continuare se consideră unele din rezultatele lor, prezentate într-o formă care face ușoară comparația cu cele două aproximații — exprimabile analitic — discutate

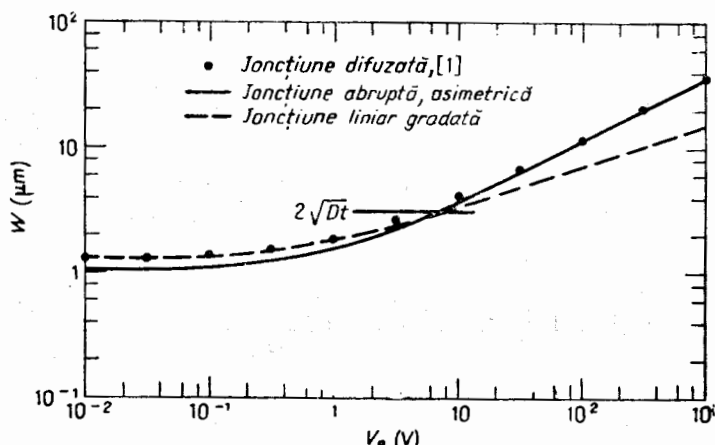


Fig. 6.13. Lățimea regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată pentru o joncțiune difuzată: comparație cu aproximațiile printr-o joncțiune abruptă asimetrică și o joncțiune liniar gradată. Distribuție erfc, $C_S = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $C_B = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $x_j = 10 \text{ } \mu\text{m}$.

anterior. În figura 6.13 se indică lățimea regiunii de sarcină spațială în funcție de tensiunea inversă aplicată pentru o joncțiune difuzată tipică (siliciu, temperatura camerei). Punctele reprezintă rezultatele obținute de Lawrence și Warner, [1], iar liniile corespund aproximării printr-o joncțiune abruptă asimetrică respectiv printr-o joncțiune liniar gradată. Această figură arată că o joncțiune pn nu poate fi clasificată ca fiind fie liniară, fie abruptă; joncțiunea particulară considerată în această figură urmează o aproximare printr-o joncțiune liniar gradată la tensiuni inverse mici și o aproximare printr-o joncțiune abruptă, asimetrică la tensiuni inverse mari.

Această observație interesantă se poate explica simplu, dacă se are în vedere faptul că aspectul relativ mai mult sau mai puțin abrupt al gradientului concentrației de impurități depinde de mărimea regiunii golite, care la rîndul ei depinde de tensiunea aplicată. Deci trebuie să se compare lungimea caracteristică a difuziei — lungimea de difuzie $2\sqrt{Dt}$ — cu lungimea caracteristică W a regiunii de sarcină spațială pentru a determina cînd o joncțiune particulară este în regimul de joncțiune abruptă sau în cel de joncțiune liniar gradată. Aceasta se ilustrază în continuare prin calculele prezentate în figurile 6.14 și 6.15 unde rezultatele lui Lawrence

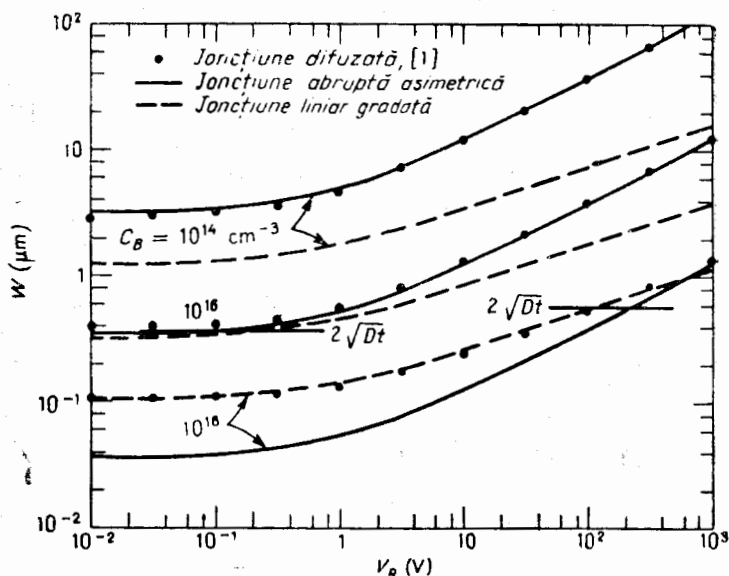


Fig. 6.14. Lățimea regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată pentru joncțiuni difuzate, pentru diferite concentrații de impurități ale substratului: comparație cu aproximațiile printr-o joncțiune abruptă, asimetrică și o joncțiune liniar gradată. Distribuție erfc, $C_S = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $x_j = 1 \text{ } \mu\text{m}$.

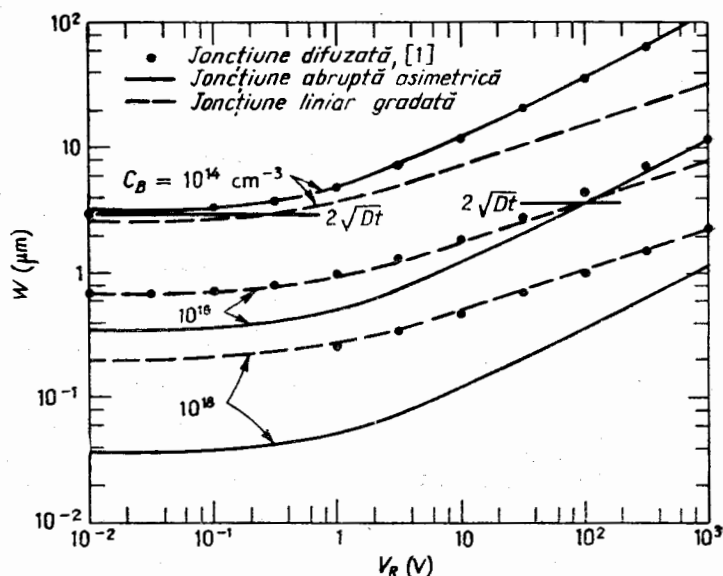


Fig. 6.15. Lățimea regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată pentru joncțiuni difuzate pentru diferite concentrații de impurități ale substratului: comparație cu aproximațiile printr-o joncțiune abruptă, asimetrică și o joncțiune liniar gradată. Distribuție erfc, $C_S = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $x_j = 10 \text{ } \mu\text{m}$.

și Warner sint comparate cu cele două aproximații pentru diferite concentrații de impurități ale substratului pentru adâncimi de $1\text{ }\mu\text{m}$ și respectiv $10\text{ }\mu\text{m}$. Acolo unde a fost posibil s-a indicat și lungimea de difuzie $2\sqrt{Dt}$ corespunzătoare unei joncțiuni particulare.

Un criteriu empiric, util se poate deduce din aceste figuri: cînd lățimea regiunii golite W este mai mare ca lungimea de difuzie $2\sqrt{Dt}$ a difuziei de impurități prin care se formează joncțiunea, aproximarea printr-o joncțiune abruptă asimetrică este mai bună. Corespunzător, cînd lățimea regiunii de golire este mai mică decît lungimea de difuzie este de preferat aproximarea printr-o joncțiune liniar gradată.

6.5. CARACTERISTICILE CAPACITATE-TENSIUNE

Capacitatea pe unitatea de arie se definește ca $C = dQ/dV^*$, unde dQ este variația incrementală a sarcinii pe unitatea de arie, pentru variația incrementală dV a tensiunii aplicate.

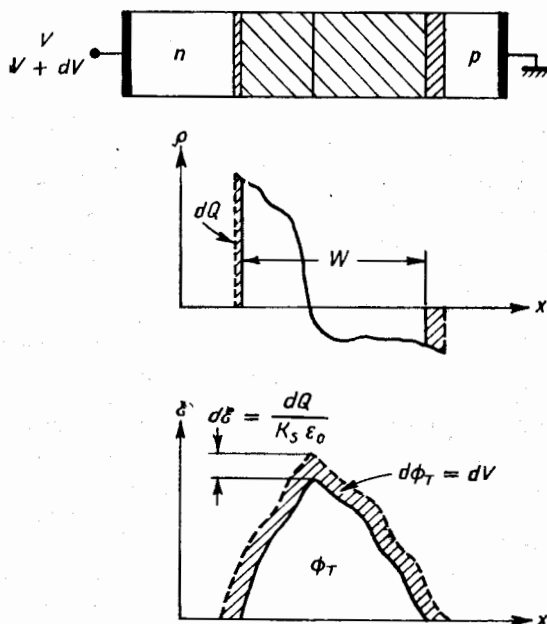


Fig. 6.16. Modificarea distribuției sarcinii și a distribuției cîmpului electric la variația tensiunii inverse aplicate.

În continuare se calculează, capacitatea unei joncțiuni pn cu o distribuție arbitrară de impurități, de exemplu ca aceea indicată în figura 6.16. Distribuțiile sarcinii și a cîmpului electric indicate prin linii pline

* Această definiție conduce la capacitatea de semnal mic.

corespund unei tensiuni V aplicate pe joncțiune. Dacă această tensiune este crescută cu dV , atât distribuția sarcinii cât și cea a câmpului electric se modifică în modul indicat de liniile întrerupte. Variația incrementală dQ a sarcinii corespunde ariei dintre cele două curbe ale distribuției de sarcină de fiecare parte a regiunii golite, iar mărimea variației dV a tensiunii aplicate corespunde ariei hașurate dintre cele două curbe ale distribuției de câmp.

Creșterea lățimii regiunii golite și creșterea corespunzătoare a sarcinii din partea n a regiunii golite determină o creștere a câmpului electric cu mărimea $d\mathcal{E} = dQ/K_s\epsilon_0$ (vezi paragraful 6.1). Modificarea corespunzătoare dV a tensiunii aplicate este aproximativ $(d\mathcal{E})W$ egală cu $(dQ/K_s\epsilon_0)W$. Din definiția capacității pe unitatea de arie, rezultă

$$C = \frac{K_s\epsilon_0}{W}. \quad (6.35)$$

Această relație este valabilă pentru orice distribuție arbitrară de impurități.

Capacitatea pe unitatea de arie a unui condensator plan cu plăci paralele este dată de constanta dielectrică împărțită prin distanța dintre plăci. Rezultă că o joncțiune pn poate fi privită ca un condensator plan cu plăci paralele, distanța dintre plăci fiind distanța dintre regiunile unde apare variația incrementală de sarcină — deci chiar lățimea regiunii golite W .

În demonstrația dată pentru relația 6.35 s-a presupus tacit că toată sarcina suplimentară care apare în semiconductor prin variația tensiunii aplicate apare ca o variație a sarcinii conținută de regiunea golită. Aceasta este în mod sigur o presupunere justificată în condițiile polarizării inverse. În condiții de polarizare directă, prin regiunea golită trec curenți mari, importanți. Corespunzător acestor curenți mari va exista o sarcină importantă datorată purtătorilor mobili — electroni și goluri — prezenți în regiunea de golire. Rearanjarea acestor purtători mobili contribuie cu un termen suplimentar la capacitate.

Deoarece există o relație foarte simplă între capacitatea joncțiunii polarizată invers și lățimea regiunii golite, măsurarea capacității joncțiunii poate comunica informații utile despre natura distribuției de impurități. De exemplu pentru o joncțiune asimetrică, se obține combinând relațiile 6.22 și 6.35

$$C = \sqrt{\frac{qK_s\epsilon_0 C_B}{2(V_R + \Phi_B)}}, \quad (6.36)$$

care se poate rescrie astfel

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{qK_s\epsilon_0 C_B} (V_R + \Phi_B). \quad (6.37)$$

Este evident că prin trasarea mărimii $1/C^2$ în funcție de V_R rezultă o linie dreaptă, dacă distribuția reală de impurități se poate aproxima prin cea corespunzătoare unei joncțiuni abrupte asimetrice. Într-un astfel de caz din panta drepte se determină concentrația din substrat C_B , iar din ordonata la origine diferența de potențial internă Φ_B .

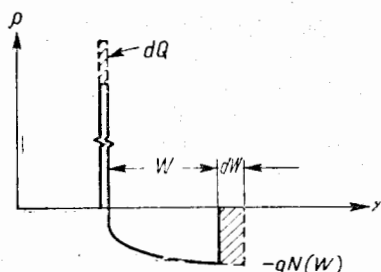
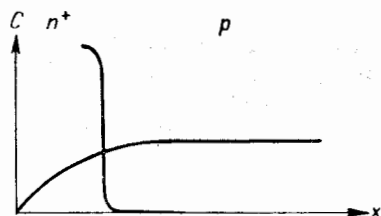
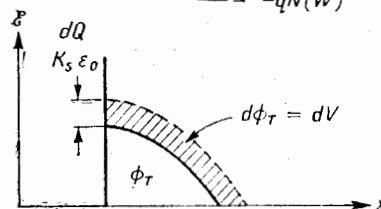


Fig. 6.17. Ilustrare a distribuției concentrației, sarcinei și a cimpului electric care duc la măsurarea distribuției de impurități.



Pentru joncțiuni liniar gradate se poate trasa $1/C^2$ în funcție de V_R obținându-se a și Φ_B , dacă rezultă o dependență liniară, din pantă și respectiv ordonata la origine.

În general, se poate evalua o distribuție *arbitrară* de impurități cu o precizie suficient de bună pe baza caracteristicilor capacitate-tensiune, [2]. Această metodă generală este ilustrată în figura 6.17. Se consideră cazul cel mai simplu, al unei joncțiuni n^+p difuzate superficial cu o distribuție de impurități arbitrară în porțiunea mai slab dopată. Ca și înainte la variația tensiunii cu dV , sarcina din porțiunea puternic dopată se schimbă cu $dQ = qN(W)dW$, iar cimpul electric cu

$$\frac{dQ}{K_s \epsilon_0} = \frac{qN(W)dW}{K_s \epsilon_0}.$$

Variația corespunzătoare a tensiunii aplicate este

$$dV = (d\phi)W = \frac{qN(W)d(W^2)}{2K_s\epsilon_0}. \quad (6.38)$$

Înlocuind W^2 din relația 6.35 se obține o expresie pentru concentrația de impurități la marginea regiunii de sarcină spațială.

$$N(W) = \frac{2}{qK_s\epsilon_0} \frac{1}{d(1/C^2)/dV} \quad (6.39)$$

Deci măsurarea valorii C , a capacității pe unitatea de arie, în funcție de tensiunea inversă, cu derivările corespunzătoare, poate da direct distribuția de impurități. Această metodă a fost larg utilizată în domeniul semiconductorilor. Printre altele, ea a fost utilizată pentru cercetarea fenomenului de redistribuire al impurităților în timpul oxidării termice și creșterii epitaxiale, care au fost studiate în capitoul 3.

6.6. CARACTERISTICILE CURENT-TENSIUNE, [3]

a. Polarizarea inversă

În condiții de echilibru peste tot în semiconductor se generează cîntinu perechi electron-gol. În absența tensiunii aplicate, perechile electron-gol se recombina și deci nu rezultă un curent.

Dacă pe regiunea n a diodei se aplică un potențial pozitiv față de regiunea p , după cum se arată în figura 6.18, perechile electron-gol odată generate, se vor separa, iar probabilitatea lor de recombinare va scădea. Acesta este mecanismul de bază care determină producerea tuturor tipurilor de curenți inversi observați în joncțiuni pn . Corespunzător, toți acești curenți se datorează perechilor electron-gol generate în semiconductor. Diversele contribuții la curentul invers se disting una de alta prin regiunea din semiconductor unde au fost generate perechile electron-gol.

Dacă o pereche electron-gol care determină o creștere a curentului este generată în interiorul regiunii golite — polarizată invers, regiunea 2 din figura 6.18, componenta de curent care rezultă se numește *curent de generare*.

Dacă perechile electron-gol sint generate în regiunile 1 sau 3 din figura 6.18 purtătorii difuzează spre joncțiunea invers polarizată, determinînd

în acest fel o componentă suplimentară de curent, denumită *curent de difuzie*.

În continuare aceste două componente ale curentului se vor considera separat.

Generarea în interiorul regiunii de sarcină spațială: curentul de generare. Într-o regiune golită invers polarizată, pentru tensiuni inverse

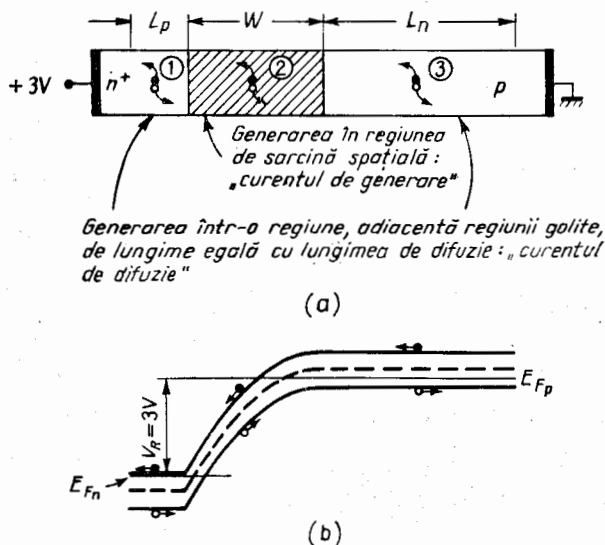


Fig. 6.18. Mecanismul de producere al curentului invers:

- (a) Diodă $n+p$ polarizată invers cu 3 V.
(b) Diagrama de benzi corespunzătoare.

$V_R \gg kT/q$, concentrația de purtători este mult redusă sub valoarea de echilibru, deoarece câmpul electric — care este crescut peste valoarea sa de echilibru prin tensiunea inversă aplicată — împinge purtătorii afară din zona golită, golurile spre regiunea p , iar electronii spre regiunea n .

Din cauza scăderii concentrației de purtători, din cele patru procese de recombinare-generare care au loc prin centri cu nivele energetice intermediare (vezi fig. 5.11), rămân importante numai *procesele de emisie*. Procesele de captură sînt neimportante deoarece viteza lor este proporțională cu concentrația de purtători liberi care (după cum s-a arătat mai sus) este foarte mică într-o regiune golită polarizată invers.

Cele două procese de emisie, pot acționa în regim staționar numai în mod *alternativ*. Deci centrii din regiunea golită emit alternativ electroni și goluri. Viteza de generare a perechilor electron-gol într-o astfel de si-

tuatie se poate obtine usor din relatia 5.40 punind conditia ca $p, n \ll n_i$. Se obtine

$$U = - \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_i}{\sigma_n e^{(E_t - E_i)/kT} + \sigma_p e^{(E_t - E_i)/kT}} \equiv - \frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (6.40)$$

unde τ_0 se defineste ca *timpul de viață efectiv dintr-o regiune golită, polarizată invers* și este dat de

$$\tau_0 = \frac{\sigma_n e^{(E_t - E_i)/kT} + \sigma_p e^{(E_i - E_t)/kT}}{2\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}. \quad (6.41)$$

Pentru a se vedea cele mai importante caracteristici ale acestei expresii, se va considera cazul mai simplu în care $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$. Pentru acest caz, expresia 6.40 se reduce la

$$U = - \frac{v_{th} N_t n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}. \quad (6.42)$$

Se observă că în concordanță cu tratarea din capitolul 5, *numai acei centri a căror nivel energetic E_t este apropiat de nivelul Fermi intrinsec, contribuie în mod semnificativ la viteza de generare*. Viteza de generare scade exponențial pe măsură ce nivelul de energie al centrului se depărtează de mijlocul benzii interzise fie spre banda de conducție, fie spre banda de valență. În cazul particular în care $E_t = E_i$, τ_0 este chiar timpul de viață a purtătorilor într-un material neutru $1/\sigma v_{th} N_t$.

O pereche electron-gol generată înseamnă o sarcină electronică în circuitul exterior. Deci mărimea curentului datorită generării în regiunea golită este dată de relația

$$I_{gen} = q |U| W A_J, \quad (6.43)$$

sau

$$I_{gen} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_0} W A_J, \quad (6.44)$$

unde A_J este aria transversală a joncțiunii pn .

Dacă centrul este situat chiar în apropierea nivelului Fermi intrinsec, τ_0 va fi practic independent de temperatură. Atunci se poate presupune

că dependența de temperatură a componentei de curent de generare este dată de dependența de temperatură a lui n_i . Componenta de curent de generare este dependentă de mărimea tensiunii inverse — cu cât tensiunea inversă este mai mare și W este mai mare, în regiunea golită apar mai mulți centri, iar curentul de generare este astfel proporțional cu W .

Generarea în exteriorul regiunii de sarcină spațială: curentul de difuzie. În regiunile neutre din exteriorul regiunii de sarcină spațială nu există un câmp electric important, deci purtătorii de sarcină se deplasează doar prin difuzie. Dacă perechile electron-gol se generează în regiunea n în vecinătatea regiunii de sarcină spațială, acele goluri care prin difuzie ajung la marginea regiunii de sarcină spațială sînt împinse, datorită câmpului electric mare existent în regiunea de sarcină spațială, spre regiunea de tip p . La fel acei electroni care prin difuzie ajung la marginea regiunii de sarcină spațială din regiunea n sînt împinși datorită câmpului electric spre regiunea n . Aceste componente ale curentului constituie *curentul de difuzie*. Pentru a calcula mărimea curentului de difuzie trebuie rezolvată ecuația de difuzie pentru purtătorii minoritari, în cazul staționar, care pentru electronii din regiunea p este

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + G_L - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0. \quad (6.45)$$

În această ecuație, termenului $U = (n_p - n_{p0})/\tau_n$ care dă generarea-recombinarea termică netă i s-a adăugat și un termen G_L datorat mijloacelor exterioare de generare a purtătorilor, cum ar fi de exemplu iluminarea. Această ecuație este la fel cu aceea utilizată în capitolul 5, în cazul recombinării de suprafață. La fel ca în acea problemă, concentrația de purtători, departe de regiunea de sarcină spațială, va fi dată de

$$n_p(\infty) = n_{p0} + \tau_n G_L. \quad (6.46)$$

La marginea regiunii golite, pentru polarizări inverse suficient de mari $V_R \gg kT/q$, concentrația de purtători minoritari va fi zero, deoarece orice purtător minoritar care atinge regiunea golită va fi imediat împins de către câmp dincolo de ea, așa cum s-a arătat anterior. Deci

$$n_p(0) = 0, \quad (6.47)$$

dacă pentru această discuție se ia originea $x = 0$, la marginea regiunii golite.

Soluția acestei probleme este dată de

$$n_p(x) = (n_{p0} + \tau_n G_L) (1 - e^{-x/L_n}), \quad (6.48)$$

unde $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ este lungimea de difuzie a electronilor în regiunea p . Curentul de difuzie datorat electronilor este dat de

$$I_{dif,n} = (-q) \left(-D_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{x=0} \right) A_J = q D_n \frac{(n_{p0} + \tau_n G_L)}{L_n} A_J. \quad (6.49)$$

O tratare similară pentru regiunea n , conduce la expresia curentului de difuzie datorat golurilor din regiunea n , care ajung la marginea regiunii golite

$$I_{dif,p} = q D_p \frac{(p_{n0} + \tau_p G_L)}{L_p} A_J. \quad (6.50)$$

În cazul în care joncțiunea *nu este iluminată*, aceste relații se reduc la

$$I_{dif,n} = q D_n \frac{n_{p0}}{L_n} A_J = q D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} A_J \quad (6.51)$$

și respectiv la

$$I_{dif,p} = q D_p \frac{p_{n0}}{L_p} A_J = q D_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} A_J, \quad (6.52)$$

relații în care s-a ținut cont de condiția de echilibru $np = n_i^2$. Se observă în aceste relații absența dependenței de tensiune — după cum s-a menționat ele reprezintă numai cazul în care $V_R \gg kT/q$, când curentul de difuzie *se saturează*. Dependența de temperatură a curentului de difuzie este aceeași cu dependența de temperatură a lui n_i^2 .

Componentele de curent de difuzie se pot interpreta și în următorul mod. Purtătorii minoritari care sînt generați în interiorul unei lungimi de difuzie față de marginea regiunii golite vor contribui la curentul de difuzie deoarece pentru ei este foarte probabil să atingă marginea regiunii golite. Se va putea scrie deci pentru curentul de difuzie că

$$I_{dif} = q \cdot \left[\begin{array}{l} \text{viteza netă de generare} \\ \text{în unitatea de volum din} \\ \text{regiunea neutră} \end{array} \right] \cdot \left[\begin{array}{l} \text{lungimea de} \\ \text{difuzie} \end{array} \right] \cdot A_J.$$

Pentru a estima viteza netă de generare în regiunea neutră, fără iluminare, se poate utiliza relația (5.42), ținînd cont de condițiile $p_n \ll p_{n0}$, sau $n_p \ll n_{p0}$. (Se observă că aceste condiții sînt destul de diferite de

condițiile care s-au aplicat pentru regiunea golită polarizată invers unde ambele tipuri de purtători aveau o concentrație mult sub n_i . În cazul de față este suficient ca la marginea regiunii golite concentrația de purtători minoritari să fie mai mică decât cea care există la echilibru.) Se obține, de exemplu pentru electronii din regiunea p,

$$I_{\text{dif}} = q \left[\frac{n_{p0}}{\tau_n} \right] L_n A_J.$$

Acest rezultat este identic cu cel din relația (6.51).

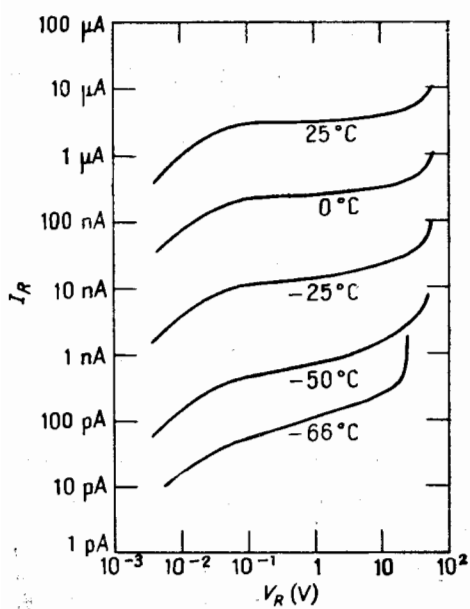
Viteza de generare pe unitatea de volum în regiunea neutră golită numai de purtătorii minoritari p_{n0}/τ_p sau n_{p0}/τ_n , poate fi complet diferită de viteza de generare pe unitatea de volum în interiorul regiunii golite, $n_i/2\tau_0$. Aceasta poate conduce la diferențe foarte mari în importanța relativă a componentei de difuzie și de cîmp ale curentului invers. Raportul valorilor celor două componente, pentru $\tau_n = \tau_0 = \tau$ este dat de

$$\frac{I_{\text{dif},n}}{I_{\text{gen}}} = \frac{\frac{n_{p0}}{\tau L_n}}{\frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau} W} = 2 \frac{n_{p0}}{n_i} \frac{L_n}{W} = 2 \frac{n_i}{N_A} \frac{L_n}{W}. \quad (6.53)$$

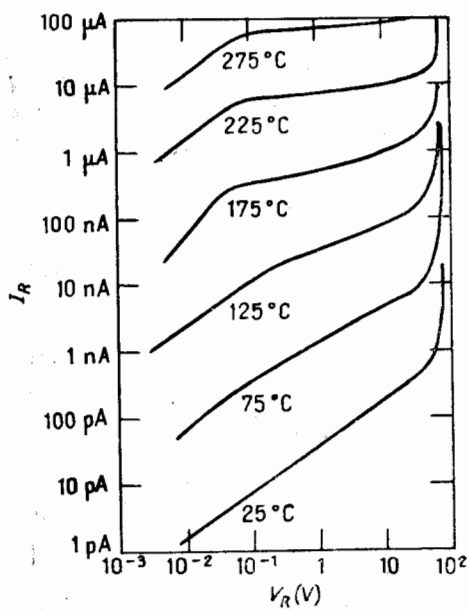
Acest raport este evident proporțional cu concentrația intrinsecă a purtătorilor n_i . Curentul de difuzie începe să devină dominant, odată cu creșterea temperaturii. Pentru materiale diferite, cele cu bandă interzisă mai mică, deci cu n_i mai mare, au raportul dintre valoarea curentului de difuzie și cea a curentului de generare mai mare decât cele cu bandă interzisă mai largă.

Acste două tendințe sînt ilustrate prin datele experimentale din figura 6.19, unde se prezintă caracteristicile curent invers-tensiune pentru diode cu germaniu, siliciu și galiu-arsen la diferite temperaturi. Este evident că diodele cu germaniu și siliciu prezintă într-un interval de temperatură atît componenta de curent de difuzie — care se poate recunoaște după faptul că nu depinde de tensiunea aplicată — cît și componenta de curent de cîmp — care se poate recunoaște prin dependența de tensiunea aplicată. Singura diferență este dată de temperatura la care are loc tranziția de la un tip de caracteristică la celălalt tip. Dioda cu galiu-arsen nu prezintă acest punct de tranziție, dar se poate remarca o tendință de evoluție spre el.

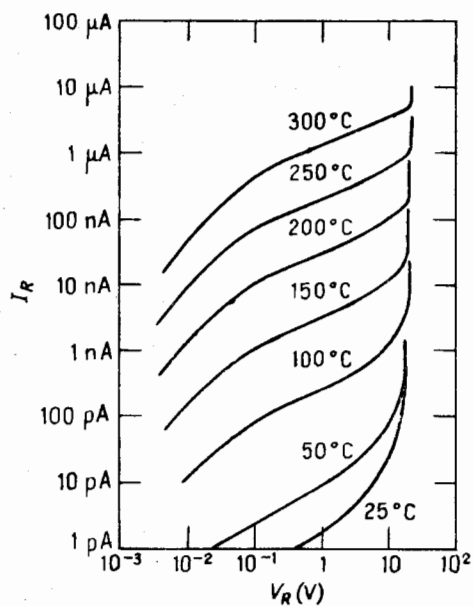
În figura 6.20 s-a trasat curentul invers, la o tensiune inversă $V_R = 1$ V, pentru cele trei diode în funcție de inversul temperaturii absolute. În figură s-au utilizat diferite tipuri de puncte pentru a marca caracteristicile



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.19 Caracteristicile inverse curent-tensiune, pentru diferite temperaturi.
(a) Diodă din germaniu. (b) Diodă din siliciu. (c) Diodă din galiu-arsen.

corespunzătoare curentului de generare și cele corespunzătoare curentului de difuzie. Pentru fiecare curbă este evidentă prezența unui cot, care are loc la temperaturi cu atât mai mari cu cât materialele au banda interzisă

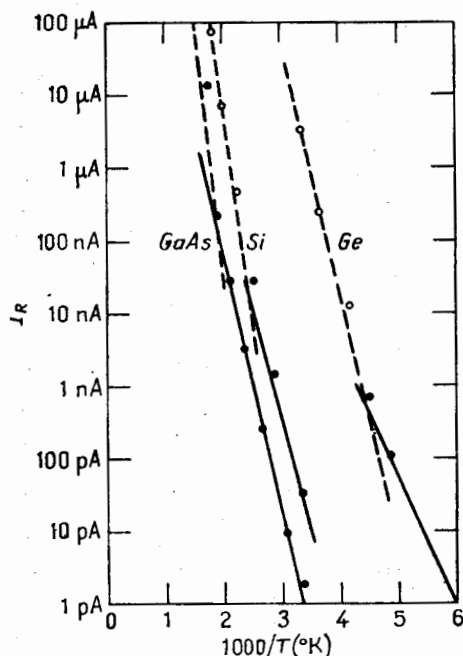


Fig. 6.20. Curentul invers la $V_R = 1$ V în funcție de temperatură. Punctele indică o caracteristică curent-tensiune determinată în primul rînd de curentul de generare, iar cercurile una determinată în primul rînd de curentul de difuzie. Linile punctate reprezintă dependența de temperatură a lui n_i^2 ; liniile pline cea a lui n_i .

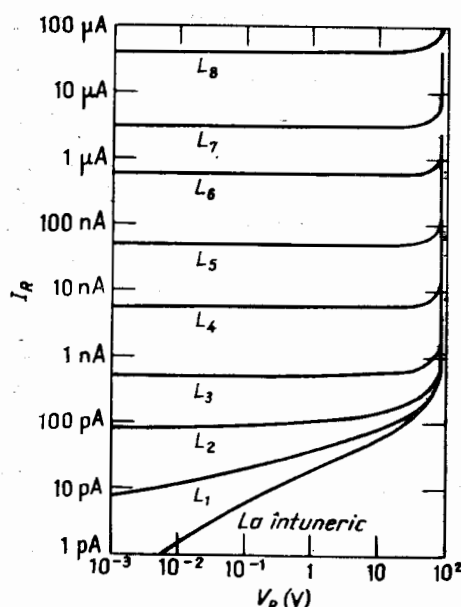
mai mare, în concordanță cu discuția anterioară. Dependența de temperatură a componentelor de curent de generare și difuzie concordă suficient de bine cu dependența de temperatură a lui n_i și respectiv n_i^2 , după cum este de așteptat din relațiile 6.44 și 6.51 sau 6.52.

În continuare se consideră curentul invers ce trece prin diodă în cazul în care dioda este iluminată. Dacă iluminarea este puternică, adică $G_L \gg n_{p0}/\tau_n, p_{n0}/\tau_p, n_i/\tau_0$ se poate înlocui — atât în expresia curentului de generare cât și în cea a curentului de difuzie — viteza de generare termică prin G_L , obținindu-se

$$I_{\text{foto}} = qG_L (L_p + L_n + W)A_j. \quad (6.54)$$

Deoarece suma celor două lungimi de difuzie este uzual mai mare decît lățimea regiunii golite, fotocurentul depinde slab de tensiunea aplicată.

Fig. 6.21. Curentul invers al unei diode din siliciu la întuneric și la iluminarea cu lumină albă de diferite intensități.



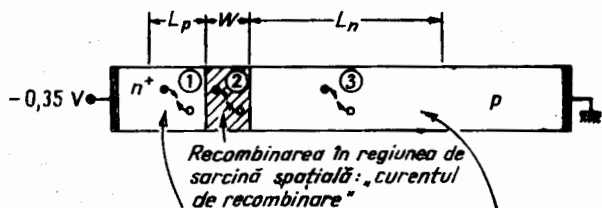
Acest fapt este ilustrat în figura 6.21 unde se prezintă dependența curentului invers al unei diode cu siliciu în funcție de tensiunea inversă, la întuneric și pentru diverse intensități ale iluminării cu lumină albă.

b. Polarizarea directă

Dacă pe regiunea n se aplică un potențial negativ față de regiunea p , după cum se arată în figura 6.22, variația totală Φ_T , a potențialului electrostatic pe joncțiune, scade.

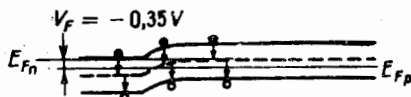
La echilibru, condiția de curent nul a fost stabilită din egalitatea dintre curentul de difuzie și cel de câmp pentru fiecare tip de purtători. Deoarece în condiții de polarizare directă, variația totală a potențialului electrostatic scade, și odată cu ea și câmpul electric din regiunea de sarcină spațială, componenta de curent de câmp pentru fiecare tip de purtător de sarcină se reduce, echilibrul dintre contribuția difuziei și a câmpului este perturbat, rezultând un curent net prin joncțiune.

Este important de înțeles că deși variația de potențial de-a lungul joncțiunii se reduce, ea nu dispăre. Ca o consecință câmpul electric din regiunea de sarcină spațială este în continuare îndreptat spre regiunea p . Deci curentul curge *împotriva direcției câmpului electric*. Aceasta este posibil datorită gradientului extrem de mare al concentrației de electroni și goluri care există lângă joncțiune.

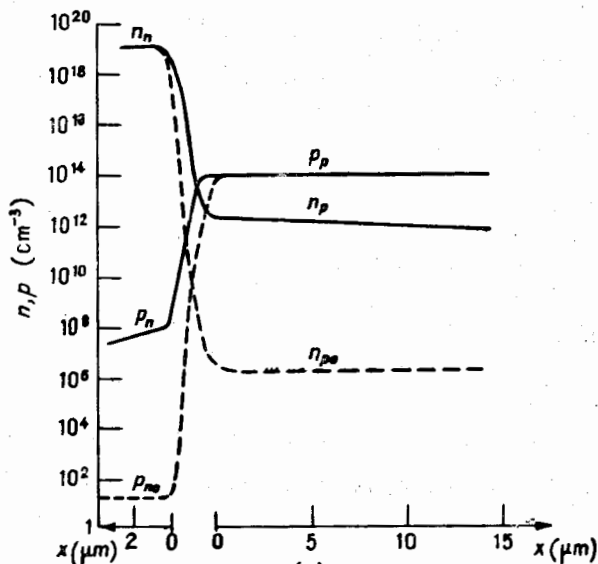


Recombinare într-o regiune, adiacentă regiunii golite, de lungime egală cu lungimea de difuzie: „curentul de difuzie”

(a)



(b)



(c)

Fig. 6.22. Mecanismul de producere al curentului direct.

(a) Diodă $n+p$ polarizată direct cu 0.35 V .

(b) Diagrama de benzi corespunzătoare.

(c) Distribuția corespunzătoare a electronilor și golurilor. Linile punctate indică distribuțiile de electroni și goluri la echilibru.

O altă modalitate de a descrie cazul polarizării directe este dată în cele ce urmează. Când regiunea n are un potențial negativ față de regiunea p , electronii în exces sînt împinși în regiunea n , iar golurile în exces în regiunea p . Rezultă că atît concentrațiile de electroni, cît și de goluri vor fi

mai mari ca valorile lor de la echilibru și deci produsul pn va depăși n_i^2 în toate regiunile semiconductorului.

În astfel de condiții, de injecție, concentrația de purtători tinde să revină prin recombinare la valorile de echilibru. În regim staționar, electronii și golurile care dispar prin recombinare sînt înlocuite prin electronii și golurile care intră prin contactele atașate regiunilor n și respectiv p . Astfel apare curentul direct.

În concordanță cu această descriere *curentul direct se datorează recombinării perechilor electron-gol* în același fel în care curentul invers — considerat în paragraful anterior — este determinat de generarea perechilor electron-gol în diferite regiuni ale semiconductorului. Deci valoarea curentului direct se poate găsi prin considerarea vitezelor de recombinare în diferite regiuni ale semiconductorului.

Ca și în cazul curentului invers trebuie făcută o distincție între cele trei regiuni ilustrate în figura 6.22a : regiunile neutre 1 și 3 adiacente regiunii de sarcină spațială și regiunea de sarcină spațială 2. Mărimea curentului direct total este dată de fluxul de electroni care intră în regiunea n prin contactul din stînga. Pentru calculul acestui flux se adună cele trei părți ale fluxului consumate prin recombinarea cu golurile în cele trei regiuni menționate anterior. Deci fluxul de electroni care intră prin contact este dat de

$$I_F/q = (\text{numărul de electroni care se recombina în unitatea de timp cu golurile în regiunea neutră } n - \textcircled{1}) + (\text{numărul de electroni care se recombina în unitatea de timp cu golurile în regiunea de sarcină spațială} - \textcircled{2}) + (\text{numărul de electroni care se recombina în unitatea de timp cu golurile în regiunea neutră } p - \textcircled{3}).$$

Componentele 1 și 3 ale curentului se numesc *curent de difuzie*, la fel ca în cazul polarizării inverse; componenta 2 se numește *curent de recombinare*.

Recombinarea în afara regiunii de sarcină spațială : curentul de difuzie. Se consideră pentru început fluxul de electroni F_n injectat în regiunea neutră — p — adică componenta 3 a curentului. Deoarece electronii sînt purtătorii minoritari în regiunea p , în condiții de nivel mic de injecție, ei se deplasează de la marginea regiunii de sarcină spațială numai prin difuzie (vezi cap. 5). Pentru a se calcula fluxul F_n trebuie mai întîi să se obțină distribuția lor în regiunea p .

Această distribuție, în regim staționar, se poate obține prin rezolvarea ecuației de difuzie, în condiții de regim staționar (cap. 5)

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0. \quad (6.55)$$

Prima condiție la limită este ca departe de marginea regiunii golite, concentrația în exces a electronilor să fie nulă, adică

$$n_p(\infty) = n_{p0}^* \quad (6.56)$$

A doua condiție la limită este ca la marginea regiunii de sarcină spațială, unde s-a ales de altfel și originea, concentrația de electroni injectați să fie egală cu o valoare constantă $n_p(0)$.

Această problemă este identică cu cazul injectiei printr-o suprafață laterală, considerat în capitolul 5, soluția fiind și ea identică cu soluția dată acolo,

$$n_p(x) = n_{p0} + [n_p(0) - n_{p0}] e^{-x/L_n} \quad (6.57)$$

Fluxul de electroni care intră în regiunea p este deci dat de relația :

$$F_n = -D_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{x=0} = D_n \frac{n_p(0) - n_{p0}}{L_n} \quad (6.58)$$

În continuare se consideră fluxul de electroni consumați prin recombinarea cu goluri în regiunea 1. Pentru fiecare electron care se recombina în această regiune, trebuie injectat un gol din regiunea de sarcină spațială în regiunea n . Deci această contribuție la curentul total se poate evalua prin calcularea fluxului de goluri F_p care intră în regiunea n . Aceasta se poate realiza într-o modalitate complet analoagă celei prin care s-a calculat fluxul de electroni care intră în regiunea p , obținându-se expresia

$$F_p = D_p \frac{p_n(0) - p_{n0}}{L_p} \quad (6.59)$$

unde $p_n(0)$ este concentrația de goluri la marginea regiunii de sarcină spațială, în partea n . În fiecare caz prin x se notează distanța de la marginea regiunii de sarcină spațială, după cum se indică în figura 6.22.

Pentru a evalua complet valoarea acestor fluxuri, este necesar să se determine $n_p(0)$ și $p_n(0)$. Pentru aceasta se face apel la o importantă ipoteză simplificatoare : se presupune că se realizează condițiile de *quasi-echilibru* adică *produsul pn este o constantă* în toată regiunea de sarcină spațială polarizată direct. Această constantă este mai mare ca n_i^2 , valoarea produsului pn la echilibru.

Un alt mod de formulare a ipotezei de cuasi-echilibru se poate da în funcție de cuasi-nivelele Fermi. Cuasinivelul Fermi pentru un tip de purtă-

* Această condiție presupune contactul la regiunea p , "infini" depărtat de jonctiune.

tor se definește ca *acea cantitate care înlocuiește în locul nivelului Fermi* *dă concentrația aceluia purtător în condiții de neechilibru.*

Deci concentrația de electroni în condiții de neechilibru este dată de

$$n = n_i e^{(E_{Fn} - E_i)/kT}, \quad (6.60)$$

unde E_{Fn} este cuasinivelul Fermi pentru electroni; la fel concentrația de goluri în condiții de neechilibru este dată de

$$p = n_i e^{(E_i - E_{Fp})/kT}, \quad (6.61)$$

unde E_{Fp} este cuasinivelul Fermi pentru goluri.

Expresiile fluxului de electroni și de goluri, ca urmare a acestor definiții, devin

$$F_n = -\frac{1}{q} \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad (6.62)$$

și

$$F_p = \frac{1}{q} \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx}. \quad (6.63)$$

În regiunea neutră n , electronii sînt transportați în principal datorită câmpului. Deci fluxul de electroni în regiunea n este dat de

$$F_n = -\frac{1}{q} \mu_n n \mathcal{E} = -\frac{1}{q} \mu_n n \frac{dE_i}{dx}. \quad (6.64)$$

Compararea relațiilor 6.64 și 6.62 arată că $dE_{Fn}/dx = dE_i/dx$, adică cuasinivelul Fermi urmărește variația benzii de energie. O tratare similară conduce la o concluzie identică în ceea ce privește cuasi-nivelul Fermi pentru goluri în regiunea neutră p . Deci, *într-o regiune neutră cuasi-nivelul Fermi pentru purtătorii majoritari se comportă exact ca nivelul Fermi la echilibru.*

În concordanță cu acest rezultat, în regiunile neutre din figura 6.18 și figura 6.22, s-a indicat cuasi-nivelul Fermi pentru electroni E_{Fn} și cel pentru goluri E_{Fp} în locul nivelului Fermi. În ambele figuri, diagrama de benzi și în consecință cuasi-nivelele Fermi pentru purtătorii majoritari sînt desenate orizontale în regiunile neutre, deoarece ambele situații de polarizare corespund unor densități mici de curent.

Deoarece variația potențialului electrostatic în joncțiune este modificată cu o cantitate egală cu tensiunea aplicată V_J , rezultă că cuasinivelul Fermi pentru electroni în regiunea neutră n va fi de asemenea deplasat — tot cu tensiunea aplicată — față de cuasinivelul Fermi pentru goluri în regiunea neutră p , sau

$$E_{Fn} - E_{Fp} = -qV_J, \quad (6.65)$$

după cum se indică și în figurile 6.18 și 6.22.

Acum acest rezultat extrem de important se poate utiliza în legătură cu ipoteza de cuasiechilibru, adică $pn = \text{constant}$ în toată regiunea de sarcină spațială, pentru a calcula concentrația de purtători minoritari $n_p(0)$ și $p_n(0)$ în condiții de polarizare directă, la marginile regiunii de sarcină spațială.

Din relațiile (6.60) și (6.61) rezultă că la cuasiechilibru $E_{Fn} - E_{Fp} = -qV_J$, în toată regiunea de sarcină spațială, adică ambele cuasinivele Fermi se extind orizontal peste toată regiunea de sarcină spațială. Acest fapt este indicat în figura 6.22.

Deci ipoteza de cuasiechilibru este echivalentă cu a presupune că cuasinivelele Fermi sînt constante în toată regiunea de sarcină spațială.

În consecință concentrațiile de purtători minoritari la marginile respective ale regiunii de sarcină spațială sînt date de

$$n_p(0) = n_i e^{(E_{Fn} - E_i)/kT} = n_{p0} e^{q|V_F|/kT} \quad (6.66)$$

și

$$p_n(0) = n_i e^{(E_i - E_{Fp})/kT} = p_{n0} e^{q|V_F|/kT} \quad (6.67)$$

Deci concentrația de purtători minoritari la marginile respective ale regiunii de sarcină spațială este mărită cu un factor exponențial $e^{q|V_F|/kT}$. În figura 6.22c se indică concentrațiile de purtători, într-o joncțiune asimetrică n^+p polarizată direct, calculate pe baza acestor relații.

Observînd că $n_{p0} = n_i^2/N_A$ și $p_{n0} = n_i^2/N_D$, relațiile pentru componentele de curent de difuzie devin

$$I_{dif,n} = -qD_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} [e^{q|V_F|/kT} - 1] A_J \quad (6.68)$$

și

$$I_{dif,p} = -qD_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} [e^{q|V_F|/kT} - 1] A_J. \quad (6.69)$$

Compararea acestor relații cu relațiile 6.51 și 6.52 arată că în condițiile polarizării directe, $|V_F| \gg kT/q$, componenta de curent de difuziei

este egală cu componenta de difuzie în condițiile polarizării inverse, multiplicată cu factorul exponențial $e^{q|V_F|/kT}$.

Recombinarea în regiunea de sarcină spațială: curentul de recombinare. Electronii pierduți prin recombinare în regiunea de sarcină spațială 2 determină o componentă a curentului

$$I_{rec} = -qA_J \int_0^W U \, dx. \quad (6.70)$$

Această integrală este complicată deoarece U depinde de concentrațiile n și p , iar n și p depind și ele de distanța x într-o formă complicată. Totuși, caracteristicile importante ale rezultatului pot fi ilustrate printr-o tratare aproximativă.

S-a arătat în capitolul 5 că centrii de recombinare cu cea mai mare eficacitate sînt acei centri localizați lângă mijlocul benzii interzise. Ca urmare în continuare se vor considera centri cu nivelul de energie $E_t = E_i$. Mai mult pentru simplitate se va lua $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$. Într-un astfel de caz viteza de recombinare U este dată de

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i}. \quad (6.71)$$

Ca urmare a ipotezei de cuasiechilibru, produsul concentrației de electroni și goluri în toată regiunea de sarcină spațială este dat de

$$pn = n_i^2 e^{q|V_F|/kT}. \quad (6.72)$$

Deci, viteza de recombinare este

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{n_i^2 [e^{q|V_F|/kT} - 1]}{n + p + 2n_i}. \quad (6.73)$$

Pentru o polarizare directă dată V_F , U are valoarea sa maximă în acel loc din regiunea de sarcină spațială unde suma $(p+n)$ a concentrațiilor de electroni și goluri atinge o valoare minimă. Deoarece produsul acestor două concentrații este constant, condiția $d(p+n) = 0$ conduce la

$$dp = -dn = \frac{pn}{p^2} dp, \quad (6.74)$$

sau

$$p = n. \quad (6.75)$$

Această condiție se realizează în acel loc din regiunea de sarcină spațială unde nivelul Fermi intrinsec este la jumătatea distanței dintre cuasinivelele Fermi pentru electroni E_{Fn} și pentru goluri E_{Fp} .

În acest loc concentrația de purtători este dată de

$$n = p = n_i e^{q|V_F|/2kT} \quad (6.76)$$

și deci U_{max} de

$$U_{max} = v_{th} N_i \frac{n_i^2 [e^{q|V_F|/kT} - 1]}{2 n_i [e^{q|V_F|/2kT} + 1]} \quad (6.77)$$

Pentru $|V_F| \gg kT/q$

$$U_{max} = \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_i n_i e^{q|V_F|/2kT}, \quad (6.78)$$

sau

$$U_{max} = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau_0} e^{q|V_F|/2kT} \quad (6.79)$$

Se observă că viteza maximă de recombinare în regiunea de sarcină spațială la polarizare directă este egală cu viteza de generare la polarizare inversă multiplicată cu un factor exponențial, $e^{q|V_F|/kT}$.

Componenta de recombinare a curentului I_{rec} se poate aproxima acum prin

$$I_{rec} = -\frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_0} W e^{q|V_F|/2kT} A_J \quad (6.80)$$

care se obține luând $U = U_{max}$ în toată regiunea de sarcină spațială*.

Ca și la cazul polarizării inverse, este interesant să se compare valorile componentelor de difuzie și recombinare ale curentului. Folosind componenta de difuzie de electroni a curentului, raportul celor două componente este dat de

$$\frac{I_{dif,n}}{I_{rec}} = 2 \frac{n_i}{N_A} \frac{L_n}{W} e^{q|V_F|/2kT} \quad (6.81)$$

* Deoarece U scade exponențial cu distanța față de punctul unde are valoarea maximă, o aproximație mai bună s-ar obține prin înmulțirea lui U_{max} cu volumul regiunii de sarcină spațială în care potențialul se schimbă cu o valoare kT/q — adică prin $(kT/q\mathcal{E}) A_J$.

La fel ca în cazul polarizării inverse, acest raport depinde de temperatură și de lărgimea benzii interzise a materialului, prin n_i . În plus el depinde de tensiunea directă prin intermediul factorului exponențial. Pentru siliciu la temperatura camerei la tensiuni directe mici este în general dominantă componenta de recombinare, iar la tensiuni directe, mai mari ca aproximativ 0,4...0,5 V, este dominantă în general componenta de difuzie.

Ambele componente ale curentului se pot observa de asemenea și în alte materiale, tranziția de la o caracteristică la alta depinzând de temperatură și de banda interzisă a materialului. Acest fapt este ilustrat în figura 6.23 unde se arată curentul direct al unor diode din germaniu, siliciu și galiu-arsen în funcție de tensiunea directă. Componenta de curent de recombinare se poate deosebi de componenta de curent de difuzie prin dependența diferită de tensiune, care corespunde unor pante de $q/2kT$ și respectiv q/kT , într-o astfel de reprezentare semilogaritmică.

Aceste pante pentru temperatura camerei sînt reprezentate prin linii întrerupte. Se poate observa pentru dioda din siliciu schimbarea pantei pe măsură ce curentul de difuzie începe să devină dominant, odată cu creșterea tensiunii directe.

Această comparație este deosebit de clară în figura 6.24 în care se prezintă împreună cele trei caracteristici, la temperatura camerei, pentru o gamă mai mare de valori ale curentului.

O reprezentare empirică simplă a caracteristicii directe curent-tensiune este dată de expresia

$$I_F \sim e^{q|V_F|/mkT}, \quad (6.82)$$

unde factorul empiric $m = 1$ pentru curent numai de difuzie și $m = 2$ pentru curent numai de recombinare, arată că teoria simplă dată mai sus este aplicabilă. Cînd ambii curenți sînt comparabili valoarea lui m va varia între 1 și 2.

O creștere mult mai graduală a curentului la tensiuni directe mari este evidentă în toate din cele trei cazuri prezentate în figura 6.24. Acest fenomen este asociat cu instalarea condițiilor de nivel mare de injecție, condiții în care teoria prezentată în acest capitol trebuie modificată. Deoarece fenomenele de nivel mare de injecție sînt importante în funcționarea tranzistorului cu joncțiune ele se vor discuta în capitolul următor mai în amănunt.

c. Diode de lungime finită (dioda cu bază subțire)

Cînd s-a determinat distribuția purtătorilor minoritari injectați s-a presupus contactul la regiunea p infinit depărtat de marginea regiunii golite. În multe cazuri importante această presupunere nu este justificată.

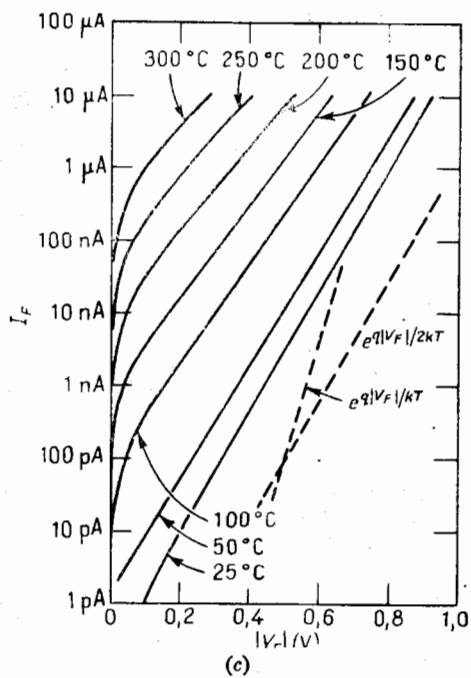
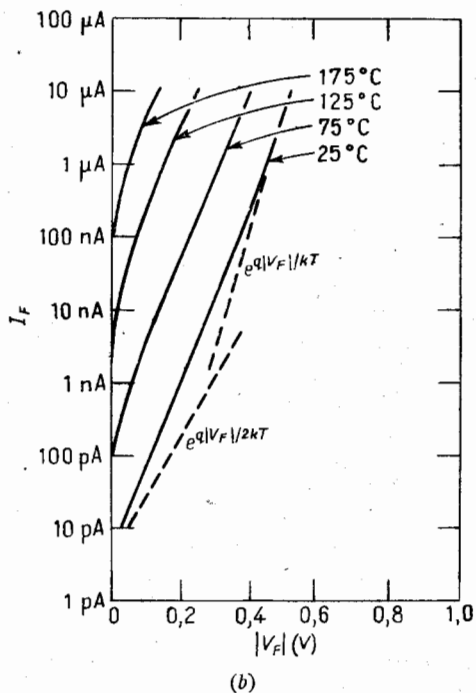
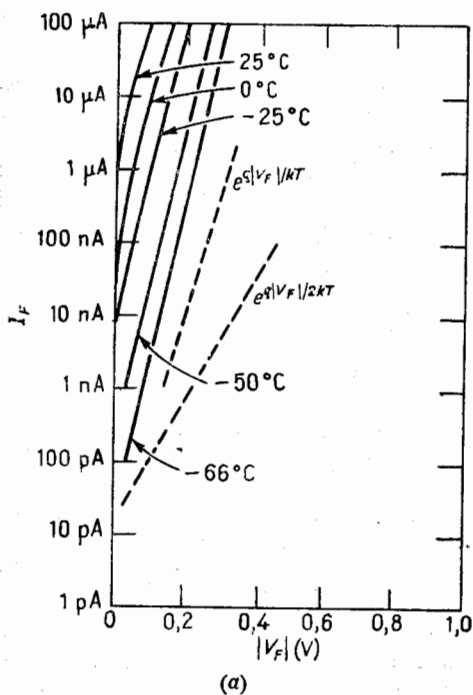


Fig. 6.23. Caracteristicile directe curent-tensiune la diferite temperaturi.

(a) Diodă din germaniu.

(b) Diodă din siliciu.

(c) Diodă din galiu-arsen. Liniile punctate indică pantele dependențelor în $e^{|V_F|/kT}$ și $e^{|V_F|/2kT}$ la 25°C.

Vecinătatea contactului la regiunea p modifică condițiile la limită și ca urmare și distribuția de purtători minoritari injectați.

Distribuția purtătorilor injectați pentru cazul în care distanța W_B care separă contactul de joncțiunea prin care se injectează purtătorii este mai mică decât lungimea de difuzie L_n (pentru cazul unui substrat de tip p) este de o importanță capitală în funcționarea tranzistorului și va fi discutată în detaliu în capitolul următor.

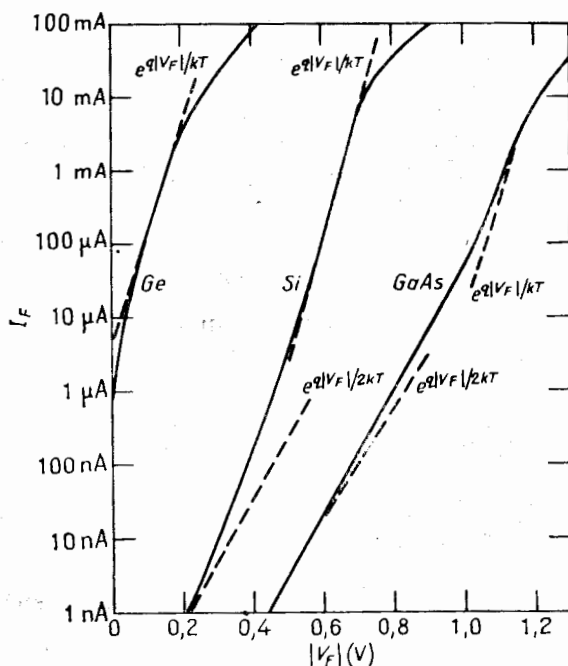


Fig. 6.24. Comparație între caracteristicile directe curent-tensiune pentru diode din germaniu, siliciu și galiu-arsen la 25°C. Liniile punctate indică pantele dependențelor în $e^{q|V_F|/kT}$ și $e^{q|V_F|/2kT}$ la 25°C.

Momentan se observă numai faptul că în cazul limită când $W_B \ll L_n$, distribuția de purtători minoritari tinde către o distribuție liniară

$$n_p(x) = n_{p0} + [n_p(0) - n_{p0}] \left(1 - \frac{x}{W_B}\right), \quad (6.83)$$

spre deosebire de distribuția exponențială, expresia 6.57, valabilă pentru $W_B \gg L_n$.

Ca urmare lungimile de difuzie L_n sau L_p se înlocuiesc prin W_B în formulele 6.68 și 6.69 pentru componenta de difuzie a curentului, în condițiile de polarizare directă.

6.7. STRĂPUNGerea JONCTIUNII

După cum s-a mai discutat și înainte, principala caracteristică a unei joncțiuni pn este aceea că ea *redresează*: ea permite trecerea curentului într-o singură direcție. Corespunzător, când o diodă începe să conducă și în cealaltă direcție ea își pierde proprietățile sale de redresare. Este bine cunoscut că toate diodele conduc și în cazul polarizării inverse dacă li se aplică o tensiune inversă de valoare suficient de mare. Acest fenomen se numește *străpungerea joncțiunii*. În continuare se vor discuta cele două mecanisme de străpungere a joncțiunii.

a. Străpungerea Zener (tunelare)

Dacă în semiconductor există un câmp electric intens, de exemplu într-o regiune golită polarizată invers, legăturile covalente dintre atomii

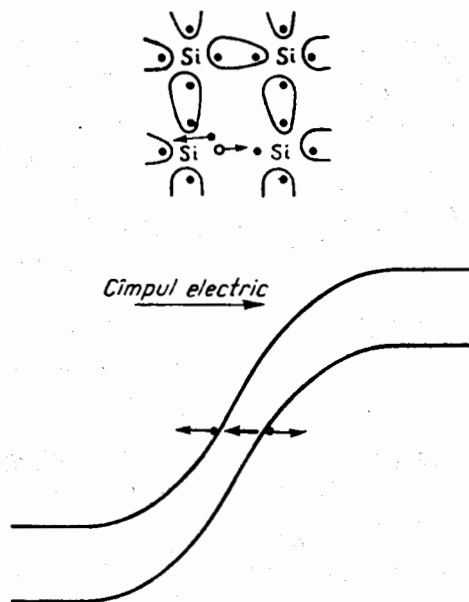


Fig. 6.25. Ilustrare schematică a procesului de străpungere Zener.

de siliciu vecini sînt distorsionate, după cum se arată schematic în figura 6.25. Dacă valoarea câmpului devine suficient de mare, unele legături

se rup, rezultând electroni și goluri disponibile pentru conducție. În reprezentarea de benzi aceasta corespunde unei tranziții a electronului de de valență în banda de conducție. Acest proces prin care un electron trece prin banda interzisă se numește *tunelare*.

Tunelarea poate avea loc numai dacă valoarea cîmpului electric este foarte mare. Experimental s-a găsit, [5], că valoarea critică $\mathcal{E}_{\text{crit}}$ a cîmpului electric la care tunelarea devine probabilă, adică la care începe *străpungerea Zener* este de aproximativ 10^6 V/cm sau 100 V/ μm .

Deși străpungerea Zener poate fi observată în unele joncțiuni *pn*, mult mai des ea este precedată de alt mecanism de străpungere, denumit străpungerea prin avalanșă.

b. Străpungerea prin avalanșă

Procesul de străpungere prin avalanșă sau ionizare prin șoc, este ilustrat schematic în figura 6.26. În continuare se consideră fiecare etapă ilustrată în figură. Etapa 1 consistă în generarea termică a unei perechi

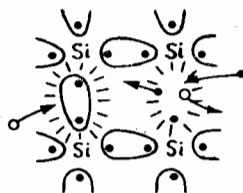
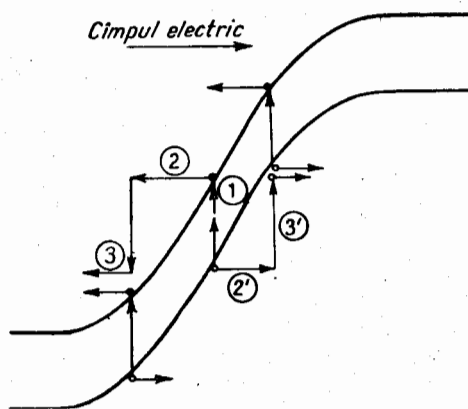


Fig. 6.26. Ilustare schematică a procesului de străpungere în avalanșă.



electron-gol, cu ajutorul unui centru cu nivel intermediar. Dacă valoarea cîmpului în regiunea golită nu este prea mare, acest proces conduce la apariția curentului invers obișnuit. Totuși, îndată ce cîmpul electric este

suficient de mare electronul și golul generat câștigă suficientă energie cinetică înainte de a se ciocni cu rețeaua încât ei vor putea rupe legăturile dintre atomii de siliciu formându-se astfel noi perechi electron-gol.

În etapa 2 și 2' electronul și respectiv golul câștigă energie cinetică. Etapa 3 corespunde ciocnirii electronului. Electronul cu energie mare transferă energia sa cinetică unui alt electron din banda de valență, ducându-l astfel în banda de conducție. Procesul corespunzător, de ciocnire cu un gol de energie mare este indicat prin etapa 3. În procesele 3 și 3' se creează două noi perechi electron-gol. Toți acești electroni și goluri sunt acum accelerați de câmpul electric mare din regiunea golită, după cum se indică și în figură. La rândul lor ei vor putea ioniza și crea într-un mod asemănător alte perechi electron-gol ș.a.m.d. Acest proces se numește *proces de avalanșă*.

Dacă valoarea câmpului electric din regiunea golită nu este suficient de mare, purtătorii nu pot acumula suficientă energie cinetică pentru a ioniza, înainte de a suferi o ciocnire cu rețeaua. Există deci o valoare critică a câmpului $\mathcal{E}_{crit}$ de la care se poate produce un proces de avalanșă.

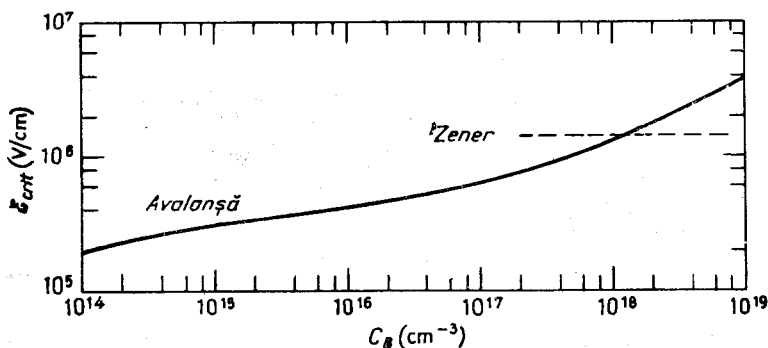


Fig. 6.27. Cîmpul critic pentru străpungerea în avalanșă și Zener pentru siliciu, [5, 6].

În figura 6.27 se indică valorile câmpului critic calculate pe baza măsurărilor tensiunilor de străpungere în avalanșă pentru siliciu, [6], în funcție de concentrația de impurități a substratului unei joncțiuni abrupte asimetrice. Se indică de asemenea și valoarea câmpului critic pentru străpungerea Zener, [5]. Este evident că străpungerea Zener are loc numai în materiale cu o dopare mare.

Chiar și înainte de a avea loc străpungerea există o oarecare *multiplificare* a purtătorilor în regiunea de golire. Dacă se notează I_{R0} valoarea curentului invers în absența oricărui mecanism de străpungere, atunci curentul invers, ținând cont de fenomenele de străpungere, este dat de

$$I_R = M I_{R0}, \quad (6.84)$$

unde M este *factorul de multiplicare*. Străpungerea joncțiunii are loc în momentul în care $M \rightarrow \infty$.

S-a determinat, [7], pentru cazul germaniului o relație empirică, pentru dependența lui M de tensiunea inversă V_R , de forma

$$M = \frac{1}{1 - (V_R/BV)^n}, \quad (6.85)$$

unde n este cuprins uzual în intervalul 3...6, valoarea sa depinzînd de semiconductor și de tipul substratului, iar BV este tensiunea de străpungere a joncțiunii*. Deși această relație nu se verifică bine în cazul siliciului, ea poate fi totuși utilizată pentru ilustrarea caracteristicilor calitative ale procesului de multiplicare înainte de străpungerea prin avalanșă.

c. Tensiunea de străpungere a joncțiunilor pn

Tensiunea de străpungere a unei joncțiuni pn se poate calcula acum din faptul că străpungerea are loc cînd cîmpul maxim $\mathcal{E}_{\max}$ din regiunea golită atinge cîmpul critic $\mathcal{E}_{\text{crit}}$. Acesta este numai un criteriu aproximativ, care poate fi îmbunătățit prin luarea în considerație a ratelor individuale de ionizare ale electronilor și golurilor, care au fost determinate experimental, [4]. Totuși acest criteriu aproximativ conduce la rezultate simple care sînt într-o concordanță rezonabilă cu valorile experimentale.

Din egalarea valorii cîmpului maxim cu valoarea cîmpului critic se obține pentru o joncțiune abruptă asimetrică

$$\mathcal{E}_{\max} = 2 \frac{V_R + \Phi_B}{W} = 2 \frac{V_R}{\sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 V_R}{qC_B}}} = \mathcal{E}_{\text{crit}}, \quad (6.86)$$

unde tensiunea inversă V_R este acum, prin definiție, *tensiunea de străpungere* BV a joncțiunii. Se obține astfel o relație care dă tensiunea de străpungere pentru o joncțiune abruptă asimetrică,

$$BV = \frac{K_s \epsilon_0 \mathcal{E}_{\text{crit}}^2}{2qC_B}. \quad (6.87)$$

Această relație arată că pentru o valoare constantă a cîmpului critic tensiunea de străpungere este invers proporțională cu concentrația de impurități din substrat.

* Notăția BV corespunde inițialelor cuvintelor din limba engleză "breakdown voltage — tensiune de străpungere (N.T.).

În figura 6.28 se indică tensiunea de străpungere a unei joncțiuni abrupte, asimetrice pentru trei materiale diferite. Curbele au fost calculate, [8], prin utilizarea valorilor individuale ale ratelor de ionizare, măsurate experimental. În figură se indică și rezultatele măsurătorilor experimentale directe, [6], asupra tensiunii de străpungere a joncțiunii abrupte asimetrice

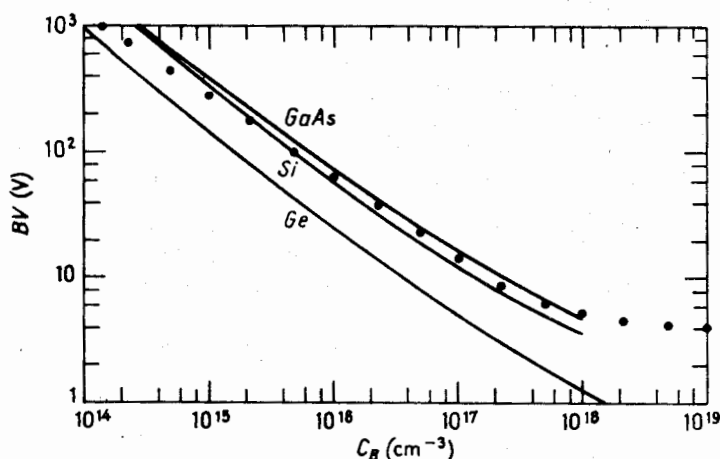


Fig. 6.28. Tensiunea de străpungere a joncțiunii abrupte, asimetrice. Punctele reprezintă măsurători experimentale pentru siliciu, [6]; curbele au fost calculate pe baza ratelor de ionizare, [8].

din siliciu (puncte). Este evident că în toate cele trei cazuri tensiunea de străpungere urmează, aproximativ, o relație de inversă proporționalitate cu concentrația de impurități a substratului, indicată de expresia 6.87, mai ales în domeniul tensiunilor de străpungere mai mari. În plus este evident că un material cu o bandă interzisă mai mare are și tensiuni de străpungere mai mari. Aceasta corespunde cu ceea ce este de așteptat pe baza modelului simplu al procesului de avalanșă discutat anterior: purtătorii trebuie să aibă o energie cinetică mai mare pentru a putea crea o pereche electron-gol în cazul unei benzi interzise mai mari, rezultând deci și tensiuni de străpungere mai mari.

Pentru joncțiunea liniar gradată, procedînd într-o manieră asemănătoare și impunînd condiția

$$\mathcal{E}_{\max} = 1,5 \frac{V_R + \Phi_B}{W} \doteq 1,5 \frac{V_R}{\left(\frac{12K_s \epsilon_0 V_R}{qa} \right)^{1/3}} = \mathcal{E}_{\text{crit.}} \quad (6.88)$$

se obține tensiunea de străpungere

$$BV = \sqrt{\frac{32 K_s \varepsilon_0 \mathcal{E}_{\text{crit}}^3}{9 qa}}, \quad (6.89)$$

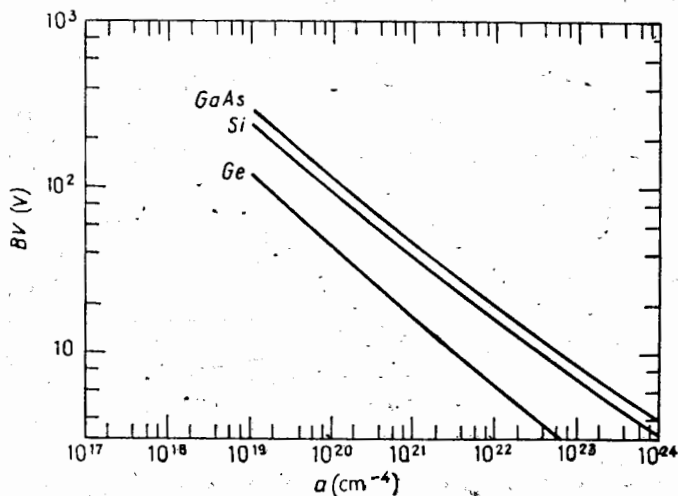


Fig. 6.29. Tensiunea de străpungere a joncțiunilor liniar gradate, [8].

Deci în cazul joncțiunii liniar gradate parametrul important îl constituie gradientul concentrației la joncțiune

$$a = \left. \frac{dC}{dx} \right|_{x=x_j}.$$

În figura 6.29 sînt date curbe calculate pe baza ratelor de ionizare. Este evident că tensiunea de străpungere este aproximativ proporțională cu $\sqrt{1/a}$ în concordanță cu expresia 6.89. Deci și pentru joncțiunile liniar gradate teoria simplă conduce la o descriere rezonabilă a valorilor tensiunii de străpungere.

Rezultatele calculelor efectuate cu calculatorul, [9], pentru tensiunea de străpungere a joncțiunilor *pn difuzate*, pe baza ratelor de ionizare, se indică în figura 6.30, în funcție de concentrația de impurități a substratului și de gradientul a al concentrației la joncțiune. Este evident că pe măsură ce gradientul a crește se atinge cazul limită corespunzător joncțiunii abrupte, în timp ce pentru valori mici ale gradientului se obține cazul limită corespunzător joncțiunii liniar gradate.

Punctul de tranziție între cele două tipuri de comportare depinde de concentrația de impurități a substratului.

În toată tratarea de până acum a joncțiunilor *pn* ele s-au presupus ca fiind geometrice perfect *plane*. O joncțiune *planară*, adică o joncțiune formată prin tehnologia planară, este totuși departe de a fi plană. După cum s-a văzut în capitolul 3, la difuzia printr-o fereastră din oxid, impuritățile pătrund în lungul suprafeței aproximativ pe aceeași distanță ca și perpendicular pe suprafață. Din această cauză, geometria joncțiunii lingă

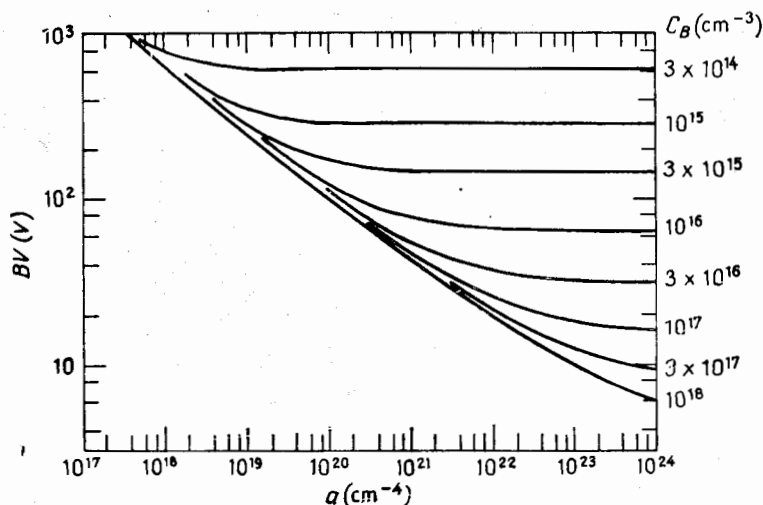


Fig. 6.30. Tensiunea de străpungere a joncțiunilor din siliciu, difuzate-distribuție erfc, [9].

marginea regiunii ferestrei este aproximativ circular cilindrică, după cum se indică și în figura 6.31. Valoarea cîmpului electric și distribuția de potențial în partea cilindrică a joncțiunii *pn* diferă de valoarea aceluiași mărimi în porțiunea plană a joncțiunii.

În general partea cilindrică a joncțiunii constituie un procent relativ mic din aria totală a joncțiunii și deci în acele caracteristici care sînt cumulative (de exemplu curentul și capacitatea) eroarea introdusă de neglijarea acestei regiuni este de obicei relativ mică.

În ceea ce privește străpungerea, ea va începe în orice regiune, nu contează cît de mică, în care cîmpul electric atinge valoarea cîmpului critic al materialului. Într-o joncțiune *pn planară* cîmpul electric crește în regiunea cilindrică din cauza razei de curbura finite. Rezultă că în această regiune cîmpul va atinge valoarea critică la tensiuni inverse mai mici decît cele corespunzătoare tensiunii de străpungere a regiunii plane. Consecința acestui fenomen este deci scăderea tensiunii de străpungere.

În figura 6.31 sînt prezentate rezultatele calculului, [10], tensiunii de străpungere pentru o joncțiune pn cilindrică pe baza criteriului cîmpului critic, parametru fiind adîncimea joncțiunii x_j (care este totodată și raza joncțiunii pn cilindrice). Este evident că pentru valorile practice ale adîncimii joncțiunii tensiunea de străpungere este redusă semnificativ, în special pentru concentrații mici de impurități ale substratului.

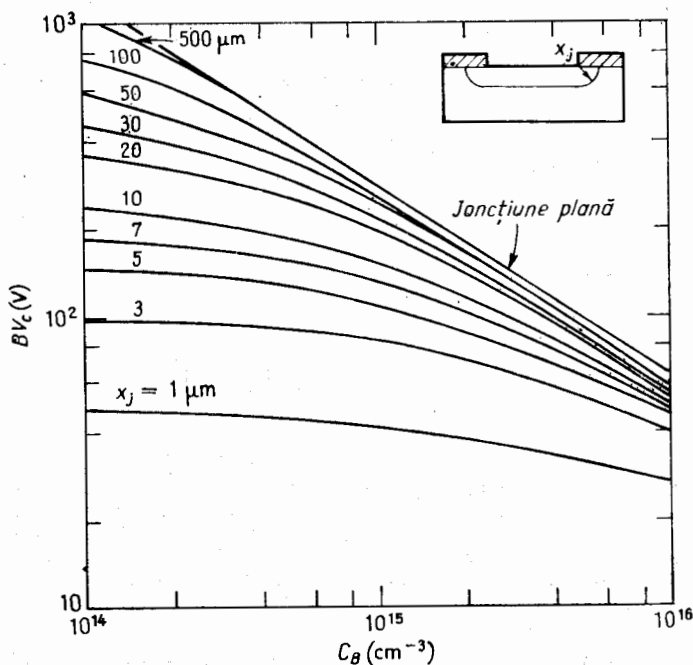


Fig. 6.31. Tensiunea de străpungere a unei joncțiuni planare abrupte, asimetrice punînd în evidență efectul curbării joncțiunii, [10].

Atît efectul concentrației substratului cît și cel al adîncimii joncțiunii se pot combina într-un parametru fără dimensiuni W_c^*/x_j care dă o măsură relativă a gradului de creștere a cîmpului electric care apare în regiunea cilindrică a joncțiunii. Acest parametru este raportul dintre lățimea W_c^* a regiunii golite a regiunii cilindrice, la străpungere și raza de curbură x_j . Teoria străpungerii joncțiunilor pn cilindrice se poate rearanja astfel ca să dea scăderea tensiunii de străpungere în funcție de această mărime adimensională. În figura 6.32 se prezintă curba teoretică împreună cu numeroase date experimentale obținute pe joncțiuni pn planare și comparate cu joncțiunile plane corespunzătoare, [11].

Altă limitare a tensiunii de străpungere poate fi întîlnită la diodele realizate prin tehnica epitaxială, după cum este cea ilustrată în figura 6.1a.

Acest tip de construcție este deseori utilizat pentru a minimiza rezistența serie determinată de substrat. Într-o structură de acest fel, dacă stratul epitaxial este relativ subțire, regiunea golită invers polarizată poate atinge substratul puternic dotat. Aceasta se numește *condiția*

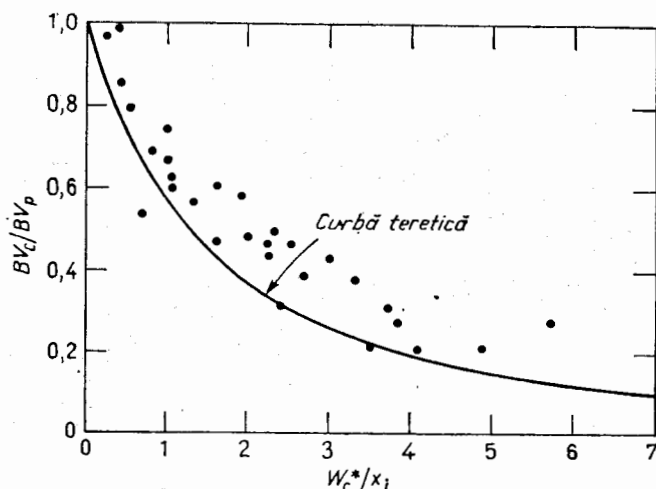


Fig. 6.32. Scăderea tensiunii de străpungere datorită curburii joncțiunilor pn formate prin procesul planar. Curba teoretică reprezintă raportul dintre tensiunile de străpungere ale joncțiunilor cilindrice și plane. Punctele experimentale reprezintă raportul dintre tensiunea de străpungere măsurată a diodelor planare și tensiunea de străpungere corespunzătoare a diodelor plane, [11].

de atingere (reach-through), ilustrată într-o manieră idealizată în figura 6.33.

Un calcul aproximativ al ariei de sub distribuția idealizată a cîmpului electric, în momentul în care cîmpul maxim din regiunea golită atinge valoarea critică, conduce la tensiunea de străpungere limitată de pătrundere :

$$BV = \mathcal{E}_{\text{crit}} W_{\text{epi}} - \frac{qN_a W_{\text{epi}}^2}{2K_s \epsilon_0}, \quad (6.90)$$

unde W_{epi} este lățimea regiunii mai slab dotate. Din cauza redistribuirii impurităților din substrat în timpul creșterii epitaxiale cît și în cursul tratamentelor ulterioare la temperatură înaltă W_{epi} va fi mai mic decît distanța dintre interfețele metalurgice (vezi cap. 3).

În figura 6.34 se prezintă rezultatele calculului pentru tensiunea de străpungere limitată de atingere pe baza ratelor de ionizare, [12]. Se

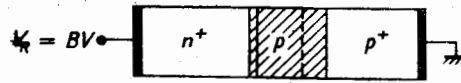


Fig. 6.33. Distribuția idealizată a sarcinii și a câmpului electric la străpungerea diodelor realizate prin tehnici epitaxiale.

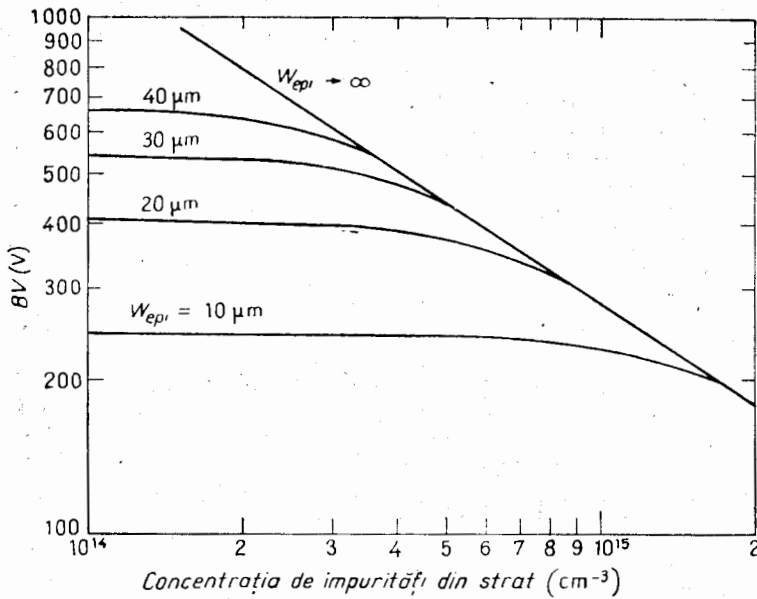
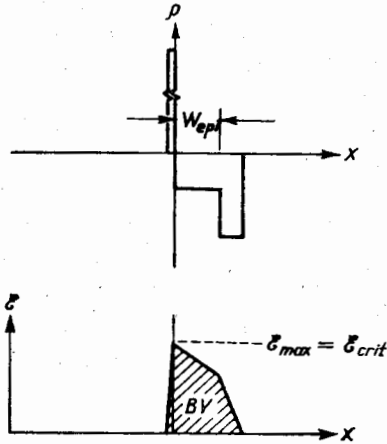


Fig. 6.34. Tensiunea de străpungere, limitată de atingere, a diodelor realizate prin tehnici epitaxiale, [12].

observă că pentru cazul limită al lăţimii mari a stratului epitaxial se atinge tensiunea de străpungere normală, dar odată cu scăderea lăţimii stratului epitaxial scade şi valoarea tensiunii de străpungere.

Această discuţie asupra străpungerii joncţiunilor *pn* se încheie prin considerarea unui fenomen anormal, foarte important, numit *străpungere moale* în aşteptarea unui nume mai bun. În figura 6.35 este ilustrată o caracteristică inversă curent-tensiune „moale” în comparaţie cu caracteristica „tare” corespunzătoare.

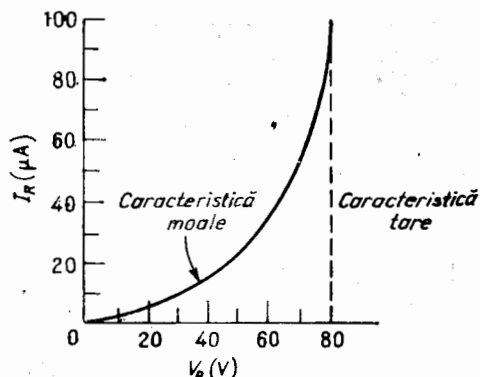


Fig. 6.35. Ilustrare a caracteristicii curent invers-tensiune pentru o diodă cu străpungere „moale”.

Este evident că un curent invers în exces mare trece deja prin diodă la tensiuni inverse mult sub tensiunea de străpungere prin avalanșă. Implicațiile catastrofale ale acestui fenomen asupra proprietăților de redresare ale diodei sînt evidente.

Mecanismele care îl determină nu sînt totuși suficient de clare. S-a arătat, [13], că precipitatele unor metale ca fierul sau cuprul, în cristalul de siliciu pot conduce la o incidență crescută a joncţiunilor moi; de asemenea s-a demonstrat că joncţiunile moi pot fi „întărite” printr-un tratament similar aceluia de predifuzie a fosforului (un astfel de tratament se numește *getterizare*). S-a sugerat, [13], că curentul în exces este datorat unor străpungeri localizate în mici regiuni de cîmp intens din jurul precipitatelor metalice prezente în cristal. Se presupune că prin tratamentul cu fosfor se îndepărtează precipitatele metalice, restabilindu-se astfel caracteristica inversă, curent-tensiune, tare.

6.8. COMPORTAREA TRANZITORIE

Pînă acum în acest capitol s-au tratat numai caracteristicile de c. c. ale joncţiunilor *pn*. Cînd diodele se utilizează în aplicații de comutare ele sînt polarizate alternativ direct și invers. Performanțele lor în astfel

de aplicații sînt determinate de viteza cu care ele pot ajunge în noile condiții de polarizare.

În continuare se vor trata pe scurt factorii care determină comportarea tranzitorie a joncțiunilor pn . În particular se va estima timpul necesar pentru comutarea inversă, adică comutarea diodei din condiții de polarizare directă în condiții de polarizare inversă.

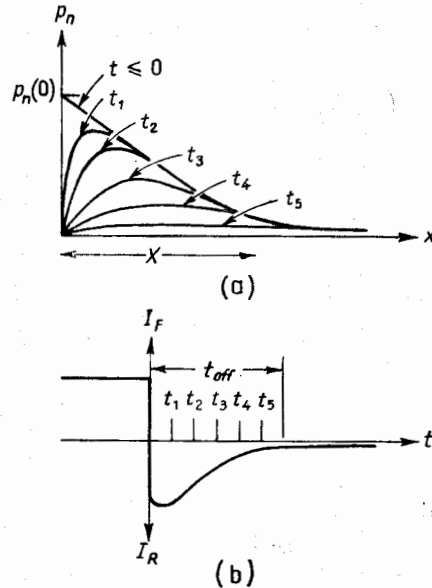


Fig. 6.36. (a) Distribuția schematică a purtătorilor minoritari în porțiunea mai slab dopată a unei diode p^+n la diferite momente după aplicarea tensiunii inverse.

(b) Variația corespunzătoare curent-timp.

În figura 6.36a se indică distribuția de purtători minoritari în partea mai slab dotată a unei diode p^+n , în condițiile polarizării directe ($t \leq 0$) și la diferiți timpi după ce polarizarea s-a inversat.

La $t = 0$, cînd tensiunea aplicată se inversează, se inversează și curentul. Inițial, curentul care trece în sens invers este mare din cauza prezenței de purtători minoritari în exces în regiunea n . Curentul continuă să elimine acești purtători minoritari și ca urmare concentrația lor în regiunea n scade pînă cînd, în final, se ajunge la distribuția corespunzătoare condițiilor de polarizare inversă. Acest proces este ilustrat în figura 6.36b unde s-a indicat curentul direct și invers în funcție de timp.

O estimare aproximativă a timpului necesar ca această perioadă tranzitorie să aibă loc se poate obține după cum se arată în continuare.

În condiții de polarizare directă, în regiunea n este prezentă o densitate de sarcină pe unitatea de arie, datorită purtătorilor minoritari injectați. Această densitate de sarcină Q_{p_n} este dată de:

$$Q_{p_n} \approx \frac{1}{2} q p_n(0) X = \frac{I_F X^2}{2 D_p A_j}, \quad (6.91)$$

unde s-a aproximat curba de distribuție a purtătorilor minoritari printr-un triunghi de bază X . În cazul diodelor de lungime finită (numite de asemenea și diode cu bază subțire) distribuția reală urmează de fapt o linie dreaptă, iar X este dat de distanța W_B dintre contact și joncțiunea injec-toare. Când contactul este depărtat la infinit, adică $W_B \gg L_p$, distribuția este exponențială, iar X poate fi aproximat prin lungimea de difuzie L_p .

Dacă curentul invers mediu care trece în timpul procesului de comutare inversă este $I_{R,med}$, timpul de comutare inversă t_{off} va fi dat de

$$t_{off} = \frac{Q_{pn} A_j}{I_{R,med}} \quad (6.92)$$

Combinând relația 6.91 cu relația 6.92 se poate estima timpul de comutare inversă

$$t_{off} = \left(\frac{I_F}{I_{R,med}} \right) \frac{X^2}{2D_p} \quad (6.93)$$

sau

$$t_{off} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_F}{I_{R,med}} \right) \tau_p \text{ pentru } W_B \gg L_p \quad (6.94)$$

și

$$t_{off} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_F}{I_{R,med}} \right) \frac{W_B^2}{D_p} \text{ pentru } W_B \ll L_p. \quad (6.95)$$

Deci timpul de comutare inversă depinde de raportul dintre curentul direct și cel invers, curenți care sînt determinați de circuitul exterior* și de constanta de timp caracteristică a diodei. Această constantă de timp caracteristică este timpul de viață al purtătorilor minoritari, dacă contactul este infinit depărtat și constanta de timp de difuzie W_B^2/D_p , dacă distanța pînă la contact este mult mai mică ca lungimea de difuzie

Această analiză simplă dă numai o descriere destul de primitivă a comportării tranzitorii a unei diode. Timpul de comutare inversă poate fi calculat într-o manieră mult mai exactă prin rezolvarea ecuației de difuzie, dependentă de timp, care descrie distribuția de purtători minoritari. Aceasta s-a realizat atît în cazul general cît și în cele două cazuri limită corespunzînd diodei cu bază groasă și subțire, [14]. Unele din rezultatele unor astfel de calcule se indică în figura 6.37, care dă timpul de comutare

* Circuitul exterior determină mai degrabă valoarea maximă a curentului invers, decît valoarea sa medie.

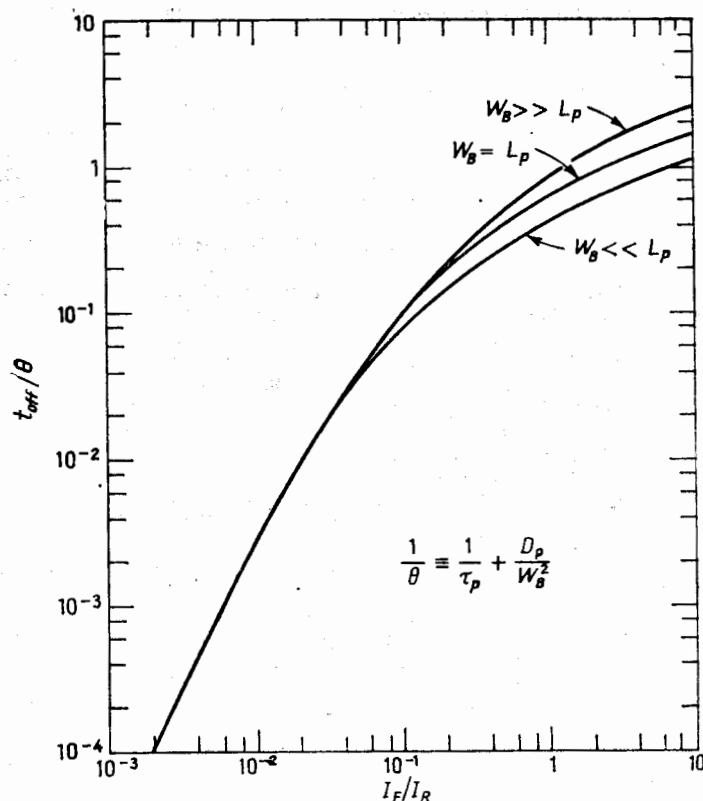


Fig. 6.37. Timpul de comutare inversă a diodelor pn.

inversă în funcție de raportul dintre curentul direct și curentul invers maxim atât pentru cazurile limită ale diodei cu bază groasă și subțire cât și pentru cazul intermediar $W_B = L_p$.

BIBLIOGRAFIE

1. H. Lawrence și R. M. Warner, "Diffused Junction Depletion Layer Calculations," *Bell System Tech. J.*, **39**, 389 (1960).
2. J. Hilibrand și R. D. Gold, "Determination of the Impurity Distribution in Junction Diodes from Capacitance-Voltage Measurements," *RCA Rev.*, **21**, 245 (1960).
3. Teoria caracteristicilor curent-tensiune ale joncțiunilor pn a fost stabilită de W. Shockley, "The Theory of P-N Junctions in Semiconductors and P-N Junction Transistors," *Bell System. Tech. J.*, **28**, 435 (1949). Această teorie a fost apoi extinsă de C. T. Sah, R. N. Noyce, și W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N

- Junctions and P-N Junction Characteristics*, "Proc. IRE, **45**, 1228 (1957). O trecere în revistă a evoluției teoriei caracteristicilor curent-tensiune a joncțiunilor p-n este dată în "The Evolution of the Theory of the Voltage-Current Characteristics of P-N Junctions" de J. L. Moll. *Proc. IRE*, **46**, 1076 (1958).
4. O discuție mult mai detaliată a mecanismelor de străpungere în joncțiunile p-n este dată în capitolele 11 și 12, J. L. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill Book Co., 1964.
 5. A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, C. A. Lee, R. A. Logan, G. L. Pearson și P. Aigrain, "Internal Field Emission at Narrow Silicon and Germanium P-N Junctions," *Phys. Rev.*, **118**, 425 (1960).
 6. S. L. Miller, "Ionization Rates for Holes and Electrons in Silicon," *Phys. Rev.*, **105**, 1246 (1957).
 7. S. L. Miller, "Avalanche Breakdown in Germanium," *Phys. Rev.*, **99**, 1234 (1955).
 8. S. M. Sze și G. Gibbons, "Avalanche Breakdown Voltages of Abrupt and Linearly Graded P-N Junctions in Ge, Si, GaAs and GaP," *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 111 (1966).
 9. D. P. Kennedy și R. R. O'Brien, "Avalanche Breakdown Characteristics of a Diffused P-N Junction," *IRE Trans. Electron Devices* **ED-9**, 478 (1962).
 10. H. L. Armstrong, "A Theory of Voltage Breakdown of Cylindrical P-N Junctions, with Applications," *IRE Trans. Electron Devices* **ED-4**, 15 (1957).
 11. O. Leistikko și A. S. Grove, "Breakdown Voltage of Planar Silicon Junctions," *Solid-State Electron*, **9**, 847 (1966).
 12. R. J. Whittier, nepublicat.
 13. A. Goetzberger și W. Shockley, "Metal Precipitates in Silicon P-N Junctions," *J. Appl. Phys.*, **31**, 1821 (1960).
 14. R. H. Kingston, "Switching Time in Junction Diodes and Junction Transistors," *Proc. IRE*, **42**, 829 (1954); M. Byczkowski and J. R. Madigan, "Minority Carrier Lifetime in P-N Junction Devices," *J. Appl. Phys.*, **28**, 878 (1957); A. S. Grove and C. T. Sah, "Simple Analytical Approximations to the Switching Time in Narrow Base Diodes," *Solid-State Electron*, **7**, 107 (1964).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 6.1. (a) Folosind distribuția de potențial bazată pe aproximația regiunii golite, să se determine distribuțiile de electroni și goli în funcție de distanță în interiorul regiunii de sarcină spațială la o joncțiune abruptă asimetrică, la echilibru.
 (b) Să se determine expresiile fluxurilor de difuzie și de cîmp ale electronilor și golurilor care traversează planul în care la echilibru, $E_i = E_F$.
 (c) Să se calculeze curentul datorat fiecăruia din fluxurile de mai sus dacă concentrația de impurități din volum este 10^{16} cm^{-3} și aria joncțiunii este 10^{-3} cm^2 . Să se compare aceste mărimi cu curentul direct indicat în fig. 5.2 și să se discute.
- 6.2. Folosind distribuția de potențial bazată pe aproximația de golire, să se verifice valabilitatea acestei aproximații prin estimarea grosimii regiunii unde concentrația de purtători nu este neglijabilă. Să se compare această grosime cu grosimea totală a regiunii golite în condițiile diferitelor polarizări.
- 6.3. Să se determine expresiile pentru cîmpul electric, distribuția de potențial, diferența internă de potențial și grosimea regiunii golite pentru o joncțiune gradată, la echilibru.
- 6.4. Să se determine o expresie pentru grosimea regiunii golite la polarizare nulă care se obține prin formarea unui contact între un semiconductor de tip n și un metal. Se va presupune că la interfața metal-semiconductor banda de conducție a semiconductorului este fixată la o energie Φ deasupra nivelului Fermi al metalului, unde $\Phi > (E_c - E_F)$ în volumul semiconductorului. Se va compara cu expresia pentru o joncțiune abruptă asimetrică. Să se discute ce se întîmplă dacă $\Phi < (E_c - E_F)$, în volumul semiconductorului.

- 6.5. O diodă este fabricată astfel:
- materialul inițial: siliciu, tip n , de $0,175 \Omega\text{cm}$;
 - predifuzia cu bor: se obține $Q = 10^{15}$ atomi de bor/ cm^2 ;
 - difuzia: 1 oră la 1200°C .
- (a) Dacă aria joncțiunii este de 10^{-3} cm^2 , să se calculeze capacitatea ei la 0V și 10V tensiune inversă folosind aproximațiile: joncțiune abruptă asimetrică și joncțiune gradată liniar. Care aproximație este mai bună în fiecare caz și de ce?
- (b) Să se definească un domeniu de tensiune unde una sau cealaltă aproximație poate să ducă la rezultate mai bune.
- 6.6. Presupunind că atât electronii cît și goliurile din interiorul regiunii golite a unei joncțiuni polarizate invers se mișcă cu viteza constantă maximă, $v_{\text{lim}} = 10^7 \text{ cm/s}$ să se construiască distribuția de electroni și goluri corespunzătoare figurii 6.18. Se va lua concentrația de impurități de 10^{16} cm^{-3} și timpul de viață de $1 \mu\text{s}$. Se va calcula:
- (a) Pentru o diodă cu siliciu la temperatura camerei.
- (b) Pentru o diodă cu germaniu la temperatura camerei.
- 6.7. Să se determine și să se calculeze conductanța la semnal mic dI_R/dV_R la $V_R = 10 \text{ V}$, pentru diodele din problema precedentă, la temperatura camerei. Să se compare cu datele prezentate în fig. 6.12b.
- 6.8. Folosind distribuția de potențial bazată pe aproximația de golire, să se determine distribuția concentrațiilor de electroni și goluri în regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni abrupte, asimetrice polarizată cu tensiuni directe mici. Să se compare rezultatele obținute cu cele indicate în figura 6.22.
- 6.9. Să se determine o expresie a curentului direct al unei diode în funcție de diferența dintre tensiunea aplicată și diferența internă de potențial a joncțiunii.
- 6.10. Prin egalarea expresiilor care dau fluxurile de electroni și goluri în funcție de gradientii respectivelor cvasinivele Fermi cu relația care dă curentul direct, să se ajungă la o justificare ca ordin de mărime a ipotezei cvasiechilibrului.
- 6.11. Să se exprime raportul dintre componenta de difuzie și cea de recombinare ale curentului în funcție de curentul direct în loc de tensiunea directă. Folosind această expresie să se compare diodele fabricate din germaniu, siliciu și galiu-arsen, referitor la importanța relativă a celor două componente. Să se compare aceste concluzii cu datele prezentate în figura 6.24.
- 6.12. Să se determine conductanța de semnal mic dI_F/dV_F a unei joncțiuni pn considerînd ambele componente ale curentului direct. Să se calculeze această valoare pentru dioda din problema 6.6 la $V_J = 0$ și $V_F = 0,4 \text{ V}$, la temperatura camerei. Să se compare cu rezultatele experimentale prezentate în figura 6.24. De asemenea să se compare cu rezultatele problemei 6.7.
- 6.13. Să se determine variația tensiunii directe în funcție de temperatură, la o densitate de curent dată. Să se discute asupra folosirii joncțiunii pn ca termometru.
- 6.14. Diferența dintre tensiunile de străpungere ale joncțiunilor difuzate planare și plane care sînt descrise de aproximația liniar gradată este mult mai mică decît diferența în cazul în care joncțiunile satisfac aproximația joncțiunii abrupte, asimetrice. Să se dea o explicație simplă.
- 6.15. Pe baza imaginii simple a procesului în avalanșă dată în text, să se propună un argument calitativ care să dea semnul dependenței de temperatură a tensiunii de străpungere.
- 6.16. Să se determine o expresie care să dea timpul necesar pentru comutarea directă a unei diode, adică pentru aducerea ei în starea de conducție directă plecînd din starea de conducție inversă.

Tabelul 6.1

Formule importante pentru joncțiunea abruptă, asimetrică

Diferența internă de potențial	$\Phi_B \approx 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{C_B}{n_i}$
Lățimea regiunii golite	$W = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 [\Phi_B \pm V_J]}{qC_B}}$
Cîmpul electric maxim	$\mathcal{E}_{\text{max}} = 2 \frac{\Phi_B \pm V_J }{W}$
Capacitatea pe unitatea de arie	$C = \frac{K_s \epsilon_0}{W}$
Curentul invers	$I_R = I_{\text{gen}} + I_{\text{dif}}$ $I_{\text{gen}} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W A_J$ $I_{\text{dif}} = qD \frac{n_i^2}{C_B L} A_J$
Curentul direct	$I_F = I_{\text{rec}} + I_{\text{dif}}$ $I_{\text{rec}} = - \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W e^{q V_F /2kT} A_J$ $I_{\text{dif}} = - qD \frac{n_i^2}{C_B L} e^{q V_F /kT} A_J$
Tensiunea de străpungere în avalanșă	$BV = \frac{K_s \epsilon_0 \mathcal{E}_{\text{crlt}}^2}{2qC_B}$

- PRINCIPIILE DE FUNCȚIONARE ALE TRANZISTORULUI
- CURENȚII PRIN TRANZISTOR. FACTORUL DE AMPLIFICARE ÎN CURENȚĂ
- LIMITĂRI ȘI MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE
- REZISTENȚA BAZEI
- TENSIUNI MAXIME
- TENSIUNI MINIME
- LIMITĂRI TERMICE

7

Tranzistoare cu joncțiuni

Cel mai important dispozitiv semiconductor este tranzistorul cu joncțiuni. Inventarea sa a determinat o creștere fără precedent a activității de cercetare și dezvoltare în fizica solidului și în inginerie.

Tranzistorul este un dispozitiv activ pe care se bazează multe circuite semiconductoare discrete și integrate. În acest capitol se examinează caracteristicile de bază ale tranzistorului cu joncțiuni.

Un tranzistor *pnp* planar din siliciu este ilustrat schematic în figura 7.1a. Fabricarea unui astfel de tranzistor începe în același fel cu fabricarea diodelor planare: de obicei un strat epitaxial ușor dopat este crescut pe un substrat mult mai puternic dopat de același tip. Suprafața plachetei este apoi oxidată; în oxid se deschid ferestre prin care sînt difuzate impuritățile pentru a se forma o joncțiune în stratul epitaxial. După aceasta suprafața siliciului este oxidată din nou; în oxid se deschid ferestre în diferite locuri și altă impuritate — care determină același tip de conductivitate ca al substratului — se difuzează în siliciu pentru a forma o a doua joncțiune. Apoi sînt deschise ferestre prin care se depun pe ambele regiuni difuzate contacte metalice. Placheta se taie apoi astfel ca să se obțină structuri independente de tranzistoare. Celor trei regiuni ale tranzistorului li se atașează contacte, iar în final tranzistorul este încapsulat.

Pentru simplitate se va studia un model idealizat unidimensional al acestui tranzistor planar, analog cu modelul idealizat al joncțiunii *pn* din capitolul precedent. Acest model unidimensional, prezentat în figura 7.1b, poate fi considerat ca o secțiune a tranzistorului planar de-a lungul liniilor punctate. În el se neglijează variațiile concentrației de impurități din fiecare din cele trei regiuni ale tranzistorului. Acolo unde variațiile de concentrație sau forma caracteristică a joncțiunii planare determină abateri semnificative tratarea se va modifica în mod corespunzător.

Se începe cu o discuție calitativă a principiilor de funcționare ale tranzistorului. Apoi în cadrul unei teorii elementare se consideră diversele componente ale curentului care trece prin tranzistor și factorii care influențează factorul de amplificare în curent. În continuare se discută diferi-

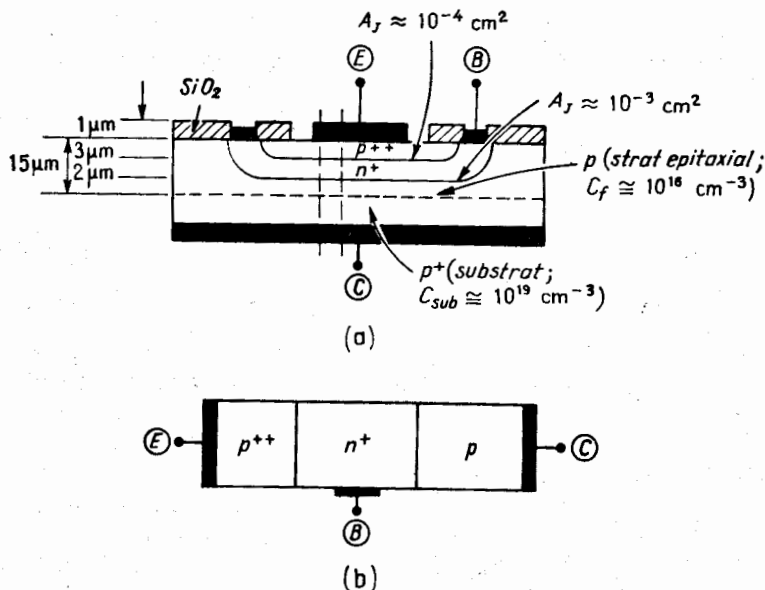


Fig. 7.1. (a) Tranzistor planar *pnp* tipic. Se indică valorile caracteristice ale concentrațiilor și dimensiunilor.
(b) Modelul unidimensional idealizat al tranzistorului.

Ⓔ : emitor;
Ⓑ : bază;
Ⓒ : colector.

tele moduri în care trebuie să fie modificată în unele condiții această teorie. Se consideră apoi rezistența bazei, limitările de tensiune maximă și minimă ale tranzistoarelor precum și limitările termice.

7.1. PRINCIPIILE DE FUNCȚIONARE ALE TRANZISTORULUI

În figura 7.2 se prezintă benzile de energie corespunzătoare tranzistorului *pnp* idealizat, din figura 7.1b. Figura 7.2b indică benzile de energie în condiții de echilibru, deci când toate cele trei borne notate Ⓔ, Ⓑ și Ⓒ (de la *emitor*, *bază* și *colector*) sînt conectate împreună. În astfel de condiții,

după cum s-a văzut în capitolul 6, potențialul electrostatic variază de la o regiune a semiconductorului la următoarea, astfel încît să echilibreze fluxul de difuzie al electronilor și golurilor, determinat de gradientul lor de concentrație.

Cînd se aplică din exterior tensiuni pe diferitele regiuni ale tranzistorului, joncțiunile pot fi polarizate direct sau invers. În figura 7.2b se indică

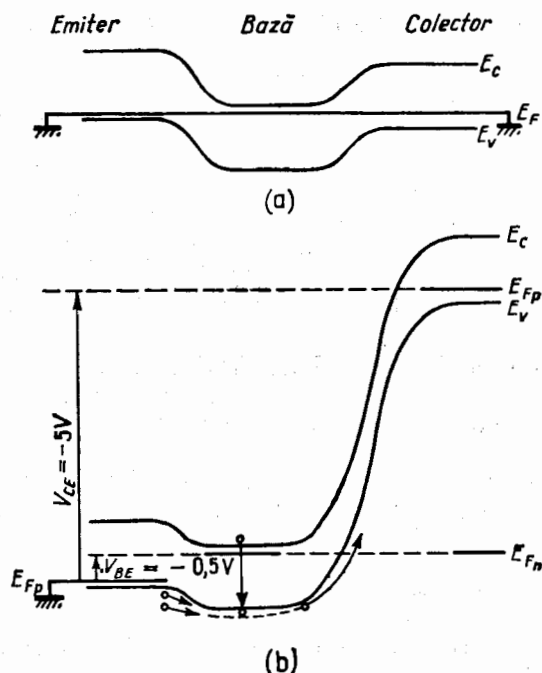


Fig. 7.2. Diagrama de benzi pentru un tranzistor *pnp* :

(a) cazul de echilibru.
 (b) cu tensiuni aplicate.

benzile de energie pentru cel mai important tip de condiții de polarizare. În cazul acestor condiții joncțiunea dintre emiter și bază este polarizată direct iar joncțiunea dintre colector și bază este polarizată invers.

Datorită polarizării directe a joncțiunii emiter-bază un număr mare de goluri se injectează în baza de tip *n*. Dacă cele două joncțiuni sînt suficient de apropiate una de alta, cele mai multe din goluri ajung la joncțiunea colector-bază peste care trec datorită cîmpului electric aplicat joncțiunii. Astfel golurile vor fi colectate de colectorul de tip *p*.

Trebuie să se observe că deși joncțiunea colector-bază este polarizată invers, prin ea trece un curent mare care este aproximativ egal cu curentul direct al joncțiunii emiter-bază. Aceasta reprezintă principala caracteris-

ție a funcționării tranzistorului: printr-o joncțiune polarizată invers trece un curent important, datorită existenței în vecinătatea ei a unei joncțiuni polarizate direct.

Se înțelege însă că nu toate golurile injectate ating regiunea golită colector-bază, unele din ele recombinându-se cu electroni în drumul lor prin bază. De asemenea când joncțiunea emiter-bază este polarizată direct odată cu injecția de goluri în bază, se injectează și electroni în emiter. În sfârșit apare și o recombinare a electronilor și golurilor în regiunea de sar-

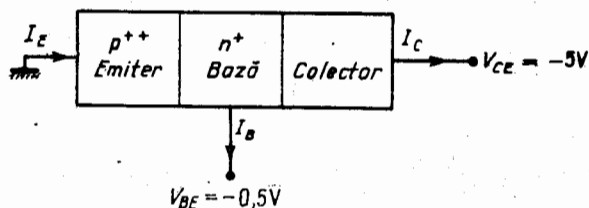


Fig. 7.3. Curenții pentru un tranzistor pnp.

cină spațială a joncțiunii emiter-bază. Datorită acestor procese electronii „curg” în bază prin contactul bazei. Această curgere a electronilor corespunde desigur unui curent care iese prin contactul bazei după cum se indică în figura 7.3.

După cum s-a arătat mai sus, curentul total de emiter I_E se compune din acele goluri care ajung la colector, I_C și din electronii care intră în tranzistor prin contactul bazei, I_B . Deci

$$I_E = I_C + I_B. \quad (7.1)$$

Două mărimi foarte importante în caracterizarea tranzistoarelor sînt factorul de amplificare în curent, cu baza comună, α , notat de asemenea și h_{FB} , definit de

$$\alpha = h_{FB} = \frac{I_C}{I_E}, \quad (7.2)$$

și factorul de amplificare în curent, cu emiterul comun, β , notat de asemenea și h_{FE} , definit de

$$\beta = h_{FE} = \frac{I_C}{I_B}. \quad (7.3)$$

Din relația 7.1 este evident că aceste două mărimi sînt legate prin relația

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (7.4)$$

În condiții normale de lucru — ca cele discutate anterior — α este întotdeauna mai mic decât unitatea, deși valoarea sa pentru un tranzistor de calitate este foarte apropiată de unu. Corespunzător pentru un tranzistor de calitate β va fi mult mai mare ca unu.

Caracteristicile curent-tensiune ale unui tranzistor planar *pnp* din siliciu ai cărui parametri de structură sînt aproximativ cei indicați în figura 7.1a, sînt prezentate în figura 7.4. Acest tranzistor se va utiliza în tot acest

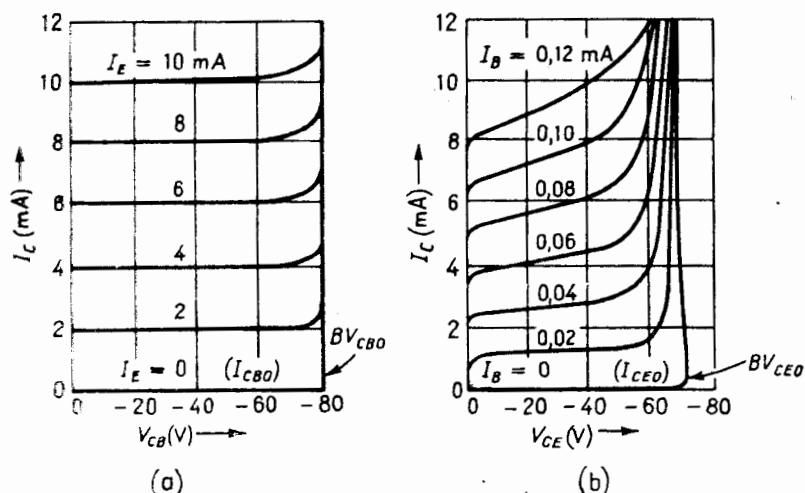


Fig. 7.4. Caracteristicile curent-tensiune ale unui tranzistor *pnp* cu siliciu. Acest tranzistor este utilizat ca exemplu peste tot în acest capitol. Parametrii săi constructivi sînt aproximativ cei indicați în figura 7.1a.

(a) conexiunea cu baza comună
(b) conexiunea cu emiterul comun.

capitol pentru diverse exemplificări. Caracteristicile sînt prezentate pentru două moduri de polarizare. În unul, tensiunile se aplică față de bază, configurația fiind denumită *conexiunea cu baza comună*. În celălalt mod tensiunile se aplică față de emiter, iar denumirea este de *conexiune cu emiterul comun*.

Din figura 7.4a este evident că într-adevăr valoarea lui α este foarte apropiată de unu, iar din figura 7.4b că $\beta \approx 60$, la $I_C = 4$ mA, pentru valori mici ale lui V_{CE} .

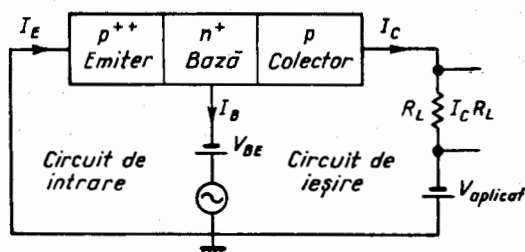
Concentrîndu-ne atenția asupra conexiunii cu emiterul comun se poate vedea că o variație a lui I_B face să apară o variație a lui I_C care este de asemenea de aproximativ 60 de ori mai mare. Se poate defini astfel *factorul de amplificarea în curent la semnal mic* h_{fe}

$$h_{fe} = \frac{dI_C}{dI_B} \quad (7.5)$$

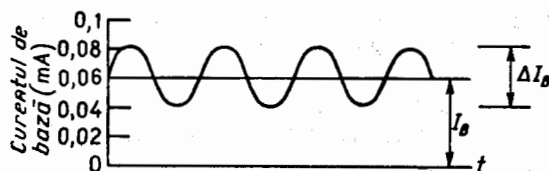
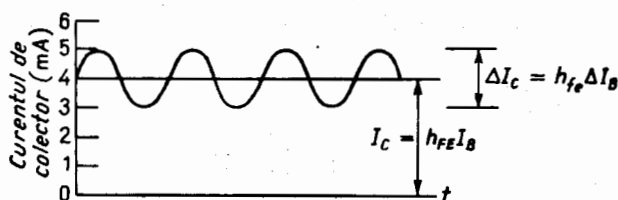
Din cele două definiții, expresiile 7.3 și 7.5, se poate vedea că relația dintre factorul de amplificare în curent la semnal mic h_{fe} și factorul de amplificare în curent în c.c., h_{FE} este dată de

$$h_{fe} = \frac{h_{FE}}{1 - \frac{I_C}{h_{FE}} \frac{dh_{FE}}{dI_C}} \quad (7.6)$$

Rezultă că pentru un tranzistor al cărui factor de amplificare în curent h_{FE} este independent de curentul de colector, $h_{fe} = h_{FE}$.



(a)



(b)

Fig. 7.5. Ilustrare a utilizării tranzistorului ca amplificator.

În continuare se consideră comportarea tranzistorului în circuitul simplu indicat în figura 7.5a. Pentru o tensiune de intrare dată V_{BE} , prin tranzistor trece un curent de bază I_B și un curent de colector I_C .

Dacă peste tensiunea de intrare se suprapune un semnal mic de c.a., curentul de bază va varia în timp, după cum se arată și în figura 7.5b. La rîndul ei această variație de c.a. face să apară în curentul de ieșire I_c , o variație de c.a. de h_{fe} ori mai mare ca aceea a curentului de intrare. Deci tranzistorul *amplifică* semnalul de intrare.

Un tranzistor se poate utiliza și ca dispozitiv de comutare. Prin controlul unui curent mic (curentul de bază), un alt curent mai mare (curentul de colector) poate fi blocat sau lăsat să treacă.

Prima din aceste aplicații — ca amplificator — presupune fenomene de c.a. la semnal mic. A doua — ca dispozitiv de comutare — presupune fenomene tranzitorii la semnal mare. Cu toate acestea ambele sînt consecințe ale caracteristicilor de c.c. și ale limitărilor tranzistorului cu joncțiuni, cărora li se dedică partea care a mai rămas din acest capitol.

În acest stadiu este util să se lămurească terminologia stabilită pentru parametrii tranzistorului cu joncțiuni. Deoarece tranzistorul este un dispozitiv cu trei terminale, deseori curenții și tensiunile sînt specificate cu indici compuși din trei litere. Primele două litere indică cele două terminale între care se măsoară curentul sau tensiunea. A treia literă indică starea celui de-al treilea terminal față de al doilea. De exemplu BV_{CBO} indică tensiunea de străpungere* (BV) între colector și bază (CB) cu joncțiunea emitor-bază în gol** (O), BV_{CES} indică tensiunea de străpungere între colector și emitor cu baza scurtcircuitată la emitor. I_{CBO} și I_{CES} indică curenții reziduali corespunzători ș.a.m.d.

7.2. CURENȚII PRIN TRANZISTOR; FACTORUL DE AMPLIFICARE ÎN CURENT, [1]

a. Componentele curentului

Diferitele componente ale curentului implicate în funcționarea tranzistorului sînt ilustrate în figura 7.6 unde curentul datorat golurilor I_p este indicat în funcție de distanța de la emitor — prin bază — spre regiunea colectorului, pentru cazul unui tranzistor *pnp*. În emitorul p^+ cea mai mare parte a curentului este determinată de goluri, așa încît curentul de goluri I_p este egal cu curentul total de emitor I_E . Pe măsură ce ne apropiem de colector o parte tot mai mare din curentul total este transportată de electroni.

Să considerăm granița dintre regiunea golită a joncțiunii emitor-bază și baza de tip n , indicată de planul $x = 0$. În acest plan s-a indicat fracțiunea $I_{dif, B}$, din curentul de emitor datorată golurilor ce difuzează în bază. Res-

* În limba engleză "breakdown voltage". (N.T.)

** În limba engleză "open". (N.T.)

tul curentului de emiter este asigurat de electroni. Curentul de electroni la $x = 0$ se poate separa în două componente: componenta 1 determinată de electronii injectați în regiunea emiterului de tip p , iar componenta 2 de electronii injectați în regiunea de sarcină spațială emiter-bază unde ei se recombină cu golurile. Odată cu apropierea de regiunea colectorului,

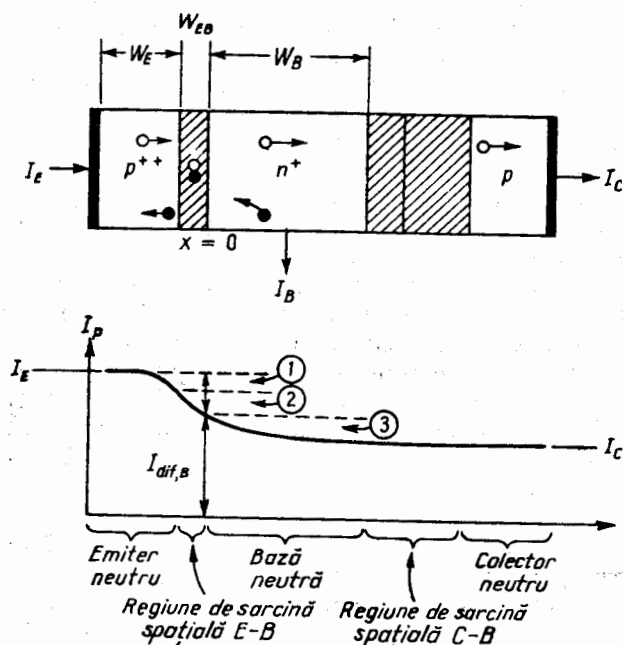


Fig. 7.6. Variația curentului de goluri în funcție de distanță pentru un tranzistor pnp.

fracțiunea din curent transportată de goluri scade deoarece unele din golurile injectate în baza de tip n se recombină cu electronii. Partea din curentul de goluri consumată prin recombinare în regiunea neutră a bazei este indicată de componenta de curent 3. Suma acestor trei componente este curentul de bază.

Partea din curentul total datorată golurilor nu se va mai schimba dincolo de marginea regiunii golite bază-colector, deoarece într-o regiune golită, invers polarizată, procesul de recombinare este neglijabil, iar în regiunea neutră a colectorului curentul de goluri este un curent de purtători majoritari și nu este micșorat prin recombinare.

În continuare aceste componente ale curentului se tratează cantitativ. La nivel mic de injecție, transportul purtătorilor minoritari injectați în bază se poate descrie complet prin difuzie, după cum s-a arătat în capitolul 5.

Pentru a se obține distribuția lor, trebuie rezolvată ecuația de difuzie în regim staționar

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0, \quad (7.7)$$

cu condițiile la limită

$$p_n(0) = p_{no} e^{qV_{EB}/kT} \quad (7.8)$$

și

$$p_n(W_B) = 0, \quad (7.9)$$

unde concentrația de purtători minoritari din bază, la echilibru este $p_{no} = n_i^2/N_{DB}$, N_{DB} fiind concentrația de donori din regiunea bazei (presupusă uniformă în modelul idealizat pe care îl utilizăm).

Prima din aceste condiții arată că la marginea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii emiter-bază concentrația de purtători minoritari este mărită față de valoarea sa de la echilibru cu un factor exponențial $e^{qV_{EB}/kT}$, după cum s-a discutat în capitolul 6.

A doua condiție la limită arată că la marginea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază concentrația de purtători minoritari este zero. Aceasta deoarece joncțiunea este polarizată invers; îndată ce un purtător minoritar ajunge la marginea regiunii de sarcină spațială câmpul electric îl trece imediat dincolo de ea.

Soluția este

$$p_n(x) = p_{no} \left[1 - \frac{\sinh \frac{x}{L_p}}{\sinh \frac{W_B}{L_p}} \right] + [p_n(0) - p_{no}] \frac{\sinh \frac{W_B - x}{L_p}}{\sinh \frac{W_B}{L_p}} =$$

$$= p_n(0) \frac{\sinh \frac{W_B - x}{L_p}}{\sinh \frac{W_B}{L_p}}, \text{ pentru } V_{EB} \gg kT/q \quad (7.10)$$

Rezultatele calculelor bazate pe această relație sînt indicate în figura 7.7 unde s-a reprezentat concentrația normată a purtătorilor minoritari în funcție de distanță, pentru o lungime de difuzie constantă $L_p = 10 \mu\text{m}$ și pentru diferite valori ale grosimii bazei W_B . Este evident că pentru $W_B \gg L_p$,

distribuția tinde spre distribuția exponențială simplă discutată în capitolul anterior, expresia 6.57. În cealaltă extremă, cînd $W_B \ll L_p$, distribuția tinde spre o distribuție liniară dată de

$$p_n(x) = p_n(0) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right). \quad (7.11)$$

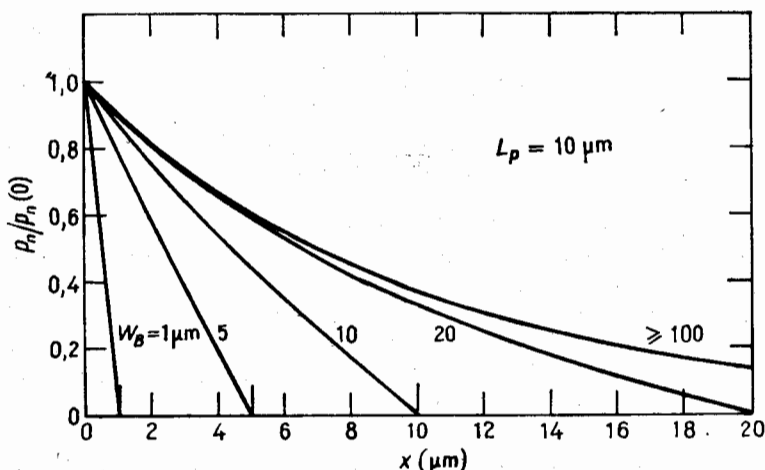


Fig. 7.7. Distribuția purtătorilor minoritari injectați în bază, pentru diferite valori ale grosimii bazei.

Această distribuție liniară limită a fost tratată și în capitolul 6 în legătură cu dioda de lungime finită.

Acum se pot scrie diversele componente ale curentului total de emiter I_E .

Referindu-ne la planul $x = 0$ din figura 7.6, se vede că înainte de toate curentul de emiter constă din curentul de difuzie al gurilor injectate în bază $I_{dif,B}$. Pentru tranzistoarele de calitate $W_B \ll L_p$, deci distribuția de purtători minoritari se poate aproxima printr-o distribuție liniară — expresia 7.11. Se obține

$$I_{dif,B} = qD_{pB} \frac{n_i^2}{N_{DB}W_B} e^{qV_{EB}/kT} A_J \quad (7.12)$$

unde D indică coeficientul de difuzie al gurilor în regiunea bazei. Curentul de difuzie al electronilor injectați în emiter (componenta 1 din fig. 7.6) este dat de

$$I_{dif,E} = qD_{nE} \frac{n_i^2}{N_{AE}W_E} e^{qV_{EB}/kT} A_J, \quad (7.13)$$

unde s-a presupus că lățimea W_E a emiterului este mult mai mică decât lungimea de difuzie a electronilor în regiunea emiterului. N_{AE} este concentrația de acceptori în emiter (presupusă uniformă în modelul idealizat pe care îl utilizăm), iar D_{nE} este coeficientul de difuzie al electronilor în emiter.

În sfârșit, curentul determinat de electronii injectați în regiunea de sarcină spațială emiter-bază, unde ei se recombină cu golurile (componenta 2 de curent, din fig. 7.6) este dat de

$$I_{\text{rec}} = \frac{1}{2} q \frac{n_i^2}{\tau_0} W_{EB} e^{qV_{EB}/2kT} A_J \quad (7.14)$$

unde W_{EB} este lățimea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii emiter-bază.

Un emiter eficient este acela în care componentele 1 și 2 din figura 7.6 sînt mici. Deci se poate defini *eficiența emiterului* ca

$$\gamma = \frac{\text{curentul de difuzie în bază}}{\text{curentul total de emiter}},$$

sau

$$\gamma = \frac{I_{\text{dif},B}}{I_E} = \frac{I_{\text{dif},B}}{I_{\text{dif},B} + I_{\text{dif},E} + I_{\text{rec}}}. \quad (7.15)$$

Utilizînd relațiile 7.12 – 7.14 se obține

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{N_{DB} W_B}{D_{pB}} \left\{ \frac{D_{nE}}{N_{AE} W_E} + \frac{W_{EB}/\tau_0}{2n_i e^{qV_{EB}/2kT}} \right\}}, \quad (7.16)$$

care se poate rescrie astfel

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{B}{E} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{qBA_J}{I_{\text{dif},B}}} R}, \quad (7.17)$$

unde

$$\left. \begin{aligned} B &\equiv \frac{N_{DB} W_B}{D_{pB}} \\ E &\equiv \frac{N_{AE} W_E}{D_{nE}} \\ R &\equiv \frac{W_{EB}}{\tau_0} \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

Prima din aceste trei mărimi este *factorul de bază*, care depinde de numărul total de impurități din regiunea bazei. Mărimea E , *factorul de emiter* depinde de numărul total de impurități din regiunea emiterului. În sfârșit, mărimea R , *factorul de recombinare* este caracteristic pentru viteza de recombinare în regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emiter-bază*.

Aceste relații împreună cu alte formule importante referitoare la tranzistoarele cu joncțiuni sint rezumate în tabelul 7.1 de la sfârșitul acestui capitol.

Din definiția eficienței emiterului, curentul transportat de purtătorii minoritari injectați în bază este dat de γI_E . De importanță deosebită este acea parte din acest curent care ajunge la marginea regiunii golite colector-bază, unde este colectată.

Mărimea care indică fracțiunea din curentul injectat care atinge regiunea golită colector-bază se numește *factor de transport* și este definit pentru cazul unui tranzistor *pnp* de

$$\alpha_T \equiv \frac{\text{curentul de goluri care ajunge la colector}}{\text{curentul de goluri injectat în bază}}.$$

În figura 7.6 această variație a curentului de goluri în regiunea bazei este indicată prin scăderea, marcată prin 3, a curentului de goluri.

Factorul de transport se poate calcula prin utilizarea relației pentru distribuția de purtători minoritari din regiunea bazei, expresia 7.10. Din definiția factorului de transport

$$\alpha_T = \frac{\left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=W_B}}{\left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0}}. \quad (7.19)$$

Utilizând expresia 7.10 se poate obține

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh \frac{W_B}{L_{pB}}}, \quad (7.20)$$

unde L_{pB} este lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari în regiunea bazei.

* Această tratare neglijează recombinarea de suprafață. După cum se arată în capitolul 10 efectul ei asupra lui γ se poate aproxima punind

$$R = \frac{W_{EB}}{\tau_0} + s_0 \frac{A_s}{A_J},$$

unde $s_0 = \sigma v_{th} N_{st}$, iar A_s este aria suprafeței golite.

Pentru tranzistoarele de calitate, W_B este mult mai mic ca L_{pB} . Deci, cu bună aproximație

$$\alpha_T \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_{pB}} \right)^2. \quad (7.21)$$

b. Factorul de amplificare în curent, în c.e.

După cum s-a arătat doi din factorii de merit care se utilizează pentru descrierea performanțelor tranzistoarelor în conexiunea cu bază comună și în cea cu emiterul comun sînt factorii de amplificare α și respectiv β .

Din definiția sa

$$\alpha \equiv h_{FB} = \frac{I_C}{I_E} = \gamma \alpha_T^*. \quad (7.22)$$

Corespunzător, factorul de amplificare în curent în conexiunea cu emiterul comun va fi dat de

$$\beta = h_{FE} = \frac{\gamma \alpha_T}{1 - \gamma \alpha_T}. \quad (7.23)$$

Deci este clar că este de dorit ca produsul dintre factorul de transport α_T și eficiența emiterului γ să fie cât mai apropiat de unitate.

Pentru un tranzistor cu β mare, se poate scrie

$$\frac{1}{\beta} \cong 1 - \gamma \alpha_T \cong \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_{pB}} \right)^2}_{\text{Recombinarea în baza neutră}} + \underbrace{\frac{N_{DB} W_B}{D_{pB}} \frac{D_{nE}}{N_{AE} W_E}}_{\text{Injectie în emitor}} + \underbrace{\frac{N_{DB} W_B}{D_{pB}} \frac{W_{EB}/\tau_0}{2n_i e^{qV_{EB}/2kT}}}_{\text{Recombinare în regiunea de sarcină spațială E-B}}, \quad (7.24)$$

unde s-a indicat originea fiecăruia din cei trei termeni.

* Relația $\alpha \equiv I_C/I_E = \gamma \alpha_T$ este valabilă numai dacă curentul invers I_{CBO} al joncțiunii colector-bază este neglijabil. Dacă aceasta nu se întâmplă, relația devine

$$\alpha \equiv \frac{I_C}{I_E} = \gamma \alpha_T + \frac{I_{CBO}}{I_E}.$$

Corespunzător

$$\beta \equiv \frac{I_C}{I_B} = \left(\frac{\gamma \alpha_T}{1 - \gamma \alpha_T} \right) \left(1 + \frac{I_{CBO}}{\gamma \alpha_T I_B} \right).$$

În multe aplicații, este important nu numai ca β să fie mare, ci de asemenea el să nu varieze cu mărimea curentului. Natura variației factorului de amplificare în curent cu curentul de colector este ilustrată în figura 7.8, unde se indică rezultatele, calculelor bazate pe relațiile 7.17 și 7.23. Aceste calcule au fost făcute pentru diferite valori ale factorului de recombinare R , utilizând factori de bază și de emiter care îi aproximează pe cei ai tranzisto-

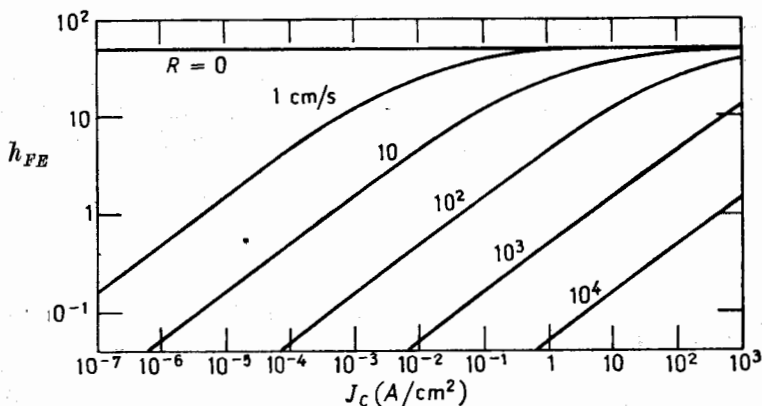


Fig. 7.8. Valorile calculate ale factorului de amplificare în curent în funcție de densitatea de curent de colector pentru diferite viteze de recombinare în regiunea de sarcină spațială pentru un tranzistor cu siliciu. Se neglijează recombinarea în baza neutră, adică $\alpha_T=1$. ($E=5 \cdot 10^{15}$ s/cm⁴; $B=1 \cdot 10^{14}$ s/cm⁴).

rului *pnp* din figura 7.1. S-a presupus de asemenea factorul de transport $\alpha_T=1$, deci $I_{B, \text{diff}} = I_C$. Este evident că în absența recombinării în regiunea de sarcină spațială emiter-bază ($R=0$) factorul de amplificare în curent este independent de valoarea curentului de colector. Cu cât este mai mare viteza de recombinare R , cu atât mai mult scade și factorul de amplificare în curent odată cu micșorarea curentului de colector.

Determinări experimentale ale curenților de bază și de colector în funcție de tensiunea de polarizare directă a joncțiunii emiter-bază, pentru tranzistorul *pnp*, sînt date în figura 7.9.

Din această figură se pot remarca unele caracteristici importante. Prima, faptul că curentul de colector urmează dependența de tensiune prevăzută pentru curentul injectat, expresia 7.12, pe mai mult de opt decade ale variației curentului. Această concordanță este o indicație asupra valabilității formulelor pentru concentrația purtătorilor injectați, date în capitolul 6. Pe de altă parte, curentul de bază în funcție de tensiunea directă emiter-bază este dat de

$$I_B \sim e^{qV_{EB}/mkT},$$

cu $m \cong 1,7$ în domeniul de curenți mici. Aceasta este o indicație a faptului că cea mai mare parte a curentului de bază la curenți mici este determinată de recombinarea în regiunea de sarcină spațială emiter-bază.

Factorul de amplificare în curent cu emiterul comun, pentru același tranzistor, este indicat în figura 7.10 în funcție de curentul de colector. Se

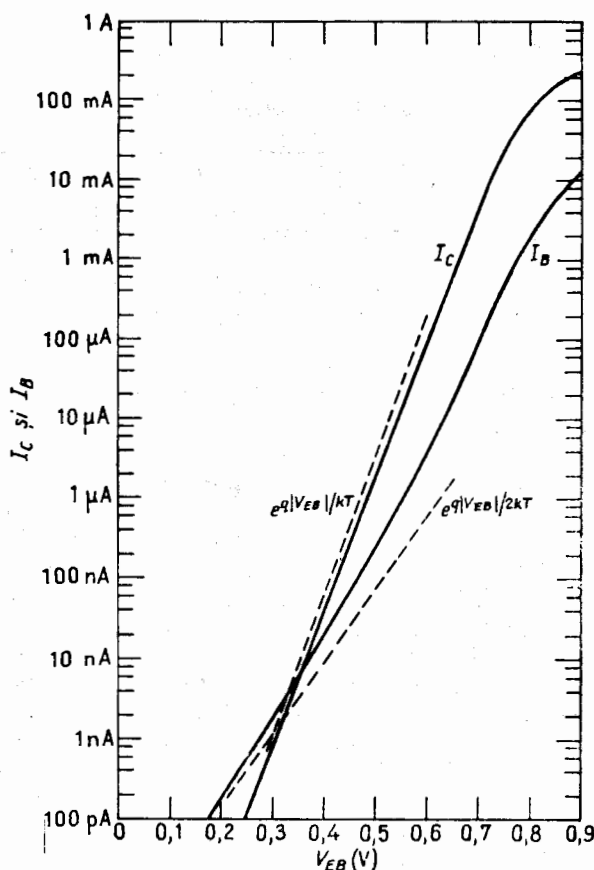


Fig. 7.9. Curentul de colector și de bază în funcție de tensiunea directă emiter-bază pentru tranzistorul *pnp* ($V_{CB}=0$).

observă că variația lui h_{FE} cu curentul de colector este destul de asemănător cu cea teoretică indicată în figura 7.8, cu excepția scăderii lui h_{FE} la curenți mari.

Luând în considerare aria joncțiunii emiterului, de aproximativ 10^{-4} cm^2 , o potrivire rezonabilă între teorie și experiment se obține pentru $R \cong 10 \text{ cm/s}$.

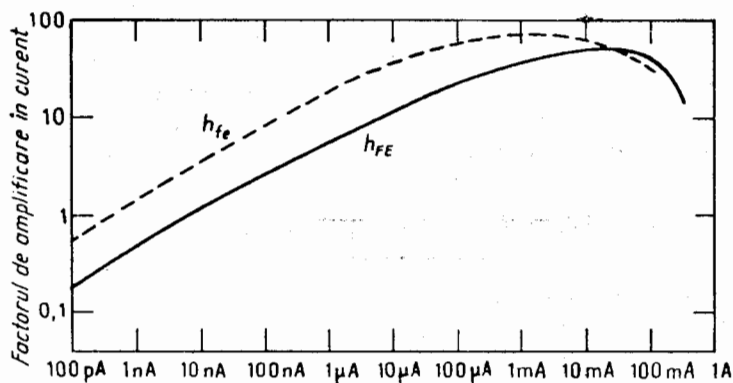


Fig. 7.10. Factorul de amplificare în curent în conexiunea cu emiterul comun, în funcție de curentul de colector pentru tranzistorul *pnp* ($V_{CB}=0$).

În figură se indică pentru același tranzistor și factorul de amplificare în curent la semnal mic h_{fe} , determinat experimental.

7.3. LIMITĂRI ȘI MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE

a. Limitarea datorată timpului de tranzit

Deși discutarea răspunsului în frecvență al tranzistorului este departe de scopul acestei cărți, se va încerca totuși să se dea o estimare simplă a frecvenței maxime pînă la care tranzistorul se poate considera utilizabil. Această limitare este determinată de timpul necesar pentru rearanjarea purtătorilor minoritari în regiunea bazei.

Pentru ca un tranzistor să fie utilizabil este necesar ca la o schimbare a polarizării directe a joncțiunii emiter-bază să se modifice corespunzător și curentul de colector. Pentru a se modifica curentul de colector, distribuția de purtători minoritari din bază trebuie să se schimbe în modul indicat în figura 7.11. În continuare se va estima timpul necesar pentru o astfel de rearanjare, calculînd timpul necesar unui gol pentru a traversa regiunea bazei. (Acest calcul este un bun exemplu pentru calculele asemănătoare de timp de tranzit și în alte sisteme fizice.)

Distanța parcursă de un gol în timpul dt este dată de

$$dx = v(x) dt, \quad (7.25)$$

unde $v(x)$ este viteza golului. Deci timpul de tranzit pentru goli prin regiunea bazei unui tranzistor *pnp* va fi dat de

$$t_{tr} = \int_0^{W_B} \frac{dx}{v(x)}. \quad (7.26)$$

Viteza golurilor este legată de curentul de goluri și de distribuția de goluri din bază prin relația

$$I_p = qv(x)p(x)A_j. \quad (7.27)$$

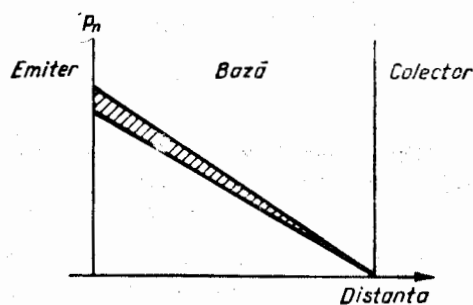


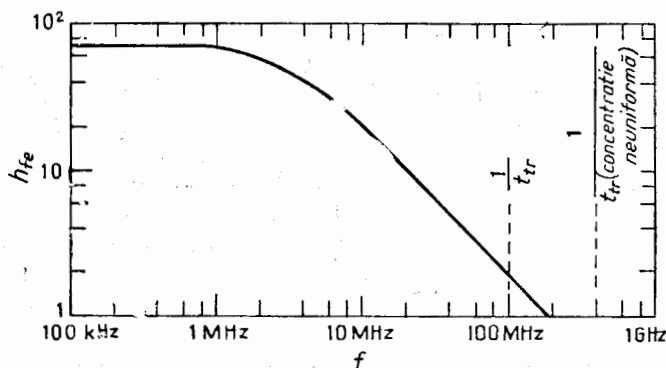
Fig. 7.11. Variația de semnal mic a distribuției de purtători minoritari în regiunea bazei.

Considerînd o distribuție liniară a golurilor se poate arăta ușor că timpul de tranzit prin bază este

$$t_{tr} = \frac{W_B^2}{2D_{pB}}, \quad (7.28)$$

Limitarea de frecvență corespunzătoare acestui timp limită este dată aproximativ de inversul timpului de tranzit*. Determinările experimentale ale factorului de amplificare în curent h_{fe} , la semnal mic, în conexiunea cu

Fig. 7.12. Efectul frecvenței semnalului asupra factorului de amplificare în curent în conexiunea cu emiterul comun pentru tranzistorul *pnp*. ($I_C = 50$ mA, $V_{CE} = -3$ V).



emiterul comun, al tranzistorului *pnp* în funcție de frecvență, sînt prezentate în figura 7.12. Se observă că h_{fe} devine mai mic ca unu, la o frecvență a

* O tratare mai riguroasă conduce la rezultatul $1/2\pi t_{tr}$ pentru această limitare de frecvență.

cărei valoare este de același ordin de mărime cu cea indicată de criteriul de mai sus.

Este interesant să se compare timpul de tranzit cu factorul de transport prin bază α_T definit mai înainte. Din relațiile 7.21 și 7.28 rezultă evident că factorul de transport prin bază este legat de raportul dintre timpul de tranzit prin bază și timpul de viață din bază prin relația

$$\alpha_T = 1 - \frac{t_{tr}}{\tau_p}. \quad (7.29)$$

Din punct de vedere fizic această relație este foarte sugestivă — probabilitatea de recombinare a unui gol injectat în regiunea bazei depinde într-adevăr de acest raport.

b. Bază cu o concentrație neuniformă de impurități

Până acum s-a considerat un model idealizat de tranzistor în care distribuția de impurități din regiunea bazei se presupunea uniformă. În tranzistoarele dublu-difuzate, distribuția de impurități în regiunea bazei nu este

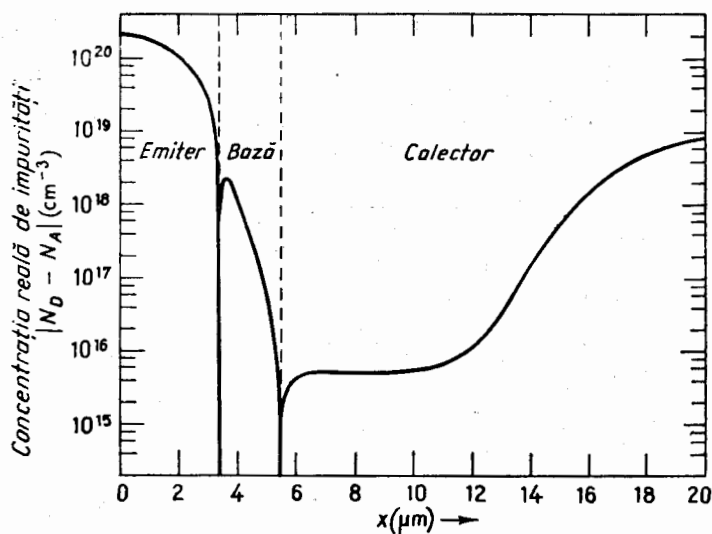


Fig. 7.13. Distribuția de impurități în tranzistorul *pnp*. (Estimată pe baza condițiilor de difuzie.)

uniformă, ci este destul de puternic gradată. Distribuția de impurități estimată pentru tranzistorul *pnp* ales ca exemplu, este prezentată în figura 7.13. Se observă variația foarte importantă a concentrației de impurități

din regiunea bazei. Acest profil al concentrației de impurități determină o variație similară pentru concentrația de purtători majoritari din regiunea bazei. Deoarece la echilibru nu circulă curent rezultă că trebuie să existe un câmp electric în regiunea neutră a bazei.

Acest câmp electric contrabalansează curentul de difuzie determinat de gradientul de concentrație al purtătorilor majoritari, existent în bază. (Acest fapt este de asemenea evident și din diagrama de benzi corespunzătoare dată în fig. 7.14.)

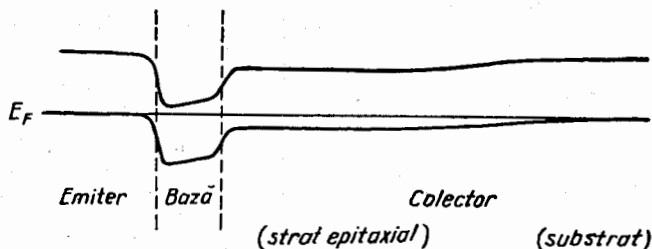


Fig. 7.14. Diagrama de benzi corespunzătoare la echilibru.

Mișcarea purtătorilor minoritari injectați în bază va fi afectată acum de câmpul electric finit existent în regiunea neutră a bazei.

În cazul tranzistoarelor *pnp*, din cauza gradientului concentrației de impurități, electronii din bază tind să difuzeze spre colector. Deci trebuie să existe un câmp electric care să împingă electronii spre joncțiunea bază-emite. Acest câmp electric are deci o astfel de direcție încît ajută mișcarea golurilor injectate. Deci *purtătorii minoritari injectați se mișcă acum nu numai prin difuzie, ci și prin drift*. Ca urmare timpul de tranzit prin bază scade și limita de frecvență a tranzistorului asociată acestui timp de tranzit crește, [2]. Corespunzător crește și factorul de transport.

Ca exemplu al efectului acestui câmp electric intern, se prezintă în figura 7.15 calculele teoretice, [3], pentru dependența timpului de tranzit în funcție de raportul dintre concentrația de impurități din bază, la joncțiunea emite-bază și cea de la joncțiunea colector-bază. În aceste calcule distribuția de impurități din regiunea bazei s-a aproximat printr-o distribuție de tip erfc. În figura 7.12 se indică și timpul de tranzit corectat, utilizând figura 7.15, pentru tranzistorul *pnp* considerat ca exemplu.

Calculul lui Moll și Ross, [3], pe care se bazează figura 7.15, arată de asemenea și faptul că în deducerea curenților care trec prin tranzistor mărimea $(N_{DB}W_B)$, de la numitor din relația 7.12 și în relațiile următoare, se înlocuiește prin Q_B — numărul total de impurități din bază pe unitatea de arie, dat de

$$Q_B = \int_0^{W_B} N_{DB}(x) dx. \quad (7.30)$$

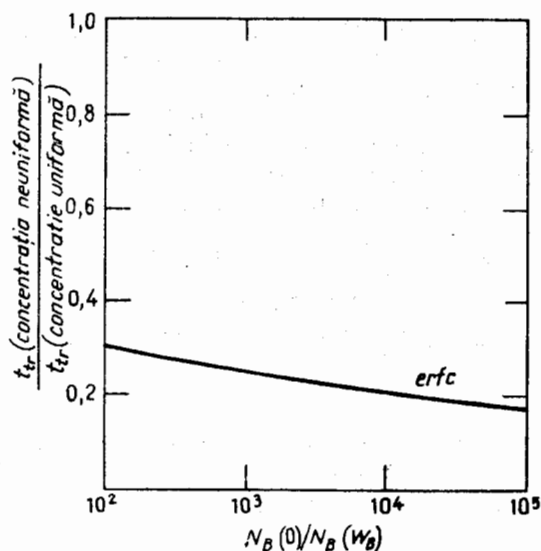


Fig. 7.15. Scăderea timpului de tranziț prin bază datorită concentrației neuniforme de impurități din regiunea bazei. $N_B(0)$ și $N_B(W_B)$ sînt concentrațiile de impurități din bază la joncțiunea emiter-bază și respectiv colector-bază, [3].

În plus N_{DB} se înlocuiește prin valoarea sa la joncțiunea emiter-bază, $N_{DB}(0)$. În rest relațiile rămîn neschimbate. Cu aceste modificări, rezultatele obținute prin utilizarea modelului idealizat al tranzistorului se pot adapta ușor pentru cazul tranzistoarelor dublu-difuzate.

c. Efectul Early

În ecuațiile din paragrafele anterioare nu apare efectul tensiunii inverse colector-bază asupra factorului de amplificare în curent, cu emitorul comun, h_{fe} . Totuși este evident că pe măsură ce joncțiunea colector-bază este mai intens polarizată invers, lățimea regiunii de sarcină spațială colector-bază crește și ca urmare se reduce grosimea W_B a regiunii neutre a bazei. Deci gradientul concentrației de purtători minoritari injectați în regiunea neutră a bazei devine mai mare și ca urmare curentul de colector crește. Curentul de bază nu se modifică semnificativ deoarece el se datorează în primul rînd fenomenelor care se produc lingă joncțiunea emiter-bază.

Rezultă deci că odată cu creșterea polarizării inverse a joncțiunii colector-bază, crește și factorul de amplificare în curent. Acest fenomen, semnalat pentru prima dată de Early, [4], și de atunci numit în mod curent *efect Early* — este pus în evidență în mod clar de caracteristicile din figura 7.4b. Aceste caracteristici au fost ridicate menținînd curentul de bază constant. Este evident că pe măsură ce crește tensiunea colector-emiter (și deci și tensiunea colector-bază) curentul de colector — pentru un curent de bază dat — crește, după cum se poate vedea din înclinarea în sus a caracteristicilor.

Efectul Early este, desigur, mult mai pronunțat dacă doparea cu impurități a regiunii bazei este relativ mai slabă în comparație cu doparea cu impurități a regiunii colectorului.

d. Efecte la curenți mari

Teoria elementară dezvoltată în paragraful 7.2 arată că la creșterea curentului, h_{FE} va atinge o valoare constantă independentă de valoarea curentului. Această teorie nu ține seama de abaterea de la condițiile de nivel mic de injecție.

De fapt, la valori mari ale curentului, concentrația purtătorilor injectați poate depăși cu mult concentrația de impurități din regiunea bazei, adică $p_n \gg N_{DB}$. Într-un astfel de caz pentru a menține neutralitatea electrică în interiorul bazei concentrațiile de electroni și de goluri trebuie să devină egale. Deci *concentrația de purtători majoritari va crește pe măsura creșterii concentrației de purtători minoritari*. O astfel de situație se numește *modularea conductivității* semiconductorului.

În condițiile de modulare a conductivității, semiconductorul devine de fapt odată cu creșterea nivelului de injecție mult mai puternic „dopat”.

Ca urmare rata creșterii nivelului de injecție scade încet odată cu creșterea polarizării directe.

Curentul de colector nu va mai urma legea simplă exponențială

$$I_C \sim e^{qV_{EB}/kT},$$

ci va fi dat de, [5],

$$I_C \sim e^{qV_{EB}/2kT}.$$

Creșterea mai înceată a curentului injectat cu tensiunea directă pentru valori mari ale curentului este de fapt evidentă în figura 7.9. Ea este de asemenea evidentă în caracteristicile directe curent-tensiune ale diodelor din germaniu, siliciu, galiu-arsen date în figura 6.24.

Corespunzător creșterii concentrației de purtători majoritari din regiunea bazei, eficiența emiterului scade, determinând o reducere a factorului de amplificare în curent pentru valori mari ale curentului, [6], fapt ce se poate observa de altfel și în figura 7.10.

O altă abatere importantă de la teoria de nivel mic este determinată de faptul că teoria elementară a joncțiunii pn care a fost dată în capitolul 6, și pe care de altfel se sprijină toată tratarea de pînă acuma a tranzistorului, are la bază presupunerea că semiconductorul se împarte în regiuni golite — în care concentrațiile de purtători sînt mai mici decît concentrația de impurități — și în regiuni neutre — în care este aproximativ valabilă neutralitatea sarcinii spațiale. La valori mari ale curentului o sarcină spa-

țială importantă poate fi prezentă pretutindeni în semiconductor ștergînd orice distincție semnificativă între regiunile golite și cele neutre. Deci analiza dispozitivelor semiconductoare trebuie modificată pentru cazul unor astfel de condiții, [7], ceea ce este însă departe de scopul prezentei discuții.

7.4. REZISTENȚA BAZEI

S-a văzut că datorită (I) injecției de purtători minoritari în regiunea emiterului, (II) recombinării în regiunea de sarcină spațială emiter-bază, și (III) recombinării în regiunea bazei, apare un curent care circulă spre contactul bazei.

Acest curent circulă pe o direcție transversală față de direcția în care trece curentul prin tranzistor, după cum se vede și din figura 7.16. Ca urmare apare o cădere de tensiune de-a lungul căii de trecere a curentului de bază.

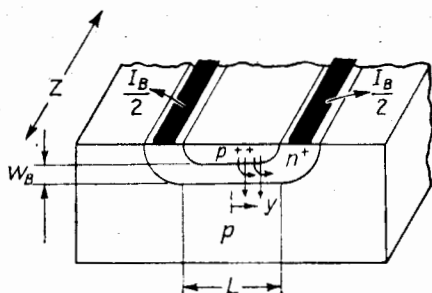


Fig. 7.16. Calculul rezistenței distribuite a bazei pentru o geometrie în benzi.

În cazul considerat aici, al tranzistorului *pnp*, potențialul va fi mai mare în centrul zonei de sub emiter și mai mic lângă contactul bazei. Această cădere de tensiune este importantă deoarece determină o variație a polarizării directe a joncțiunii emiter-bază, în funcție de distanța y , conducînd la o polarizare directă mai mare lângă marginile regiunii emiterului, față de partea centrală. Corespunzător rezultă o densitate de curent mai mare pe periferia zonei emiterului. Această situație se numește *aglomerarea curentului*.

Este deci de dorit atît să calculăm cît și să controlăm rezistența distribuită a bazei, prin care trebuie să treacă curentul de bază.

Valoarea medie a căderii de tensiune pe regiunea bazei este dată de

$$\bar{V}_B = \frac{1}{L/2} \int_0^{L/2} V_B(y) dy, \quad (7.31)$$

dacă se neglijează căderile de tensiune din afara regiunii înguste dintre emiter și colector. Rezistența distribuită a bazei se poate defini deci prin

$$r'_B = \frac{\bar{V}_B}{I_B}. \quad (7.32)$$

Calculul căderii medii de tensiune $\bar{V}_B$ este dependent de geometria particulară a tranzistorului. Un astfel de calcul se poate ilustra prin considerarea geometriei simple în benzi, indicată în figura 7.16. Căderea de tensiune pe un element dy este dată de

$$-dV_B = \frac{\bar{\rho}_B dy}{ZW_B} I_B(y) \quad (7.33)$$

unde Z este lungimea benzii, iar $\bar{\rho}_B$ rezistivitatea medie a regiunii bazei. Curentul de bază în punctul y se presupune că este dat de

$$I_B(y) = \frac{1}{2} I_B \frac{y}{\frac{1}{2} L} \quad (7.34)$$

Aici I_B este curentul total de bază (presupunând inexistența aglomerării curentului).

Înlocuind relația 7.34 în 7.33 și integrând se obține

$$\bar{V}_B = \frac{1}{12} \frac{\bar{\rho}_B L}{W_B Z} I_B. \quad (7.35)$$

Rezistența distribuită a bazei se obține împărțind căderea de tensiune prin I_B , și este

$$r'_B = \frac{1}{12} \frac{\bar{\rho}_B}{W_B} \frac{L}{Z}. \quad (7.36)$$

Valoarea inversă a valorii medii a rezistivității regiunii bazei este dată de

$$\frac{1}{\bar{\rho}_B} = \frac{1}{W_B} q \int_0^{W_B} \mu_n [N_D(x) - N_A(x)] dx. \quad (7.37)$$

O estimare rapidă a rezistivității medii se poate obține prin înmulțirea valorii medii a concentrației de impurități din bază Q_B/W_B cu mobilitatea corespunzătoare acestei concentrații. Deci

$$\frac{1}{\rho_B} \approx q \mu_n \frac{Q_B}{W_B} \quad (7.38)$$

unde μ_n este valoarea mobilității care corespunde concentrației de impurități Q_B/W_B .

7.5. LIMITĂRI DE TENSIUNI MAXIME

a. Conexiunea cu baza comună

Tensiunea maximă care poate fi aplicată tranzistorului în conexiunea cu baza comună, BV_{CBO} (vezi fig. 7.4a) este determinată în mod uzual de tensiunea de străpungere în avalanșă a joncțiunii colector-bază.

Tensiunea de străpungere prin avalanșă pentru joncțiunile pn a fost tratată în capitolul precedent. Această tratare se aplică fără modificări străpunerii tranzistorului în conexiunea cu baza comună.

b. Conexiunea cu emiterul comun

Tensiunea de străpungere cu emiterul comun BV_{CES} este determinată cu baza scurtcircuitată la emiter în timpul măsurării. Străpungerea observată în aceste condiții este în mod uzual străpungerea prin avalanșă a joncțiunii colector-bază. În acest caz $BV_{CES} = BV_{CBO}$. Totuși o abatere interesantă de la acest caz poate avea loc dacă regiunea de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază care pătrunde în regiunea bazei, atinge joncțiunea emiter-bază înainte ca joncțiunea colector-bază să se străpungă prin avalanșă. Această situație denumită *pătrundere*, este ilustrată în figura 7.17.

Odată ce regiunea golită colector-bază atinge joncțiunea emiter-bază două regiuni de tip p — emiterul și colectorul — sînt conectate prin intermediul unei regiuni golite continue. Acum un curent poate trece, deci „străpungerea” poate avea loc chiar în absența oricăror procese de avalanșă.

Pentru a calcula tensiunea necesară pentru producerea condiției de pătrundere, trebuie estimată aria de sub curba de distribuție a cîmpului electric indicată în figura 7.17. Aceasta conduce la

$$BV = \frac{qQ_B}{K_s \epsilon_0} \left[W_B + \frac{Q_B}{2N_A} \right], \quad (7.39)$$

unde Q_B este numărul total de impurități pe unitatea de arie în regiunea bazei, iar N_A este concentrația de acceptori din colector. Deoarece regiunea bazei tranzistoarelor difuzate este relativ puternic dopată, tensiunea de pătrundere este în mod obișnuit mare pentru tranzistoarele difuzate,

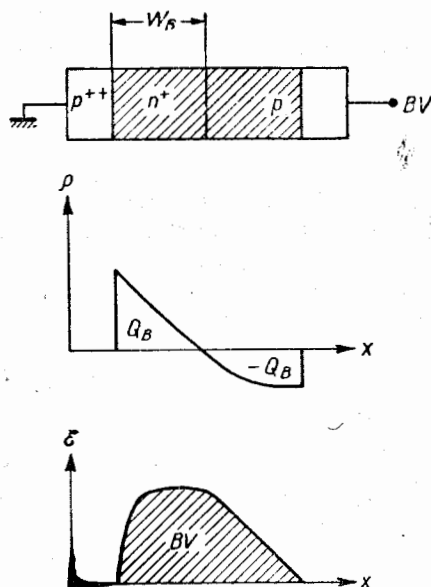
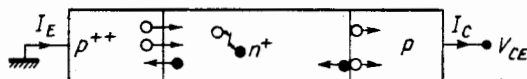


Fig. 7.17. Ilustrare a condiției de pătrundere.

deci limitările de tensiune se datorează de obicei străpunerii prin avalanșă a joncțiunii colector-bază.

Tensiunea maximă în configurația cu emiterul comun, cu baza în gol, BV_{CEO} este de o importanță particulară (vezi fig. 7.4b). Pentru a calcula această tensiune trebuie mai întâi considerați curenții care circulă prin tranzistor într-o astfel de funcționare cu două terminale. Prin aplicarea,

Fig. 7.18. Trecerea curentului în situația cu baza în gol.



unei tensiuni oarecare V_{CE} pe colector față de emiter, cu baza flotantă după cum se arată în figura 7.18, regiunea bazei capătă un potențial a cărei valoare este cuprinsă între potențialul colectorului și cel al emiterului. Se obține astfel o ușoară polarizare directă a joncțiunii emiter-bază. Într-un astfel de caz curentul de colector se compune din curentul invers de generare al joncțiunii colector-bază, I_{gen} , plus curentul transportat de acei purtători injectați care ajung la joncțiunea colector-bază. Dacă curentul de emiter este I_E această ultimă componentă este dată de $\gamma \alpha_T I_E$.

Curentul care trece prin joncțiunea emiter-bază trebuie să fie egal cu curentul care trece prin joncțiunea colector-bază. Deci, în configurația cu baza în gol

$$I_E = I_C = \gamma \alpha_T I_E + I_{\text{gen}}. \quad (7.40)$$

Curentul de generare este chiar curentul rezidual al joncțiunii colector-bază măsurat cu emiterul în gol. Deci relația de mai sus conduce la

$$I_{CEO} = \gamma \alpha_T I_{CEO} + I_{CBO}. \quad (7.41)$$

Pînă aici nu s-a considerat rolul multiplicării în joncțiunea colector-bază. În capitolul 6 s-a arătat că în apropierea străpunerii curentul care trece în mod normal printr-o joncțiune pn polarizată invers se multiplică cu un factor M ca urmare a procesului incipient de multiplicare în avalanșă. Deci, în apropierea străpunerii relația anterioară se transformă în

$$I_{CEO} = (\gamma \alpha_T I_{CEO} + I_{CBO}) M, \quad (7.42)$$

sau

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO} M}{1 - \gamma \alpha_T M}. \quad (7.43)$$

Această relație arată că în configurația cu emiterul comun curentul rezidual este mai mare decît curentul rezidual în configurația cu bază comună cu un factor $1/(1 - \gamma \alpha_T M)$. În consecință acest curent începe să crească rapid cînd $\gamma \alpha_T M \rightarrow 1$, față de cazul $M \rightarrow \infty$, corespunzător conexiunii cu baza comună. Deci *tensiunea de străpungere în conexiunea cu emiterul comun va fi mai mică*.

Pentru a estima scăderea tensiunii de străpungere, se poate utiliza formula empirică pentru factorul de multiplicare, discutată în capitolul 6,

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{CB}}{BV_{CBO}} \right)^n}, \quad (7.44)$$

unde BV_{CBO} este tensiunea reală de străpungere a joncțiunii colector-bază, iar n este cuprins între 3 și 6.

Înlocuind relația 7.44 în condiția $\gamma \alpha_T M = 1$, cînd $V_{CB} = BV_{CBO}$ se obține relația

$$\frac{BV_{CEO}}{BV_{CBO}} = \sqrt[n]{1 - \gamma \alpha_T} \cong \frac{1}{\sqrt[n]{h_{FE}}}. \quad (7.45)$$

În capitolul 6 s-a văzut că tensiunea de străpungere a joncțiunilor, **planare** este determinată de valoarea cîmpului electric în porțiunea curbă, **practic cilindrică** a joncțiunii. În capitolul 10 se va vedea că sarcinile din apropierea suprafeței pot să mărească cîmpul electric și în consecință să scadă tensiunea de străpungere a joncțiunii. Este deci important să se analizeze care din acești doi factori vor avea efect asupra tensiunii de străpungere cu emiterul comun, BV_{CEO} . Discuția de mai sus se aplică numai regiunii din tranzistor de sub emiter, adică, de exemplu, secțiunii indicate în figura 7.1a deoarece injecția în alte regiuni ale tranzistorului, de exemplu la suprafață sau aproape de regiunea curbă a joncțiunii este mult mai puțin eficientă. Deci tensiunea de străpungere corectă BV_{CBO} care trebuie utilizată în ecuația 7.45 este aceea a unei joncțiuni *plane*, care adeseori este mai mare decît valoarea BV_{CBO} pentru tranzistoarele planare.

Aceasta se ilustrează prin măsurătorile experimentale, [8], prezentate în figura 7.19, unde se indică tensiunea de străpungere a tranzistoarelor

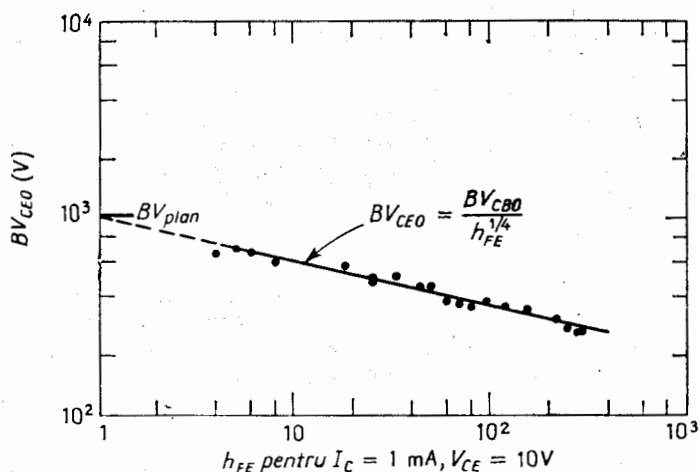


Fig. 7.19. Tensiunea de străpungere cu baza în gol a tranzistoarelor npn în funcție de factorul de amplificare în curent cu emiterul comun, [8].

planare npn în conexiunea cu emiterul comun. Se observă că se verifică dependența de factorul de amplificare în curent indicată anterior și că extrapolarea acestei dependențe conduce la valoarea reală a tensiunii de străpungere a joncțiunii plane. Rezultate similare se obțin și pentru tranzistoarele pnp, luînd $n \cong 6$.

Este interesant de remarcat că deoarece factorul de amplificare în curent h_{FE} este el însuși dependent de curentul de colector, scăderea tensiunii de

străpungere așa cum este dată de relația 7.45 depinde de valoarea curentului de colector.

Deci caracteristicile de străpungere cu emiterul comun vor prezenta o întoarcere, după cum se arată în exemplul din figura 7.4b, datorită variației lui h_{FE} cu curentul de colector.

7.6. LIMITĂRI DE TENSIUNI MINIME

Cînd un tranzistor funcționează în conexiunea cu baza comună, același curent de colector circulă atît în cazul în care tensiunea aplicată joncțiunii colector-bază este nulă cît și în cazul în care joncțiunea este polarizată invers. Deci în acest mod de lucru tranzistorul nu impune nici o limită inferioară tensiunii de ieșire. În conexiunea cu emiterul comun situația este diferită.

Unui curent de bază constant îi corespunde, aproximativ, o polarizare directă constantă a joncțiunii emiter-bază, de exemplu 0,5 V. Reducînd

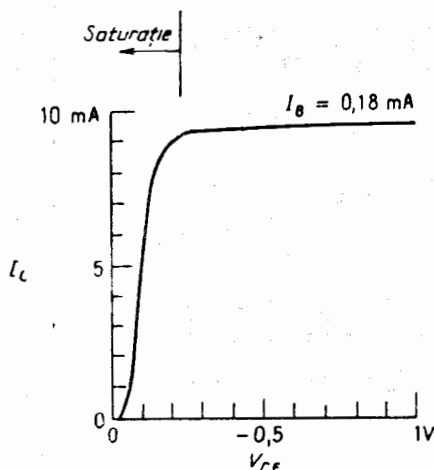
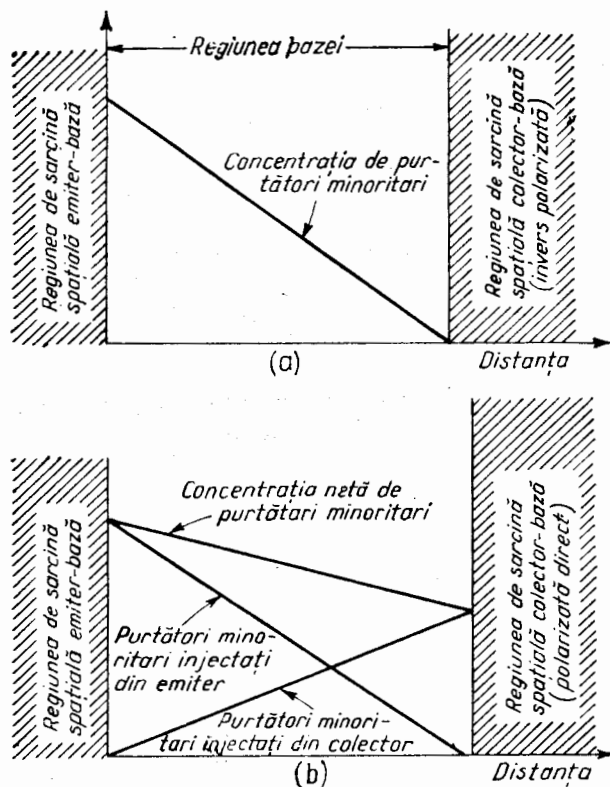


Fig. 7.20. Curentul de colector a tranzistorului pnp la saturație.

tensiunea colector-emiter la această valoare, joncțiunea colector-bază nu mai este polarizată invers. O reducere în continuare a tensiunii colector-emiter determină ca joncțiunea colector-bază să fie *polarizată direct* și să injecteze purtători în bază într-o direcție opusă acelor injectați de emiter. Deci se găsesc plasate față în față două joncțiuni pn polarizate direct. Ca urmare, curentul net de colector, măsurat, care este diferența celor doi curenti injectați va scădea pe măsură ce V_{CE} scade, după cum se arată și în figura 7.20. Această situație se numește *saturație*.

Funcționarea la saturatie a fost tratată de Ebers și Moll, [9], care au considerat cele două joncțiuni polarizate direct independente și au calculat curentul net de colector care trece prin tranzistor prin superpoziție. Distribuția de purtători separată cît și cea netă datorată polarizării directe a numai unei singure joncțiuni cît și a ambelor joncțiuni este ilustrată



in figura 7.21. Se observă reducerea valorii curentului de colector, pusă în evidență în figura 7.21b de scăderea pantei distribuției nete a purtătorilor minoritari.

Pentru a simplifica analiza, componentele de recombinare ale curentului asociate cu cele două regiuni golite se neglijează, iar factorul de transport α_T se ia egal cu unitatea. Prima presupunere este justificată pentru valori relativ mari ale curentului, a doua îndreaptă atenția asupra efectului efi-

cienței de injecție diferită pentru cele două joncțiuni. Acest efect este în special important la tranzistoarele dublu-difuzate unde injecția dinspre colector în bază este un proces ineficient datorită concentrației mai mari de impurități din bază.

Se mai presupune egalitatea ariilor joncțiunilor. Rezultatul, [9], care se obține după calcule destul de lungi, este

$$V_{CE} = \pm \left\{ \frac{kT}{q} \left| \ln \frac{\alpha_R \left[1 - \frac{I_C}{I_B h_{FE}} \right]}{1 + \frac{I_C (1 - \alpha_R)}{I_B}} \right| + |I_E r_{SE}| + |I_C r_{SC}| \right\}, \quad (7.46)$$

unde r_{SE} și r_{SC} sînt rezistențele serie ale regiunii emiterului și colectorului, iar α_R este factorul de amplificare în curent, cu baza comună, în *conectarea inversată*, adică utilizînd colectorul ca joncțiune emitoare. (În general α_R este mult mai mic ca α , pentru tranzistoarele dublu difuzate.)

Semnul plus se ia pentru tranzistoarele *nnp*, iar minus pentru *pnp*.

Se observă apariția în relația 7.46 a termenului $I_C/I_B h_{FE}$. În afara saturației, unde factorul de amplificare în curent h_{FE} este definit, acest termen este egal cu unitatea. Deci argumentul logaritmului este zero și ca urmare $V_{CE} \rightarrow -\infty$ așa cum se întîmplă de fapt pe caracteristici (vezi fig. 7.20). În saturație acest termen nu mai este egal cu unitatea obținîndu-se astfel o valoare finită a lui V_{CE} — tensiunea minimă la care tranzistorul poate lucra în conectarea cu emiterul comun.

7.7. LIMITĂRI TERMICE

Purtătorii accelerați în cîmpul electric intens al regiunii golite colector-bază (vezi fig. 7.2b) suferă o serie de ciocniri cu rețeaua semiconductorului, convertind în felul acesta energia lor cinetică în căldură. Ca temperatura joncțiunii să rămînă la o valoare staționară puterea disipată în acest fel, $I_C V_{CB}$, trebuie să fie evacuată de la joncțiunea colector-bază.

Căile prin care această căldură poate fi evacuată sînt ilustrate schematic în figura 7.22. La început căldura este transportată prin siliciu de la joncțiune, care are o temperatură T_j , la suportul pe care este montată joncțiunea. De la porțiunea de suport de sub joncțiune, care are o temperatură T_s , căldura se distribuie prin materialul suportului spre alte părți ale capsulei, de exemplu capacul, care sînt în contact direct cu mediul ambiant.

Capsula are o temperatură T_{cap} care este mai mică decît T_s . Astfel căldura este evacuată prin capsula tranzistorului, spre mediul ambiant.

Rezistența totală la trecerea căldurii poate fi descrisă ca o combinație serie a rezistențelor individuale ale siliciului, suportului și a aerului (în absența radiatorului), după cum este ilustrat prin circuitul echivalent din

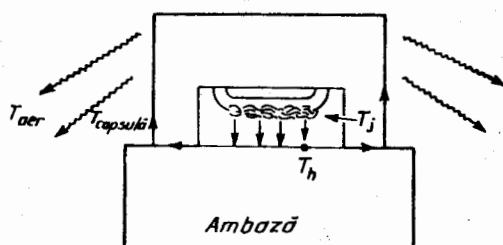
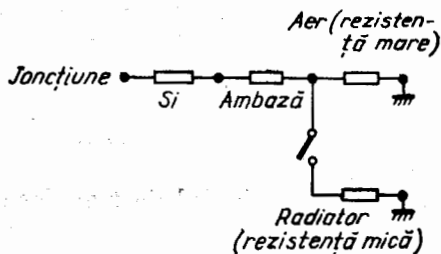


Fig. 7.22. Ilustrare a disipării căldurii la un tranzistor încapsulat.

figura 7.23. În acest circuit se indică de asemenea și ceea ce se întâmplă dacă capsula tranzistorului este plasată în contact cu un radiator, de exemplu un bloc de metal. Un radiator înseamnă o rezistență paralel mică în comparație cu rezistența datorată aerului.

Fig. 7.23. Circuitul echivalent pentru problema de disipare a căldurii.



În continuare să considerăm fiecare din rezistențele care apar în cazul unui dispozitiv răcit cu aer. Rezistența la trecerea căldurii se obține din legea lui Fourier pentru conducția căldurii,

$$P = -k_{th} \frac{\partial T}{\partial x} A, \quad (7.47)$$

care arată că fluxul termic P este proporțional cu gradientul de temperatură*. Constanta de proporționalitate k_{th} este conductibilitatea termică;

* Se observă analogia cu difuzia unde fluxul este proporțional cu gradientul de concentrație.

A este aria transversală disponibilă pentru trecerea căldurii. În regim staționar expresia legii devine

$$P = k_{th} \frac{\Delta T}{L} A, \quad (7.48)$$

unde L este lungimea căii de conducție a căldurii. Această expresie se poate interpreta ca un echivalent, pentru conducția căldurii, al legii lui Ohm. Deci *rezistența termică* a materialului va fi dată de

$$R_{th} = \frac{L}{k_{th} A}. \quad (7.49)$$

Corespunzător, rezistențele individuale care trebuie așezate în serie sînt

$$R_{th, si} = \frac{L_{si}}{k_{th, si} A_{si}} \quad \text{pentru siliciu}, \quad (7.50)$$

$$R_{th, h} = \frac{L_h}{k_{th, h} A_h} \quad \text{pentru suport}, \quad (7.51)$$

$$R_{th, aer} = \frac{1}{h_{th} A_{aer}} \quad \text{pentru aer}, \quad (7.52)$$

unde h_{th} este coeficientul de transfer al căldurii în faza gazoasă, analog coeficientului de transfer de masă discutat în capitolul 1. Valorile tipice pentru mărimile prezentate aici sînt:

$$L_{si} \cong \text{grosimea plachetei} \cong 10^{-2} \text{ cm},$$

$$A_{si} \cong \text{aria joncțiunii, } \sim 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ pentru dispozitivele de dimensiuni medii},$$

$$k_{th, si} \cong 1,5 \text{ W}/(^{\circ}\text{C cm})$$

deci

$$R_{th, si} \cong 5^{\circ}\text{C}/\text{W};$$

$$L_h \cong 1 \text{ cm},$$

$$A_h \cong 10^{-2} \text{ cm}^2,$$

$$k_{th, h} \cong 4 \text{ W}/(^{\circ}\text{C cm})$$

deci

$$R_{th,h} \cong 5^{\circ}\text{C/W};$$

$$h_{th} \cong 10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ W/}^{\circ}\text{C cm}^2,$$

$$A_{aer} \cong 1 \text{ cm}^2,$$

deci

$$R_{th,aer} \cong 10^2 \dots 10^3 \text{ }^{\circ}\text{C/W}.$$

Deci rezistența termică globală va fi de ordinul $10^2 \dots 10^3 \text{ }^{\circ}\text{C/W}$ dacă dispozitivul este răcit de aer. Această rezistență se poate reduce la aproximativ 10°C/W prin folosirea de radiatoare potrivite.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

Tranzistoarele cu joncțiune constituie subiectul mai multor cărți. Printre aceste cărți sînt :

- R. D. Middlebrook, *An Introduction to Junction Transistor Theory*, Wiley, 1957.
- W. W. Gärtner, *Transistors*, Van Nostrand, 1960.
- A. B. Phillips, *Transistors Engineering*, McGraw-Hill Book Co., 1962.
- S. Hakim, *Junction Transistor Circuit Analysis*, Wiley, 1962.

BIBLIOGRAFIE

1. Funcționarea tranzistorului a fost prima oară descrisă de J. Bardeen și W. H. Brattain. "The Transistor, A Semiconductor Triode," *Phys. Rev.*, **74**, 230 (1948). Teoria curentului în tranzistoarele cu joncțiuni a fost stabilită de W. Shockley, *The Theory of P-N Junctions in Semiconductors and P-N Junction Transistors*, *Bell System Tech. J.*, **28**, 435 (1949). Această teorie a fost apoi extinsă de C. T. Sah, R. N. Noyce, și W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics," *Proc. IRE.* **45**, 1228 (1957).
2. H. Kroemer, "Der Drifttransistor," *Naturwiss.*, **40**, 578 (1953).
3. J. L. Moll și I. M. Ross, "The Dependence of Transistor Parameters on the Distribution Of Base Layer Resistivity," *Proc. IRE*, **44**, 72 (1956).
4. J. M. Early, "Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Transistors," *Proc. IRE*, **40**, 1401 (1952).
5. R. N. Hall, "Power Rectifiers and Transistors," *Proc. IRE*, **40**, 1512 (1952).
6. W. M. Webster, "On the Variation of Junction-Transistor Current Amplification Factor with Emitter Current," *Proc. IRE*, **42**, 914 (1954).
7. Vezi de exemplu C. T. Kirk, "A Theory of Transistor Cutoff Frequency (f_T) Falloff at High Current Densities," *IRE Trans., Electron Devices* **ED-9**, 164 (1962); A. van der Ziel și D. Agouridis, "The Cutoff Frequency Falloff in UHF Transistors at High Currents," *Proc. IEEE (Correspondence)*, **54**, 412 (1966).
8. W. W. Hooper, nepublicat.
9. J. J. Ebers și J. L. Moll, "Large Signal Behavior of Junction Transistors," *Proc. IRE*, **42**, 1761 (1954).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 7.1. Să se demonstreze expresia care dă factorul de amplificare în curent, la semnal mic h_{fe} , relația 7.6.
- 7.2. (a) Să se verifice că expresia 7.10 satisface ecuația de transport și condițiile la limită.
(b) Să se verifice expresiile exacte și aproximative date pentru α_T .
- 7.3. Dacă se notează cu $h_{FE, \gamma}$ valoarea lui h_{FE} pentru cazul $\alpha_T = 1$ și h_{FE, α_T} pentru cazul când $\gamma = 1$ să se arate că, în general:

$$\frac{1}{h_{FE}} = \frac{1}{h_{FE, \gamma}} + \frac{1}{h_{FE, \alpha_T}}.$$

- 7.4. Când un tranzistor este iradiat cu doze mari de neutroni rapizi sau cu electroni de energie înaltă, se găsește adeseori că timpul de viață descrește cu doza de iradiatie aproximativ conform relației: $\tau = K/\Phi$, unde Φ este doza, iar K este o constantă empirică (vezi capitolul 5). Presupunind că eficiența emitorului este 1 să se determine o relație care să dea (a) curentul de bază și (b) h_{FE} ca o funcție de doză și valorile lor înainte de iradiere.
- 7.5. Dacă sarcina totală datorită injectiei de purtători minoritari în interiorul bazei este Q și eficiența emitorului $\gamma = 1$, să se exprime curentul de bază, de colector și factorul de amplificare în curent în funcție de Q .
- 7.6. (a) Să se estimeze mărimea cîmpului electric de lângă joncțiunea emitor-bază, la echilibru, pentru tranzistorul *pnp* folosit ca exemplu în acest capitol. (Indicație: se va considera un profil exponențial care aproximează distribuția de impurități dată în fig. 7.13).
(b) Să se calculeze fracțiunea din fluxul de purtători minoritari injectat care este datorat cîmpului, cînd joncțiunea emitor-bază este polarizată direct. Se va presupune că valoarea cîmpului electric nu se modifică. (În ce condiții este justificată această presupunere?).
(c) Reamintind că fluxul este produsul dintre concentrație și viteză, să se folosească rezultatul obținut pentru a estima creșterea vitezei purtătorilor minoritari injectați datorită cîmpului electric intern. Să se compare cu rezultatele din fig. 7.15.
- 7.7. (a) Folosind pentru dependența curentului de colector în funcție de tensiunea emitor-bază datele pentru tranzistorul *pnp* și presupunind un timp de viață de $1\mu s$, să se calculeze numărul total de impurități pe unitatea de arie în bază.
(b) Folosind valoarea maximă a factorului de amplificare în curent, să se calculeze numărul total de impurități pe unitatea de arie în emitor.
Să se compare ambele valori cu cele corespunzătoare estimate pe baza distribuției date a concentrației de impurități.
- 7.8. Să se găsească o expresie care să arate efectul tensiunii inverse colector-bază asupra timpului de tranzit prin bază și asupra lui h_{FE} , presupunind că joncțiunea C-B este liniar gradată.
- 7.9. Curentul de colector este transportat prin regiunea golită a joncțiunii colector-bază, polarizată invers, prin drift.
(a) Presupunind că viteza purtătorilor este egală cu valoarea maximă a vitezei de drift, să se arate că în regiunea golită colector-bază concentrația purtătorilor injectați este constantă.
(b) Să se schițeze distribuția cîmpului electric în interiorul regiunii golite a joncțiunii colector-bază pentru densități de curent crescînde presupunind că baza este mult mai puternic dopată decît colectorul.

- (c) La ce densitate de curent atinge cimpul electric o valoare constantă?
- (d) Ce se va întâmpla dacă densitatea de curent este crescută în continuare?
- 7.10. Să se calculeze densitatea de curent la care baza începe să devină modulată în conductivitate la un tranzistor *pnp*. Să se compare acest rezultat cu cel obținut în problema 7.9c. Care fenomen apare primul la un tranzistor dublu difuzat? Dar la un tranzistor aliat?
- 7.11. Un criteriu pentru apariția fenomenului de aglomerare a curentului este dat de depășirea valorii kT/q de către căderea de tensiune transversală din bază. Să se estimeze valoarea corespunzătoare a curentului de colector pentru un tranzistor *pnp* care are $h_{FE} = 50$, o distribuție de impurități ca cea dată în figura 7.13 și o geometrie în benzi cu $Z = 1000 \mu\text{m}$, $L = 12,5 \mu\text{m}$.
- 7.12. Într-un tranzistor la care valoarea lui BV_{CEO} este determinată de pătrundere $BV_{CBO} = BV_{CBO} + BV_{EBO}$. Să se justifice această relație. (Indicație: se va considera ce se întâmplă la joncțiunea emitor-bază când se realizează pătrunderea).
- 7.13. Pe regiunea bazei este aplicată o polarizare inversă V_R , față de emiter. Ce efect va avea această polarizare asupra tensiunii aplicate pe colector față de emiter, la care încep să treacă curenți inverși mari? Se va considera atît cazul tranzistorului care este limitat prin străpungerea în avalanșă cît și a celui limitat prin pătrundere. Se poate utiliza acest test pentru a deosebi cele două cazuri?
- 7.14. Pentru tranzistorul "A":

$$BV_{CBO} = 105 \text{ V}$$

$$BV_{CES} = 105 \text{ V}$$

$$BV_{CEO} = 96 \text{ V}$$

$$BV_{EBO} = 9 \text{ V}$$

Pentru tranzistorul "B":

$$BV_{CBO} = 75 \text{ V}$$

$$BV_{CES} = 69 \text{ V}$$

$$BV_{CEO} = 69 \text{ V}$$

$$BV_{EBO} = 6 \text{ V}$$

Ce mecanism limitează tensiunea maximă a celor două tranzistoare?

- 7.15. Să se deseneze diagrama benzilor energetice pentru un tranzistor *pnp* la saturație.
- 7.16. Analiza Ebers-Moll face trei presupuneri simplificatoare, importante:
- se neglijează componentele de curent de recombinare asociate celor două regiuni golite;
 - se consideră ambii factori de transport egali cu unitatea;
 - aria joncțiunii emiterului se ia egală cu cea a joncțiunii colectorului.
- Să se discute valabilitatea și importanța acestor trei presupuneri și să se indice calitativ sensul erorilor care pot apare în cazul:
- (a) tranzistoarelor cu germaniu aliate;
- (b) tranzistoarelor cu siliciu dublu-difuzate, cu siliciu, planare.
- 7.17. Să se calculeze rezistența termică totală a dispozitivului discutat în paragraful 7.7 ținându-se seama de conducția căldurii prin conexiuni. Se va presupune un tranzistor cu conexiunile emiterului și bazei din cupru, fiecare cu un diametru de $50 \mu\text{m}$ și o lungime de 5 mm . Se poate aștepta ca cele două terminale să fie la fel de eficiente din punct de vedere al conducției căldurii? Să se justifice.
- 7.18. Asupra unui tranzistor cu aceleași dimensiuni cu cele date în paragraful 7.7 se aplică un impuls de curent. Cît de mare trebuie să fie durata impulsului astfel ca cipul tranzistorului să atingă noua temperatură staționară? În aceste calcule se vor neglija pierderile de căldură.

Tabelul 7. 1

FORMULE IMPORTANTE PENTRU TRANZISTOARELE BIPOLARE

	<i>pnp</i>	<i>nnp</i>
Factorul de amplificare în curent	$\alpha \equiv h_{FB} \equiv \frac{I_C}{I_E} \quad \beta \equiv h_{FE} \equiv \frac{I_C}{I_B} \quad \beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ $\alpha = \gamma \alpha_T$ (vezi nota de la subsol, pag. 240)	
Factorul de transport	$\alpha_T \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_{pB}} \right)^2$ $\cong 1 - \frac{t_{tr}}{T_p}$	
Eficiența emiterului	$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{B}{E} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{qBA_J}{I_C}} R}$ $R = \frac{W_{EB}}{T_0} + s_0 \frac{A_s}{A_J}$ $B \equiv \frac{N_{DB} W_B}{D_{pB}} \quad B \equiv \frac{N_{AB} W_B}{D_{nB}}$ $E \equiv \frac{N_{AE} W_E}{D_{nE}} \quad E \equiv \frac{N_{DE} W_E}{D_{pE}}$	
Timpul de tranzit	$t_{tr} = \frac{W_B^2}{2D_{pB}};$	$t_{tr} = \frac{W_B^2}{2D_{nB}}$
Rezistența bazei	$\frac{1}{12} \frac{\bar{\rho}_B}{W_B} \frac{L}{Z}$ pentru geometria în benzi	
Curentul rezidual	$I_{CEO} = \frac{I_{CBO} M}{1 - \gamma \alpha_T M}$	
Tensiunea maximă	$BV_{CEO} \cong - \frac{BV_{CBO}}{\sqrt[n]{h_{FE}}}$	
Tensiunea minimă	$V_{CE}(\text{sat}) = \pm \left\{ \frac{kT}{q} \ln \frac{\alpha_R \left[1 - \frac{I_C}{I_B h_{FE}} \right]}{1 + \frac{I_C (1 - \alpha_R)}{I_B}} + I_E r_{SE} + I_C r_{SC} \right\}$ - <i>pnp</i> + <i>nnp</i>	

- PRINCIPIILE DE FUNCȚIONARE
- CARACTERISTICI
- MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE

8

Tranzistoare cu efect de câmp cu joncțiune

Tranzistorul cu efect de câmp cu joncțiune, denumit adeseori tranzistor cu efect de câmp, propus de Shockley, [1], în 1952 și realizat pentru prima oară de Dacey și Ross, [2], este un dispozitiv bazat pe un principiu în totalitate diferit de cel al tranzistorului cu joncțiuni. În timp ce tranzistorul cu joncțiuni funcționează prin transportul purtătorilor minoritari injectați, la tranzistorul cu efect de câmp se utilizează regiunea golită a unor joncțiuni pn polarizate invers pentru a modula secțiunea transversală disponibilă pentru trecerea curentului.

Curentul este transportat de purtători numai de o singură polaritate; ca urmare este uzual să ne referim la tranzistorul cu efect de câmp ca la un dispozitiv *unipolar* spre deosebire de tranzistorul cu joncțiune care este un dispozitiv *bipolar* deoarece funcționarea sa implică ambele tipuri de purtători.

Tranzistorul cu efect de câmp în forma sa cea mai obișnuită este ilustrat în figura 8.1. Un strat de tip n este crescut epitaxial pe un substrat puternic dopat de tip p . Apoi utilizând tehnologia planară, o *poartă* joncțiune de tip p este realizată prin difuzie în partea superioară a plachetei. În final se realizează contacte la regiunile p și de asemenea la regiunile n de fiecare parte a porții obținându-se contactul *sursei* și *drenei* *. Prin această tehnică de fabricație cele două porți-joncțiune cea superioară și cea inferioară sînt aproximativ simetrice. Corespunzător, în tratarea ce urmează, se va considera cazul tranzistorului cu efect de câmp simetric.

* Pentru a asigura un contact bun pe regiunea n , este de obicei necesar să se mărească concentrația ei de la suprafață. Aceasta se poate realiza printr-o difuzie suplimentară de tip n pe regiunile de sursă și drenă, fapt reprezentat în figura 8.1.

Se începe cu discutarea principiilor fizice care stau la baza funcționării tranzistorului cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune. Apoi se determină cele mai importante caracteristici ale unui astfel de dispozitiv incluzînd caracteristicile curent-tensiune, conductanța canalului, conductanța mutuală

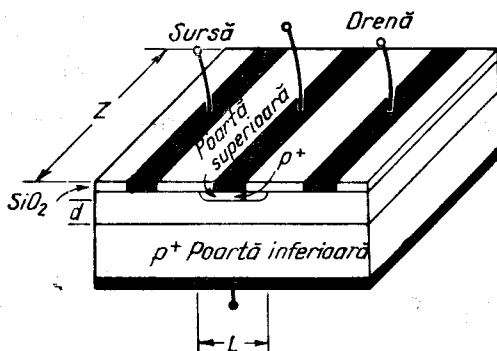


Fig. 8.1. Tranzistor cu efect de cîmp cu joncțiune, cu canal n , fabricat prin metode planar-epitaxiale.

și se discută factorii care afectează curentul rezidual de poartă. În final se tratează diversele modificări ale teoriei elementare a tranzistorului cu efect de cîmp.

8.1. PRINCIPIILE DE FUNCȚIONARE

În figura 8.2 se ilustrează situația care apare în cazul în care tensiunea poartă-sursă este nulă, $V_G = 0^*$. Dacă se aplică pe drenă o tensiune V_D pozitivă, mică, electronii vor trece de la sursă spre drenă, ca urmare un curent va circula de la drenă spre sursă prin regiunea de tip n mărginită de cele două regiuni golite. O astfel de regiune se denumește uzual *canal* de tip n . Corespunzător dispozitivul din figura 8.1 și figura 8.2 este denumit tranzistor cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune, cu canal n .

Rezistența canalului este dată de

$$R = \frac{L}{q\mu_n N_D Z (d - 2W)}, \quad (8.1)$$

unde N_D este concentrația de donori din regiunea canalului, L , Z și d sînt lungimea, lățimea și grosimea canalului, iar W este grosimea regiunii golite a porții superioare și inferioare.

* Tensiunea de poartă se notează cu indicele G , de la cuvîntul *gate*-poartă, din limba engleză (N.T.)

În cazul prezentat în figura 8.2a, cînd nu se aplică tensiune pe poartă și V_D este mic, W este grosimea regiunii golite a joncțiunilor porții pentru polarizare nulă. Din figura 8.2a este evident că aceste regiuni golite determină curgerea curentului printr-o arie transversală mai mică, decît cea care ar exista în cazul absenței lor.

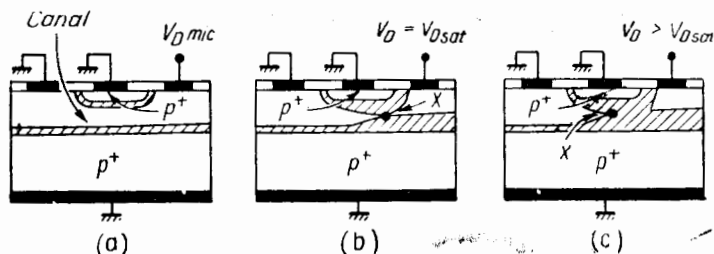


Fig. 8.2. Ilustrare a funcționării tranzistorului cu efect de câmp cu joncțiune pentru $V_G = 0$.

- (a) V_D este mic; rezistența canalului este constantă.
- (b) $V_D = V_{Dsat}$; instalarea saturației.
- (c) $V_D > V_{Dsat}$; nici o creștere în continuare a curentului de drenă.

Pentru orice valoare a tensiunii de drenă, potențialul de-a lungul canalului crește de la zero, la sursă, pînă la V_D , la drenă. Deci curbele joncțiunii care constituie poarta sînt polarizate invers, polarizarea inversă crescînd pe măsură ce ne deplasăm de la sursă la drenă. Atît timp cît V_D este mult mai mic decît diferența internă de potențial a joncțiunilor porții, grosimea regiunii golite este practic independentă de V_D , iar canalul se comportă ca un rezistor. Odată cu creșterea lui V_D aria secțiunii transversale medii disponibilă pentru curgerea curentului scade din cauza creșterii polarizării inverse a joncțiunilor porții în zona de lîngă drenă. Ca urmare rezistența R a canalului crește, iar caracteristica curent-tensiune începe să se curveze în jos plasîndu-se dedesubtul liniei care reprezintă caracteristica rezistenței inițiale. Această tendință este evidentă în determinările experimentale indicate în figura 8.3, unde se reprezintă curentul de drenă în funcție de tensiunea de drenă pentru un tranzistor cu efect de câmp cu poartă-joncțiune, din siliciu, tranzistor utilizat pentru exemplificare în tot cursul acestui capitol. Curba superioară este ridicată pentru $V_G = 0$.

Pe măsură ce în continuare tensiunea de drenă V_D crește, grosimea regiunii golite de lîngă drenă crește și ea, pînă cînd în cele din urmă cele două regiuni golite se ating, după cum se indică în figura 8.2b. Aceasta se întîmplă cînd

$$W = \frac{d}{2}. \quad (8.2)$$

Utilizând formulele de la jonctiunea abruptă asimetrică, se poate obține ușor valoarea corespunzătoare a tensiunii de drenă V_{Dsat} ,

$$V_{Dsat} = \frac{qN_D d^2}{8 K_s \epsilon_0} - \Phi_B \quad [V_g = 0], \quad (8.3)$$

unde Φ_B este diferența de potențial internă a jonctiunilor porții.

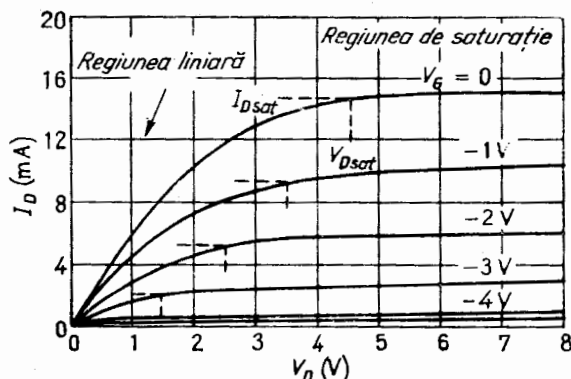


Fig. 8.3. Caracteristicile curent-tensiune ale unui tranzistor cu efect de cimp cu jonctiune, din siliciu, cu canal n . Acest tranzistor este utilizat ca exemplu peste tot în acest capitol. Parametrii săi constructivi sînt: $Z/L=170$, $d = 3 \mu\text{m}$, $N_D = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

La această tensiune de drenă, sursa și drenea sînt complet despărțite de o regiune golită, invers polarizată prin care în mod normal nu poate trece un curent deoarece în ea există foarte puțini purtători. Totuși, s-a arătat în capitolul 6 că în cazul în care într-o regiune golită polarizată invers se creează purtători fie prin generare termică, fie prin străpungere în avalanșă, prin ea poate trece un curent. De asemenea s-a arătat în capitolul 7 că printr-o astfel de regiune pot trece curenți importanți dacă în ea se injectează purtători — ca de exemplu în cazul regiunii golite colector-bază a unui tranzistor, cînd în ea se injectează purtători minoritari de către jonctiunea emiter-bază, sau prin realizarea condiției de pătrundere.

Situația care are loc în tranzistorul cu efect de cimp cu poartă-jonctiune după ce cele două regiuni golite se ating este oarecum similară. În acest caz prin cele două regiuni golite combinate, care separă sursa de drenă trece un curent. Acest curent curge din cauza purtătorilor injectați din canal în regiunea golită, din punctul în care cele două regiuni golite se ating — punct notat cu X în figura 8.2b. Ca și în cazul trecerii curentului prin regiunea golită a jonctiunii colector-bază a unui tranzistor bipolar, curentul care trece prin regiunea golită situată după punctul X

va fi determinat de numărul de purtători care sosește în acest punct. Mărimea acestui curent depinde de căderea de tensiune de la sursă pînă la punctul X . Această cădere de tensiune este chiar V_{Dsat} deoarece ea reprezintă tensiunea inversă necesară pentru ca cele două regiuni golite să se atingă.

Dacă tensiunea de drenă este crescută peste valoarea V_{Dsat} , regiunea golită de lîngă drenă va fi mai extinsă, iar punctul X se va mișca ușor spre sursă, după cum se indică în figura 8.2c. Totuși, potențialul în punctul X rămîne același, V_{Dsat} . Deci numărul de purtători care sosesc de la sursă în acest punct și deci curentul care trece de la sursă la drenă, va rămîne neschimbat deoarece căderea de tensiune în canal, de la sursă la punctul X nu se modifică*. Rezultă că pentru tensiuni de drenă mai mari ca V_{Dsat} , curentul rămîne la valoarea I_{Dsat} , după cum este evident și din caracteristicile experimentale prezentate în figura 8.3.

Acest fenomen se numește *saturație* deoarece curentul se saturează odată cu creșterea tensiunii de drenă.

Cînd pe ambele regiuni p se aplică o tensiune de poartă, astfel încît să se polarizeze invers joncțiunile poartă-canal (de exemplu pentru un tranzistor cu canal n , tensiunea de poartă este negativă), regiunile golite devin mai extinse**. Deci pentru valorile mici ale tensiunii de drenă canalul se comportă — ca și înainte — ca un rezistor, dar cu o rezistență mai mare deoarece aria transversală disponibilă pentru trecerea curentului descrește datorită creșterii grosimii W a regiunilor golite. Aceasta rezultă evident din caracteristicile experimentale prezentate în figura 8.3, corespunzătoare tensiunilor de poartă $V_G = -1\text{ V}, -2\text{ V}$ etc.

Odată cu creșterea lui V_D , crește și rezistența canalului. Cînd V_D atinge o valoare suficient de mare, regiunile golite se vor atinge lîngă zona drenei. Această atingere are loc pentru $V_D = V_{Dsat}$, unde

$$V_{Dsat} = \frac{qN_d d^2}{8K_s \epsilon_0} - \Phi_B + V_G \quad (8.4)$$

fiind tensiunea necesară pentru instalarea saturației în prezența unei tensiuni aplicate pe poartă. Este evident că aplicarea unui tensiuni de poartă V_G scade tensiunea de drenă necesară pentru instalarea saturației, chiar cu valoarea V_G^{***} , (se reamintește că V_G are o valoare negativă pentru un tranzistor cu canal n).

Pe măsură ce în continuare crește tensiunea de drenă V_D punctul X , în care se ating regiunile golite, se mișcă ușor spre sursă dar căderea de tensiune de la sursă la punctul X rămîne neschimbată, avînd valoarea V_{Dsat} . La fel curentul de drenă rămîne la aceeași valoare I_{Dsat} , corespunzătoare

* Aceasta presupune că mișcarea punctului X spre sursă este neglijabilă. Valabilitatea acestei presupuneri se va discuta în paragrafele următoare.

** În mod uzual pe ambele porți se aplică aceeași polarizare.

*** Formula anterioară la fel ca și alte formule sînt adunate la sfîrșitul acestui capitol în tabelul 8.1, atît pentru tranzistoarele cu canal n cît și pentru cele cu canal p .

instalării saturației. Această valoare este mai mică față de cea din cazul în care $V_G = 0$, deoarece și căderea de tensiune sursă-punctul X , V_{Dsat} este mai mică, ceea ce este evident din caracteristicile experimentale din figura 8.3.

Rezultă că se pot distinge două regiuni ale caracteristicii curent-tensiune ale tranzistoarelor cu efect de cîmp. În una din ele, cînd V_D este mic, aria transversală a canalului este practic independentă de V_D , iar caracteristicile curent-tensiune sînt practic ohmice sau liniare. Această regiune limită de funcționare a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune se denumește *regiunea liniară*. În cealaltă regiune, pentru $V_D \geq V_{Dsat}$, curentul se saturează la valoarea I_{Dsat} . Această regiune de funcționare a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu grilă-joncțiune se denumește *regiunea de saturație*.

8.2. CARACTERISTICILE TRANZISTOARELOR CU EFECT DE CÎMP CU JONCTIUNE

a. Caracteristicile curent-tensiune, [1]

Fie un tranzistor cu efect de cîmp, înainte de instalarea saturației, după cum se arată în figura 8.4. Căderea de tensiune pe o porțiune elementară a canalului este dată de

$$dV = I_D dR = \frac{I_D dy}{q\mu_n N_D Z [d - 2W(y)]}, \quad (8.5)$$

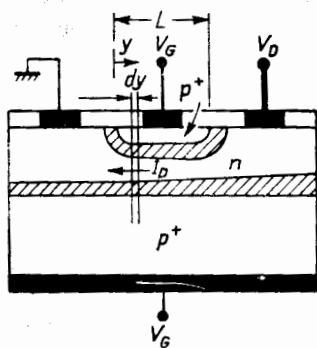


Fig. 8.4. Secțiunea elementară a canalului utilizată în determinarea caracteristicilor curent-tensiune ale tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune.

relație obținută prin analogie cu relația 8.1, înlocuind L cu dy . Grosimea regiunii golite la distanța y de la sursă este dată de

$$W(y) = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 [V(y) + \Phi_B - V_G]}{qN_D}}. \quad (8.6)$$

Înlocuind relația 8.6 în relația 8.5 și integrînd de la sursă (unde $y = 0$ și $V = 0^*$) pînă la drenă (unde $y = L$ și $V = V_D$) se obține ecuația fundamentală a tranzistoarelor cu efect de cîmp

$$I_D = G_0 \left\{ V_D - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \varepsilon_0}{qN_D d^2}} [(V_D + \Phi_B - V_G)^{3/2} - (\Phi_B - V_G)^{3/2}] \right\}, \quad (8.7)$$

unde

$$G_0 = \frac{Zq\mu_n N_D d}{L} \quad (8.8)$$

este conductanța canalului metalurgic, adică cea a stratului de tip n cuprins între cele două regiuni de tip p fără a se considera prezența ambelor regiuni golite.

În figura 8.5a se dau caracteristicile curen-tensiune determinate experimental, pentru tranzistorul cu efect de cîmp utilizat în acest capitol ca exemplu. Deducînd din aceste figuri, în figura 8.5b, se dă familia de caracteristici calculată pe baza relației 8.7, utilizînd valorile cunoscute ale parametrilor de structură. Relația 8.7 este valabilă numai pînă la saturație. Deci curbele prezentate în figura 8.7b au fost calculate utilizînd relația 8.7 pentru $0 \leq V_D \leq V_{Dsat}$; după V_{Dsat} curentul s-a considerat constant, în concordanță cu discuția anterioară.

O importanță particulară prezintă forma relației 8.7 în regiunea liniară și în regiunea de saturație.

Pentru tensiuni de drenă mici, adică pentru $V_D \ll \Phi_B - V_G$, termenul din paranteză poate fi dezvoltat, obținîndu-se formula simplă

$$I_D \cong G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{8K_s \varepsilon_0 (\Phi_B - V_G)}{qN_D d^2}} \right] V_D \quad [\text{regiunea liniară}]. \quad (8.9)$$

Este evident că această expresie dă relația curen-tensiune pentru un rezistor a cărui rezistență crește cu tensiunea de poartă.

Conductanța canalului g este dată de

$$g = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{constant}} \quad (8.10)$$

* S-a considerat sursa legată la masă (potențialul ei nul). Această analiză neglijează rezistențele serie dintre contactul sursei și începutul canalului ($y = 0$) și dintre contactul de drenă și sfîrșitul canalului ($y = L$).

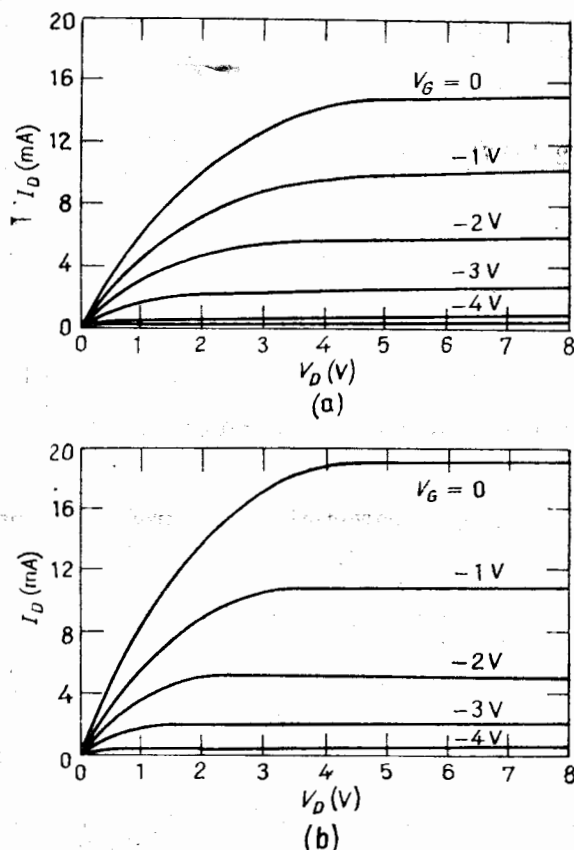


Fig. 8.5. Caracteristicile curent-tensiune ale unui tranzistor cu efect de cîmp cu jonctiune, cu canal n .

(a) Caracteristici experimentale (identice cu cele din figura 8.8)
 (b) Caracteristici teoretice — expresia 8.7 (fără rezistențe serie).

În regiunea liniară, g se obține din relația 8.9

$$g = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_n (\Phi_B - V_G)}{q N_D d^2}} \right] \quad [\text{regiunea liniară}] \quad (8.11)$$

În figura 8.6 se indică valorile determinate experimental ale conductanței canalului în regiunea liniară, pentru tranzistorul considerat ca exemplu, în comparație cu valorile calculate pe baza relației 8.11 pentru același tranzistor (sînt indicate de asemenea caracteristicile care au fost corectate ținîndu-se seama de prezența rezistențelor serie dintre contactele sursei și drenei și regiunea canalului. Această corecție se va discuta ulterior).

Pe măsură ce crește polarizarea porții, conductanța scade pînă ce în cele din urmă, la o anumită valoare a tensiunii de poartă ajunge nulă. Această tensiune se numește *tensiune de tăiere* și corespunde polarizării inverse care trebuie aplicată pe cele două porți-joncțiune pentru a goli

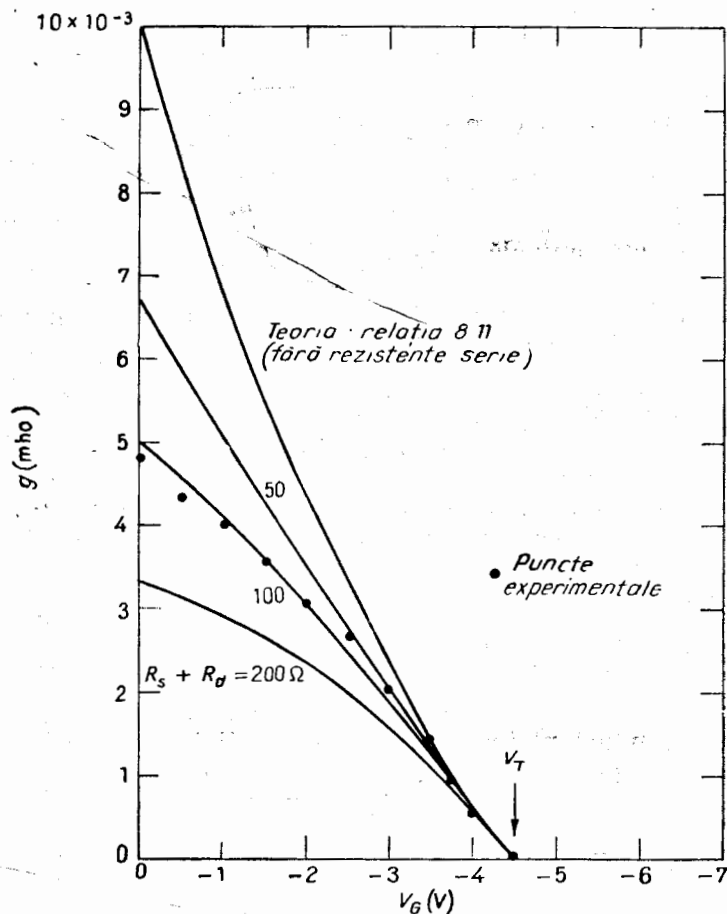


Fig. 8.6. Conductanța canalului tranzistorului cu efect de câmp cu joncțiune în funcție de tensiunea de poartă, în regiunea liniară (V_D mic).

de purtători toată regiunea canalului. Corespunzător, tensiunea de tăiere se poate calcula din condiția $W = d/2$, obținându-se

$$V_T = -\frac{q N_D d^2}{8 K_s \epsilon_0} + \Phi_B. \quad (8.12)$$

Curentul de drenă în regiunea de saturație I_{Dsat} se poate calcula din relația 8.7 prin evaluarea valorii curentului de drenă la limita de aplicabilitate a acestei ecuații, adică la $V_D = V_{Dsat}$. Înlocuind relația 8.4 în relația 8.7 se obține curentul la saturație

$$I_{Dsat} = G_0 \left\{ \left[\frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B - V_G)}{q N_D d^2}} - 1 \right] (\Phi_B - V_G) + \frac{1}{3} \frac{q N_D d^2}{8K_s \epsilon_0} \right\}, \text{ [regiunea de saturație]}. \quad (8.13)$$

b. Conductanța mutuală

Un parametru important al tranzistorului cu efect de cîmp este conductanța mutuală definită de

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const.}} \quad (8.14)$$

Conductanța mutuală reprezintă raportul dintre variația curentului de drenă și variația tensiunii de poartă pentru o tensiune de drenă dată. Expresia ei se poate determina ușor prin diferențierea relației 8.7. Rezultă

$$g_m = G_0 \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{q N_D d^2}} [\sqrt{V_D + \Phi_B - V_G} - \sqrt{\Phi_B - V_G}]. \quad (8.15)$$

Expresia conductanței mutuale în regiunea liniară se poate obține prin dezvoltarea termenului din paranteză

$$g_m = G_0 \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{q N_D d^2}} \frac{V_D}{2\sqrt{\Phi_B - V_G}} \text{ [regiunea liniară]}. \quad (8.16)$$

Pentru regiunea de saturație expresia conductanței mutuale se obține înlocuind în expresia 8.15, $V_D = V_{Dsat}$

$$g_{msat} = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B - V_G)}{q N_D d^2}} \right] \text{ [regiunea de saturație]}. \quad (8.17)$$

Comparația cu relația 8.11 arată că valoarea conductanței mutuale în regiunea de saturație este egală cu cea din regiunea liniară. Acestui rezultat important i se dă o verificare experimentală prin compararea datelor

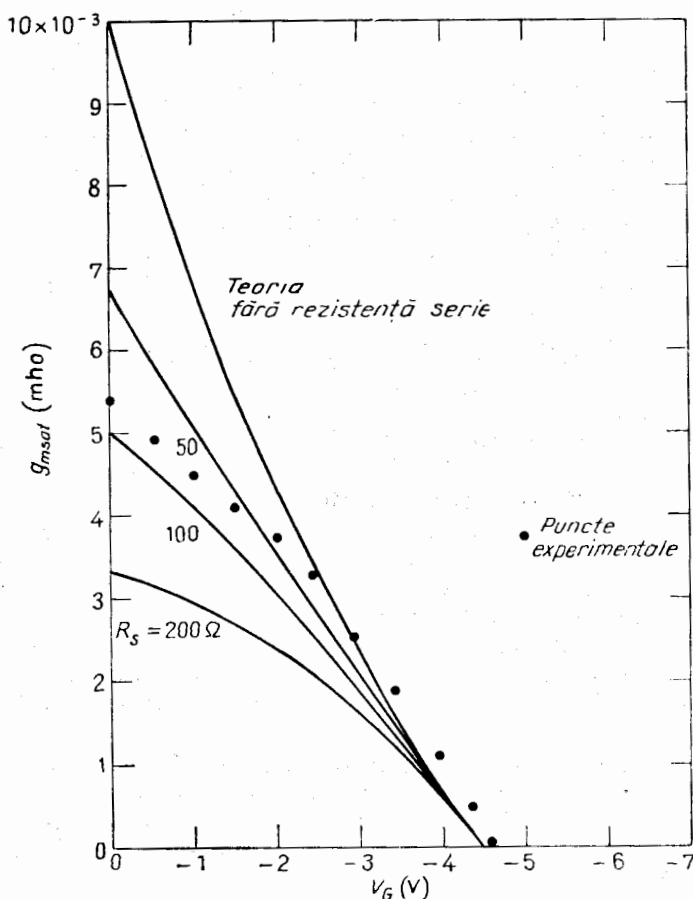


Fig. 8.7. Conductanța mutuală a tranzistorului cu efect de cimp cu jonctiune în funcție de tensiunea de poartă în regiunea de saturație ($V_D > V_{D\text{ sat}}$).

pentru conductanța mutuală — date în figura 8.7 și a celor pentru conductanță — date în figura 8.6.

c. Curentul rezidual de poartă

Deoarece față de canal poarta este polarizată invers, curentul care trece prin terminalul porții este foarte mic; el este curentul rezidual al

unei joncțiuni pn polarizate invers. Deci impedanța porții, adică impedanța de intrare a tranzistorului cu efect de cîmp, este foarte mare. Această valoare mare a impedanței de intrare este una din cele mai importante caracteristici distinctive ale tranzistoarelor cu efect de cîmp față de tranzistoarele bipolare.

Valoarea uzuală a curentului rezidual la temperatura camerei a joncțiunilor pn din siliciu polarizate invers fără a se ajunge la străpungere este de ordinul picoamperi pînă la nanoamperi. Totuși, după cum se arată în capitolul 10, efectele de suprafață pot duce la o creștere drastică a valorii curentului rezidual. La fel ele pot duce la o creștere asemănătoare a curentului rezidual de poartă al tranzistoarelor cu efect de cîmp. Deci efectele de suprafață pot degrada valoarea ridicată a impedanței de intrare a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu joncțiune.

8.3. MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE

a. Canal cu concentrație neuniformă de impurități

În paragraful 8.2 s-a considerat un tranzistor cu efect de cîmp în care concentrația de impurități din regiunea canalului era uniformă; pentru joncțiunea poartă-canal s-a utilizat aproximarea printr-o joncțiune abruptă asimetrică. Aceasta este o aproximație rezonabilă pentru tranzistoarele cu efect de cîmp fabricate în modul descris la începutul capitolului, deoarece în acest caz joncțiunile sînt de obicei superficiale. Dacă difuziile sînt mai adînci, iar canalul se plasează mai departe de suprafață se poate ajunge în domeniul de valabilitate al aproximației printr-o joncțiune liniar-gradată.

Tranzistoarele cu efect de cîmp se pot realiza în totalitate prin difuzie fără a mai recurge la creșterea epitaxială. De exemplu ele se pot fabrica prin difuzii succesive de impurități de tip opus aproape în același fel în care se realizează regiunile de emiter și bază ale tranzistorului cu joncțiuni dublu difuzat.

Într-un astfel de caz distribuția de impurități din regiunea canalului este asemănătoare cu cea din baza unui tranzistor, fiind extrem de neuniformă.

S-a arătat teoretic, [3], că proprietățile generale ale tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune sînt destul de puțin dependente de aspectul particular al distribuției de impurități. Deci cea mai simplă analiză — cea pentru o distribuție uniformă de impurități — prezentată în paragraful anterior, furnizează cu o aproximație suficient de bună cele mai multe din proprietățile generale ale analizei pentru o distribuție arbitrară.

b. Frecvența de tăiere a conductanței mutuale

La schimbarea tensiunii de poartă cu ΔV_G , grosimea regiunilor golite se modifică și ca urmare se modifică și curentul de drenă. O parte din variația curentului de drenă se utilizează pentru a completa variația sarcinii conținută în regiunile golite ale joncțiunilor porții.

Timpul de răspuns t_0 al unui tranzistor cu efect de câmp se poate defini deci ca timpul în care variația curentului de drenă completează variația sarcinii totale a porții, adică

$$t_0 \Delta I_D = \Delta Q_G A_G. \quad (8.18)$$

Rezultă timpul de răspuns

$$t_0 = \frac{\Delta Q_G A_G}{\Delta I_D} = \frac{\Delta Q_G A_G}{\Delta V_G} \frac{\Delta V_G}{\Delta I_G} = \frac{C_G}{g_m}. \quad (8.19)$$

Aici C_G este capacitatea *totală* de poartă a tranzistorului, dată de

$$C_G = 2ZL \frac{K_s \epsilon_0}{\bar{W}} \quad (8.20)$$

unde $\bar{W}$ este grosimea medie a regiunii golite.

Frecvența maximă de lucru a tranzistorului cu efect de câmp este dată de frecvența corespunzătoare acestei constante de timp de încărcare

$$f_0 = \frac{1}{t_0} = \frac{g_m}{C_G}^* \quad (8.21)$$

O estimare directă a limitei superioare pentru f_0 se poate obține din raportul dintre conductanța mutuală maximă și capacitatea minimă de poartă. Conductanța mutuală maximă — vezi paragraful precedent — este G_0 . Capacitatea de poartă minimă se obține atunci când regiunile golite ating grosimea lor maximă, egală cu jumătate din grosimea d a canalului. Deci

$$f_0 < \frac{q\mu_n N_D d^2}{4K_s \epsilon_0 L^2}. \quad (8.22)$$

* O tratare mult mai riguroasă conduce la valoarea $1/2\pi t_0$ pentru această limitare de frecvență.

Se observă că această frecvență limită este proporțională cu mobilitatea.

Deoarece mobilitatea electronilor în siliciu este de aproximativ două ori mai mare ca mobilitatea golurilor, un tranzistor cu canal n asigură un domeniu de frecvență de două ori mai mare în comparație cu tranzistorul cu canal p pentru aceeași geometrie și nivele de dopare.

c. Rezistența sursă-drenă la saturație

În paragrafele anterioare s-a arătat că în regiunea de saturație potențialul la capătul dinspre drenă al canalului, în punctul X din figura 8.2, este fixat la valoarea V_{Dsat} — dependentă de tensiunea de poartă — deoarece punctul X este chiar locul în care cele două regiuni golite se ating. Ca urmare polarizarea inversă a joncțiunilor porții este fixată în acest punct prin condiția ca $W = d/2$.

Pe măsură ce tensiunea de drenă crește, crește de asemenea și polarizarea inversă dintre poartă și regiunea de drenă; prin urmare crește și grosimea regiunii golite de lângă drenă. Ca urmare punctul X se va mișca spre sursă după cum se indică în figura 8.2 c. Potențialul în punctul X rămâne la aceeași valoare dar distanța L dintre sursă și punctul X se micșorează; este deci evident că curentul de drenă pentru o tensiune de poartă dată crește o dată cu creșterea tensiunii de drenă. Aceasta se traduce printr-o înclinare în sus a caracteristicii curent-tensiune, după saturație, efect care este mai accentuat pentru dispozitivele cu o lungime L , a canalului, mică.

Acest fenomen este oarecum analog cu efectul Early discutat în legătură cu tranzistoarele bipolare. În ambele cazuri creșterea curentului are loc deoarece calea de curent se scurtează prin extinderea unei regiuni golite invers polarizate.

d. Efectul rezistenței serie

În calculele anterioare s-a considerat numai acea porțiune a canalului care poate fi modulată prin aplicarea unei polarizări inverse pe poartă. În realitate există rezistențe serie, atât lângă sursă cât și lângă drenă care interpun o cădere de tensiune IR între contactele sursei și drenei și canal. În figura 8.8 se ilustrează schematic aceste rezistențe.

Efectul acestei rezistențe serie asupra conductanței canalului, în regiunea liniară, se poate calcula ușor observînd că

$$\frac{1}{g(\text{obs})} = \frac{1}{g} + R_s + R_d. \quad (8.23)$$

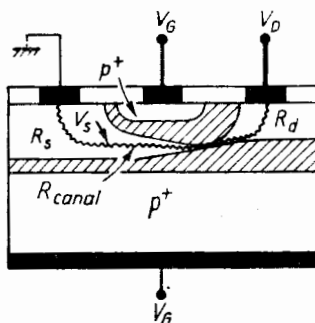


Fig. 8.8. Rezistențele serie determinate de porțiunile nemodulate ale canalului de lângă sursă și drenă.

unde g este conductanța „adevărată” a canalului, iar $g(\text{obs})$ este conductanța observată experimental. R_s și R_d sînt rezistențele serie de lângă sursă și respectiv drenă după cum se indică în figura 8.8. Deci

$$g(\text{obs}) = \frac{g}{1 + (R_s + R_d) g}, \quad (8.24)$$

care arată că valoarea măsurată a conductanței este micșorată datorită celor două rezistențe serie. Această micșorare a fost luată în considerare în figura 8.6 pentru diverse valori ale rezistenței serie. Valoarea $(R_s + R_d) = 100 \, \Omega$, care asigură cea mai bună potrivire cu datele experimentale, este de fapt extrem de rezonabilă pentru geometria tranzistorului considerat.

În continuare să considerăm efectul rezistenței serie R_s , de lângă regiunea sursei asupra conductanței mutuale în regiunea de saturație. Din cauza acestei rezistențe potențialul la începutul canalului nu va mai fi nul — așa cum s-a presupus în tratarea anterioară, ci va avea o valoare finită V_s . Deci valoarea efectivă a tensiunii de poartă va fi

$$V_G = V_{G, \text{aplicat}} - V_s. \quad (8.25)$$

Ca urmare valoarea observată experimental a conductanței mutuale este dată de

$$g_m (\text{obs}) = \frac{dI_D}{dV_{G, \text{aplicat}}} = \frac{dI_D}{d[V_G + V_s]}, \quad (8.26)$$

care conduce la

$$g_m (\text{obs}) = \frac{1}{\frac{dV_G}{dI_D} + \frac{dV_s}{dI_D}}, \quad (8.27)$$

prin urmare la relația

$$g_m (\text{obs}) = \frac{g_m}{1 + R_s g_m}. \quad (8.28)$$

Această ultimă relație arată că valoarea observată a conductanței mutuale în regiunea de saturație va fi micșorată, datorită prezenței rezistenței serie de lângă sursă, față de valoarea care se poate atinge în absența acestei rezistențe. Această micșorare este prezentată în figura 8.7 pentru diferite valori ale lui R_s .

Rezistența serie de lângă drenă acționează în diverse moduri. Din cauza căderii de tensiune pe această rezistență, tensiunea de drenă necesară pentru obținerea saturației curentului de drenă va fi mai mare față de cazul absenței rezistenței. Totuși, deoarece după ce tensiunea de drenă depășește valoarea de saturație ($V_D > V_{D\text{sat}}$), valoarea lui V_D nu are un efect semnificativ asupra curentului de drenă, rezistența serie de drenă nu va mai avea în continuare nici un efect.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

- J. T. Wallmark, "The Field-Effect Transistor-A Review," *RCA Rev.*, **24**, 641 (1963).
 L. J. Sevin, *Field-Effect Transistors*, McGraw-Hill Book Co., 1965.

BIBLIOGRAFIE

1. W. Shockley, "A Unipolar 'Field-Effect' Transistor," *Proc. IRE*, **40**, 1365 (1952).
2. G. C. Dacey și I. M. Ross, "Unipolar 'Field-Effect' Transistor," *Proc. IRE*, **41**, 970 (1953); G. C. Dacey și I. M. Ross, "The Field-Effect Transistor," *Bell System Tech. J.*, **34** 1149 (1955).
3. R. S. C. Cobbold și F. N. Trofimenkoff, "Theory and Application of the Field-Effect Transistor," *Proc. IEE*, **111**, 1981 (1964).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 8.1. Să se alcătuiască un tabel în care să se compare caracteristicile electrice ale tranzistoarelor bipolare cu cele ale tranzistoarelor cu efect de câmp cu joncțiune.
- 8.2. Să se rescrie expresia pentru relația curent-tensiune și expresiile conductanței și conductanței mutuale folosind tensiunea de tăiere V_T , relația 8.12.
- 8.3. Să se redemonstreze expresia caracteristicii curent-tensiune, relația 8.7, în prezența unei rezistențe serie constante (nemodulată) lângă sursă și drenă R_s , respectiv R_d . Să se discute efectul fiecăreia. În particular, să se arate că V_{Dsat} este independentă de R_s .
- 8.4. Să se determine o expresie pentru conductanța de drenă $g = dI_D/dV_D$, pentru o tensiune V_G dată, în regiunea de saturație. Se va presupune că această conductanță este dată de lărgirea regiunii golite de lângă drenă, aproximînd-o prin formulele de la joncțiunea pn abruptă, asimetrică, unidimensională.
- 8.5. Să se găsească o expresie pentru intensitatea câmpului electric în lungul canalului și o expresie pentru viteza purtătorilor în canal. Să se examineze valabilitatea folosirii proporționalității cu intensitatea câmpului electric a vitezei purtătorilor. Să se discute calitativ modul în care este afectată relația curent-tensiune de către dependența reală a vitezei purtătorilor în funcție de câmpul electric.
- 8.6. Să se determine expresiile care dau variația conductanței în regiunea liniară și a conductanței mutuale în regiunea de saturație cu temperatura pentru o tensiune de poartă constantă.
- 8.7. S-a afirmat adeseori că tranzistoarele cu efect de câmp cu joncțiune sînt insensibile la efectul iradierii deoarece funcționarea lor este independentă de timpul de viață. Ținînd seama de efectul „îndepărtării purtătorilor” (capitolul 5) să se găsească o expresie care să dea conductanța canalului în regiunea liniară în funcție de doza de iradiere, pentru doze mici. Folosind datele din fig. 5.27 să se estimeze doza de electroni la care conductanța canalului tranzistorului cu efect de câmp cu joncțiune folosit în acest capitol ca exemplu se reduce cu 10%.

Tabelul 8.1

FORMULE IMPORTANTE PENTRU TRANZISTOARELE CU EFECT DE CÂMP CU JONCTIUNE

	canal n $V_D > 0, V_G < 0: I_D$ circula de la drenă la sursă	canal p $V_D < 0, V_G > 0: I_D$ circula de la sursă la drenă
Caracteristicile curent-tensiune	$I_D = G_0 \left\{ V_D - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{q N_D d^2}} \right\} \times [(V_D + \Phi_B - V_G)^{3/2} - (\Phi_B - V_G)^{3/2}]$ unde $G_0 \equiv \frac{Z}{L} q \mu_n N_D d$	$I_D = G_0 \left\{ -V_D - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{q N_A d^2}} \right\} \times [(V_G + \Phi_B - V_D)^{3/2} - (V_G + \Phi_B)^{3/2}]$ unde $G_0 \equiv \frac{Z}{L} q \mu_p N_A d$
Tensiunea de saturație	$V_{Dsat} = \frac{q N_D d^2}{8K_s \epsilon_0} - \Phi_B + V_G$	$V_{Dsat} = -\frac{q N_A d^2}{8K_s \epsilon_0} + \Phi_B + V_G$
Tensiunea de tăiere	$V_r = -\frac{q N_D d^2}{8K_s \epsilon_0} + \Phi_n$	$V_r = \frac{q N_A d^2}{8K_s \epsilon_0} - \Phi_B$
Conductanța (regiunea liniară) Conductanța mutuală (regiunea de saturație)	$g_{\text{liniar}} = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B - V_G)}{q N_D d^2}} \right]$ $g_{\text{msat}} = G_0 \left[\frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B - V_G)}{q N_D d^2}} - 1 \right] \times$ $\times (\Phi_B - V_G) + \frac{1}{3} \frac{q N_D d^2}{8K_s \epsilon_0}$	$g_{\text{liniar}} = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B + V_G)}{q N_A d^2}} \right] \times$ $I_{Dsat} = G_0 \left[\frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0 (\Phi_B + V_G)}{q N_A d^2}} - 1 \right] \times$ $\times (\Phi_B + V_G) + \frac{1}{3} \frac{q N_A d^2}{8K_s \epsilon_0}$
Curentul de saturație	$f_0 = \frac{g_m}{C_G} \leq \frac{q \mu_n N_D d^2}{2K_s \epsilon_0 L^2}$	$f_0 = \frac{g_m}{C_G} \leq \frac{q \mu_p N_A d^2}{2K_s \epsilon_0 L^2}$
Frecvența maximă	$g(\text{obs}) = \frac{g}{1 + (R_s + R_d)g}$	regiunea liniară
Efectul rezistențelor serie	$g_{\text{msat}}(\text{obs}) = \frac{g_{\text{msat}}}{1 + R_s g_{\text{msat}}}$	regiunea de saturație

Partea a treia

Efecte de suprafață și dispozitive controlate de suprafață

- TEORIA SUPRAFETELOR SEMICONDUCTOARE
- EFECTE DE SUPRAFAȚĂ ASUPRA JONCTIUNILOR pn
- TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE SUPRAFAȚĂ
- PROPRIETĂȚILE SISTEMULUI $Si-SiO_2$

- CARACTERISTICILE REGIUNII DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ — CAZUL ECHILIBRULUI
- STRUCTURA MIS IDEALĂ
- DIFERENȚA DE LUCRU DE IEȘIRE ; SARCINI ȘI STĂRI

9

Teoria suprafețelor semiconductoare

În partea a II-a tratarea dispozitivelor semiconductoare s-a făcut presupunând în mod implicit determinarea caracteristicilor lor în mod strict numai de fenomenele din volum. În realitate fenomenele de suprafață domină adeseori complet caracteristicile dispozitivelor semiconductoare. De fapt, așa cum s-a menționat și în introducere, unul din motivele principale ale succesului tehnologiei planare este acela că joncțiunile planare sînt acoperite de un strat de bioxid de siliciu crescut termic. Acesta reduce — dar nu înseamnă că elimină — multe din efectele de suprafață, obținîndu-se ca urmare un control mai bun asupra caracteristicilor dispozitivului.

Proprietățile interfeței siliciului oxidat termic au fost studiate în mod extensiv ; probabil mai mult decît orice alt sistem în lunga istorie a cercetării suprafeței semiconductoarelor. Din această cauză cît și datorită importanței foarte mari pe care o au în tehnologia dispozitivelor semiconductoare, efectele de suprafață se vor discuta mai amănunțit.

Efectele de suprafață asupra joncțiunilor pn se datorează în primul rînd faptului că sarcina ionică din afara suprafeței semiconductorului induce în semiconductor o sarcină imagine determinînd formarea unor regiuni de sarcină spațială la suprafață. Aceasta se ilustrează schematic în figura 9.1 unde se prezintă structura idealizată a joncțiunii pn plane, care a constituit modelul de bază pentru tratarea anterioară. Dacă se formează o regiune de sarcină spațială la suprafață, ea va modifica regiunea de sarcină spațială a joncțiunii putînd să conducă la schimbări în caracteristicile joncțiunii.

În acest capitol se vor studia la început caracteristicile regiunilor de sarcină spațială de la suprafață în cazul echilibrului termic. După aceasta

se va studia structura metal-izolator-semiconductor * (MIS) care s-a dovedit a fi extrem de utilă în studiul suprafețelor semiconductoarelor, [1]. Se vor considera mai întâi caracteristicile sale în cazul ideal, apoi aceste considerații se vor extinde pentru a include efectul diferenței de

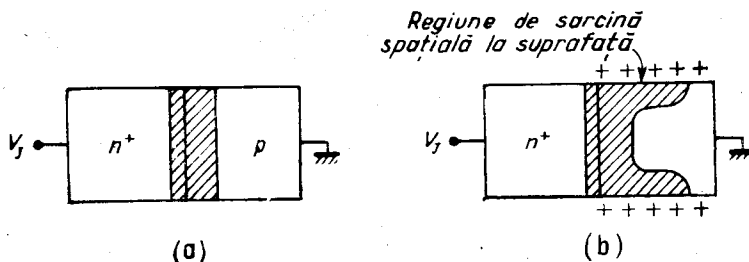


Fig. 9.1. Ilustrare a rolului efectelor de suprafață asupra dispozitivelor semiconductoare :

- (a) Joncțiunea pn plană, idealizată.
 (b) Aceeași joncțiune cu sarcină spațială la suprafață, indusă de ioni pozitivi.

lucru de ieșire metal-semiconductor, al sarcinilor de la interfață și din oxid și al stărilor de la interfață.

9.1. CARACTERISTICILE REGIUNII DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ — CAZUL ECHILIBRULUI, [2]

Cele trei structuri utilizate în mod obișnuit în studiul efectelor de suprafață și al caracteristicilor regiunii de sarcină spațială de la suprafață sînt indicate în figura 9.2. Aceste structuri sînt : (a) capacitatea metal-izolant-semiconductor ; (b) joncțiunea pn cu poartă (sau controlată prin electrod de cîmp) ; (c) tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață metal-izolant-semiconductor. În toate cele trei cazuri s-a presupus un substrat de tip p , cu o tensiune pozitivă mare aplicată pe electrodul de cîmp.

Între prima structură și celelalte două există o diferență importantă. În cazul capacității metal-izolant-semiconductor prin regiunea de sarcină spațială nu este posibilă trecerea unui curent continuu din cauza stratului de izolant. Dimpotrivă trecerea curentului prin regiunea de sarcină spațială de la suprafață este posibilă în cazul (b) și (c), deoarece în aceste cazuri se realizează un contact la regiunea de sarcină spațială prin regiunile n .

* Deoarece în multe din studiile experimentale izolantul este bioxidul de siliciu, termenul „structură metal-oxid-semiconductor (MOS)” va fi utilizat alternativ cu termenul „structură metal-izolant-semiconductor (MIS)”.

Rezultă că regiunea de sarcină spațială în cazul capacității metal-izolant-semiconductor va fi la *echilibru termic* — adică $np = n_i^2$, iar nivelul Fermi va fi constant în toată regiunea de sarcină spațială de la suprafață*.

În acest capitol se va trata numai acest caz. Pentru a discuta caracteristicile regiunilor de sarcină spațială asociate joncțiunilor pn polari-

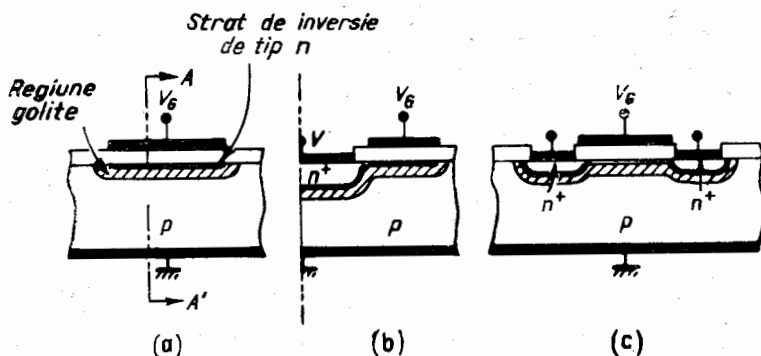


Fig. 9.2. Structurile experimentale utilizate pentru studiul efectelor de suprafață.

- (a) Structura de capacitate metal-izolator-semiconductor.
 (b) Joncțiunea pn cu poartă.
 (c) Tranzistorul cu efect de câmp metal-izolator-semiconductor.
 În toate cazurile $V_G \geq 0$.

zate — de exemplu ca în cazul (b) — trebuie ca tratarea să se extindă și la condițiile de *neechilibru*. Aceasta se va face în capitolul următor.

Diagrama de benzi a structurii metal-oxid-semiconductor, pentru un semiconductor de tip p este indicată în figura 9.3 pentru trei condiții de polarizare. Indiferent de valoarea tensiunii de poartă, nivelul Fermi în semiconductor rămâne constant, deoarece se menține condiția de echilibru termic.

În figura 9.3a se indică situația corespunzătoare aplicării pe metalul porții a unei tensiuni negative. Această tensiune negativă determină apariția în semiconductor a unei sarcini pozitive care, în cazul semiconductorului de tip p , consistă dintr-o concentrație mărită — *acumulare* — a golurilor lângă interfața oxid-siliciu. Distribuția de sarcină corespunzătoare este indicată în jumătatea de jos a figurii**.

* Trebuie observat că abateri de la condițiile de echilibru sînt posibile și în cazul capacității MIS. Aceste abateri apar dacă determinările se fac în condiții tranzitorii sau dacă izolantul este imperfect și permite trecerea prin el a unui curent. Deși ambele posibilități au fost observate experimental, [3], ele nu se vor considera în această discuție.

** În această figură este indicată și banda de conducție a stratului de dioxid de siliciu. Această bandă de conducție se tratează mai detaliat în paragraful 9.3.

Dacă pe poartă se aplică o tensiune pozitivă mică, în semiconductor se induce o sarcină negativă (vezi fig. 9.3b). Această sarcină este determinată de faptul că golurile sînt împinse din apropierea suprafeței, lăsînd în urma lor o regiune golită formată din ionii acceptori necompensați,

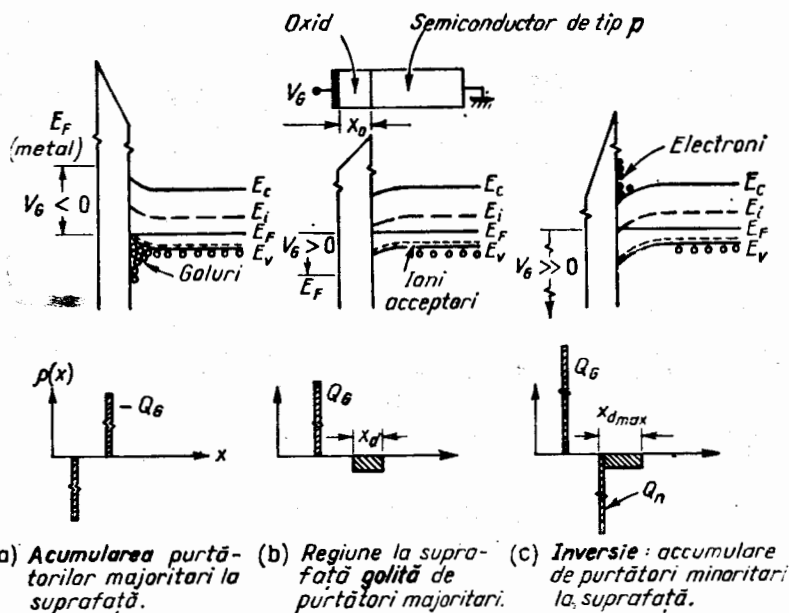


Fig. 9.3. Benzile de energie și distribuția de sarcină într-o structură MOS pentru diferite polarizări, în absența stărilor de suprafață și a diferenței de lucru de ieșire, [3].

după cum se indică în jumătatea de jos a figurii. Sarcina, pe unitatea de arie din semiconductor Q_s , este dată de sarcina conținută în regiunea golită

$$Q_s = -qN_A x_d, \quad (9.1)$$

unde x_d este lățimea regiunii golite de la suprafață*.

Dacă se mărește potențialul pozitiv al porții, lățimea regiunii golite, la început, crește. Corespunzător, crește și variația totală a potențialului electrostatic în siliciu, reprezentată de curbarea benzilor de energie, după cum se indică în figura 9.3c. Pe măsură ce benzile sînt mai curbate, banda

* Se utilizează indicele d , de la cuvîntul *depletion*-golire, din limba engleză (N.T.).

de conducție poate ajunge foarte aproape de nivelul Fermi. Când se întîmplă aceasta, concentrația electronilor lîngă interfață crește dintr-o dată foarte rapid. După aceasta cea mai mare parte a sarcinii negative suplimentare indusă în semiconductor constă din sarcina Q_n datorată electronilor dintr-un *strat de inversie* foarte subțire * de tip n .

Odată format stratul de inversie, lățimea regiunii golite de la suprafață atinge o valoare maximă. Acest lucru se produce deoarece pe măsură ce benzile se curbează în jos, astfel ca să producă inversia puternică, chiar o creștere foarte mică a curburii benzilor — determinînd o mărire foarte mică a lățimii regiunii golite — conduce la o creștere foarte mare a sarcinii conținute în stratul de inversie. Deci, în condiții de *inversie puternică* sarcina pe unitatea de arie indusă în semiconductor va fi dată de

$$Q_s = Q_n - qN_A x_{d\max}, \quad (9.2)$$

unde $x_{d\max}$ este *lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață*.

În cele mai multe situații interesează doar cazul formării unei regiuni de golire și inversie. Aceste cazuri pot fi descrise cu foarte bună aproximație în cadrul *aproximației de golire* care deja a mai fost folosită la studiul joncțiunilor pn .

Cînd în semiconductor există o regiune golită și sarcina din semiconductor este dată de relația 9.1 prin integrarea ecuației Poisson se obține următoarea distribuție a potențialului electrostatic în regiunea golită de la suprafață

$$\Phi = \Phi_s \left(1 - \frac{x_d^2}{x_d^2}\right), \quad (9.3)$$

unde *potențialul la suprafață* Φ_s , care indică curbarea totală a benzilor din volumul semiconductorului spre suprafață, este dat de

$$\Phi_s = \frac{qN_A x_d^2}{2K_s \epsilon_0}, \quad (9.4)$$

Se observă că această distribuție de potențial este identică cu cea determinată în capitolul 6 pentru cazul joncțiunii pn asimetrice abrupte. Într-adevăr, după cum se va vedea mai departe, teoria regiunilor de sarcină spațială de la suprafață pentru cazurile de golire și inversie este analogă, aproape în fiecare detaliu, teoriei joncțiunii asimetrice, abrupte.

* Stratul de inversie este subțire deoarece concentrația de purtători minoritari scade la $\sim 10\%$ din valoarea sa de la interfață pe o distanță de aproximativ $3kT/q\mathcal{E}_s$ unde $\mathcal{E}_s$ este câmpul electric din semiconductor, la interfață. Această distanță de ordinul $10 \dots 100 \text{ \AA}$ este mai mică decît lățimea regiunii golite de la suprafață.

În figura 9.4 este prezentată distribuția dată de relația 9.3, în comparație cu calculele numerice exacte, [4], ale distribuției de potențial în regiunea de sarcină spațială pentru suprafețe puternic inversate. Concordanța este evident bună, cu excepția zonei foarte apropiate de suprafață. (Toate calculele din acest capitol sînt pentru siliciu la 300°K exceptînd cazurile în care se menționează altfel).

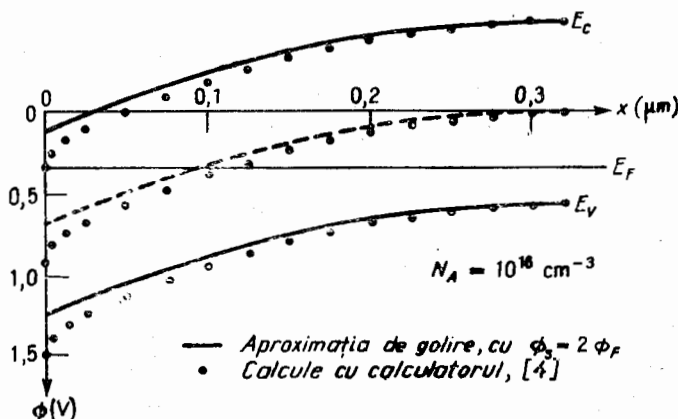


Fig. 9.4. Distribuția de potențial în regiunea goliță de la suprafață.

O problemă particulară interesantă este aceea a stabilirii punctului după care sarcina de electroni din stratul de inversie devine semnificativă. Un criteriu care dă cu bună aproximație realizarea acestei condiții de *inversie puternică* * este ca, la suprafață, concentrația (pe unitatea de volum) electronilor lângă suprafață să depășească concentrația ionilor de impuritate din substrat, adică

$$n_s = N_A, \quad (9.5)$$

pentru cazul semiconductorului de tip *p*. Din această condiție rezultă că nivelul Fermi la suprafață va fi deasupra nivelului Fermi intrinsec cu tot atît cu cît este sub nivelul Fermi intrinsec în volum. Corespunzător, curbura totală a benzilor la instalarea inversiei puternice va fi

$$\Phi_s(\text{inv}) = 2 \Phi_F. \quad (9.6)$$

După cum s-a discutat anterior, regiunea goliță de la suprafață atinge o lățime maximă cînd suprafața devine puternic inversată. În consecință

* Riguros discutînd, suprafața devine inversată cînd concentrația de purtători minoritari de la suprafață egalează concentrația de purtători majoritari la suprafață, adică $n_s = p_s = n_i$. Totuși, acesta nu reprezintă un criteriu util deoarece sarcina corespunzătoare de purtători minoritari pe unitatea de arie este infinit mică.

lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață se poate estima utilizând aproximația de golire, folosind valoarea corespunzătoare a potențialului de la suprafață, la apariția inversiei puternice, $\Phi_s(\text{inv})$, definită mai sus. Rezultă

$$x_{d\max} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 \Phi_s(\text{inv})}{qN_A}}. \quad (9.7)$$

Se observă asemănarea dintre această expresie și cea care dă lățimea regiunii golite pentru tensiune aplicată nulă, la o joncțiune pn asimetrică abruptă (vezi capitolul 6). Cele două expresii sînt similare cu condiția ca $\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_F$ să fie pus în locul diferenței interne de potențial Φ_p . Această analogie este într-adevăr rezonabilă: cînd suprafața este inversată, se formează un strat de tip n foarte subțire, separat de substratul de tip p printr-o regiune golită. Singura diferență între joncțiunea n^+p abruptă considerată anterior și joncțiunea strat de inversie-substrat care este tratată aici, constă în aceea că la prima regiunea de conductibilitate de tip n a fost produsă printr-un proces metalurgic — adică electronii au fost introduși în semiconductor prin introducerea de donori,

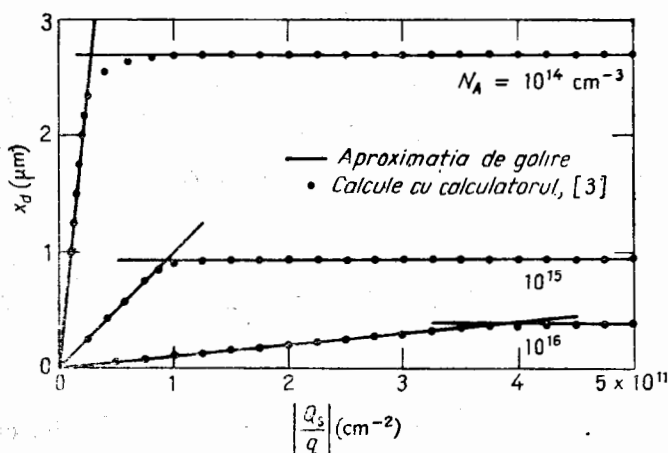


Fig. 9.5. Lățimea regiunii golite de la suprafață în funcție de sarcina indusă în semiconductor.

iar la a doua, stratul de tip n este indus de câmpul electric aplicat pe poartă. Deci această joncțiune este de fapt o joncțiune indusă de câmp, față de cealaltă, care este o joncțiune metalurgică.

Acum se poate calcula ușor lățimea x_d a regiunii golite în funcție de sarcina pe unitatea de arie Q_s , indusă în siliciu. Rezultatele unor astfel de calcule bazate atât pe aproximația de golire cât și pe calcule numerice mult mai exacte, [3], sînt indicate în figura 9.5. Se observă că în confor-

mitate cu tratarea calitativă anterioară lățimea regiunii golite la început crește, o dată cu creșterea mărimii sarcinii induse în siliciu. Viteza de creștere — panta liniilor drepte — este desigur dependentă de concentrația de impurități. Cînd suprafața se inversează și se formează o joncțiune indusă de cîmp, regiunea golită de la suprafață atinge o lățime maximă. Această lățime maximă a regiunii golite de la suprafață este o funcție numai

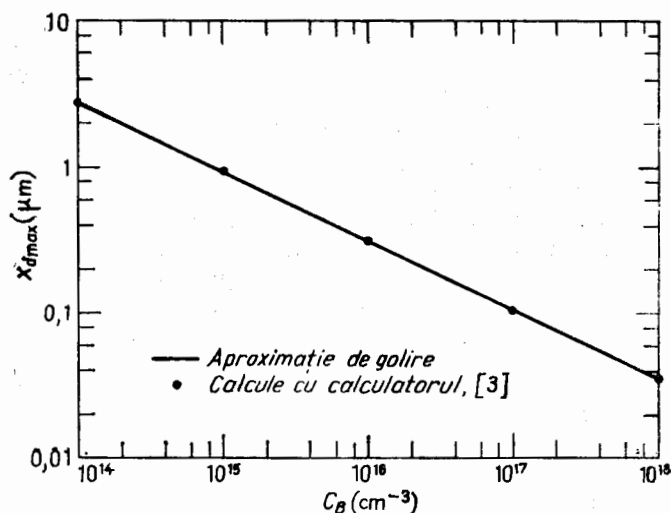


Fig. 9.6. Lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață în funcție de concentrația de impurități din substrat.

de concentrația de impurități, la fel cum lățimea regiunii golite a unei joncțiuni abrupte, asimetrice, pentru tensiune aplicată nulă este o funcție numai de concentrația de impurități a substratului. Relația între $x_{d\max}$ și concentrația de impurități, determinată atât din aproximația de golire cît și din calcule numerice, este indicată în figura 9.6.

O mărime importantă este sarcina, pe unitatea de arie, conținută în regiunea golită de la suprafață la și după producerea inversiei puternice, dată de

$$Q_B = -qN_A x_{d\max}, \quad (9.8)$$

pentru un semiconductor de tip p . Corespunzător cu relația 9.2 sarcina totală din siliciu după apariția inversiei puternice este dată de

$$Q_s = Q_n + Q_B, \quad (9.9)$$

sau

$$Q_n = Q_s - Q_B. \quad (9.10)$$

Această relație este reprezentată în figura 9.7 pentru trei concentrații diferite ale substratului, comparându-se din nou rezultatele date de aproximația de golire cu cele date de calcule numerice exacte. Concordanța

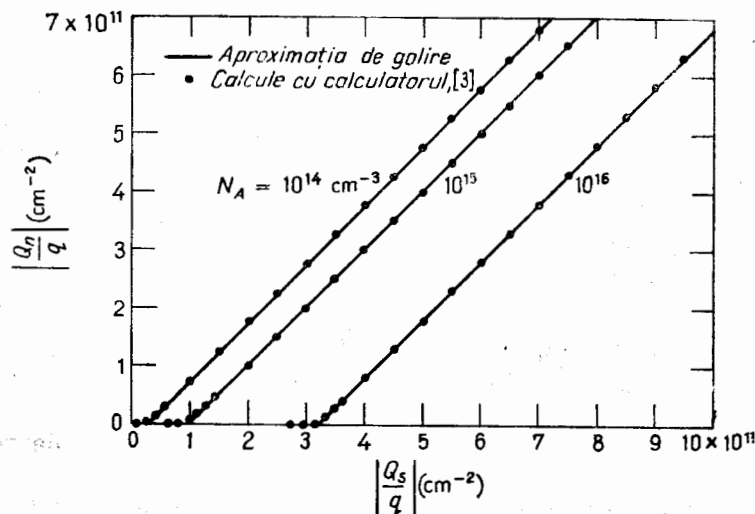


Fig. 9.7. Valoarea sarcinii de purtători minoritari din stratul de inversie în funcție de valoarea totală a sarcinii indusă în semiconductor.

din această figură, ca și din figurile anterioare demonstrează că aproximația de golire asigură o descriere excelentă a regiunii de sarcină spațială de la suprafață în situațiile de golire și inversie.

9.2. STRUCTURA MIS (SAU MOS) IDEALĂ

a. Caracteristicile capacitate-tensiune

În absența oricărui potențial de contact sau diferențe de lucru de ieșire între metal și semiconductor (acestea se vor discuta în paragraful 9.3), tensiunea aplicată de poartă se împarte între căderea de tensiune pe oxid și căderea de tensiune pe semiconductor. Deci,

$$V_G = V_o + \Phi_s, \quad (9.11)$$

unde V_o și Φ_s reprezintă variația potențialului în oxid, respectiv în semiconductor.

În absența oricărei sarcini localizate la interfața dintre oxid și semiconductor, din legea lui Gauss rezultă continuitatea componentei normale a inducției electrice la interfață

$$K_o \mathcal{E}_o = K_s \mathcal{E}_s. \quad (9.12)$$

Dacă nu există sarcini în oxid, cîmpul electric în oxid este uniform și dat de relația

$$\mathcal{E}_o = \frac{V_o}{x_o}, \quad (9.13)$$

unde x_o este grosimea oxidului. Cîmpul electric la suprafața siliciului, conform legii lui Gauss, este

$$\mathcal{E}_s = -\frac{Q_s}{K_s \varepsilon_0}. \quad (9.14)$$

Combinarea acestor trei relații permite scrierea căderii de tensiune pe oxid :

$$V_o = -\frac{x_o}{K_o \varepsilon_0} Q_s = -\frac{Q_s}{C_o} \quad (9.15)$$

unde $C_o = K_o \varepsilon_0 / x_o$ este capacitatea pe unitatea de arie a stratului de oxid.

Tensiunea de poartă este legată deci de caracteristicile regiunii de sarcină spațială de la suprafață prin relația

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s. \quad (9.16)$$

Parametrul electric cel mai simplu de măsurat al unei structuri MOS este capacitatea la semnal mic. Dacă Q_G este sarcina pe unitatea de arie a porții, capacitatea la semnal mic a structurii va fi dată de

$$C \equiv \frac{dQ_G}{dV_G} = -\frac{dQ_s}{dV_G} = -\frac{dQ_s}{-\frac{dQ_s}{C_o} + d\Phi_s}, \quad (9.17)$$

sau

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_s}} \quad (9.18)$$

unde

$$C_s = - \frac{dQ_s}{d\Phi_s} = \frac{K_s \epsilon_0}{x_d} \quad (9.19)$$

este capacitatea pe unitatea de arie a regiunii de sarcină spațială din semiconductor de la suprafață. Deci capacitatea unei structuri MOS este dată de combinația serie a capacităților C_o și C_s . Eliminînd x_d , se obține expresia pentru capacitatea unei structuri MOS

$$\frac{C}{C_o} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2K_o^2 \epsilon_0}{qN_A K_s x_o^2} V_G}} \quad (9.20)$$

care indică o scădere a capacității cu rădăcina pătrată a tensiunii de poartă, *atît timp cît suprafața este golită*.

Cînd tensiunea de poartă este zero sau negativă, nu există regiune golită. Rezultă deci că aproximația de golire și implicit și formula de mai sus își pierd semnificația. Totuși valoarea capacității se poate obține ușor considerînd că atunci cînd la suprafață există o regiune de acumulare, semiconductorul se comportă numai ca o rezistență în serie cu capacitatea oxidului. Deci capacitatea măsurată va fi dată numai de C_o .

În cealaltă extremă, după ce apare inversia puternică, lățimea regiunii golite nu mai crește o dată cu creșterea tensiunii de poartă. Aceasta se va întîmpla pentru o tensiune de poartă corespunzătoare unei sarcini (pe unitatea de arie) induse în siliciu Q_B și unei valori a potențialului la suprafață $\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_F$. Înlocuirea acestor cantități în relația 9.16 conduce la valoarea tensiunii de poartă pentru care apare inversia puternică, numită *tensiune de prag (de deschidere)* pentru motive ce vor deveni clare ulterior,

$$V_T = - \frac{Q_B}{C_o} + \Phi_s(\text{inv}). \quad (9.21)$$

Astfel capacitatea atinge o valoare limită, rămînînd constantă la valoarea dată de relația 9.20, în care se înlocuiește $V_G = V_T$.

Caracteristica capacitate-tensiune a unei structuri metal-oxid-semiconductor particulare obținută atât prin intermediul aproximației de golire, cât și al calculelor exacte cu calculatorul, este ilustrată în figura 9.8. Aproximația de golire pune în evidență toate caracteristicile ce rezultă din teoria mult mai exactă.

Trebuie menționat că deși în tratarea de pînă acum s-a utilizat un substrat de tip p , toate considerațiile anterioare sînt valabile și pentru sub-

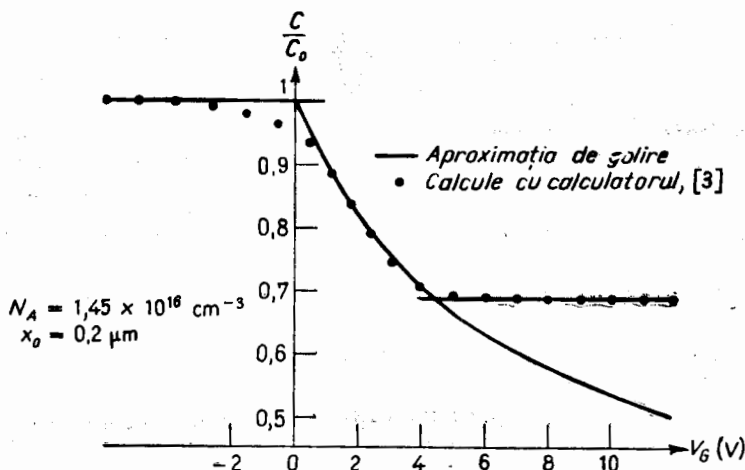


Fig. 9.8. Caracteristica capacitate-tensiune pentru o structură MOS.

stratul de tip n , cu condiția modificării corespunzătoare a simbolurilor (de exemplu Q_n în Q_p) și a semnelor. În particular, caracteristicile capacitate-tensiune vor avea o formă identică, dar vor fi imaginea în oglindă a uneia față de cealaltă.

Tabelul 9.1, de la sfîrșitul capitolului, rezumă cele mai importante formule, care apar în analiza regiunilor de sarcină spațială de la suprafață, atât pentru semiconductoare de tip n cit și de tip p .

b. Efecte de frecvență

În calculele anterioare ale capacității s-a presupus că la o variație a tensiunii de poartă, toată sarcina incrementală apare la marginea regiunii de golire. Această presupunere conduce la o formulă simplă pentru capacitatea regiunii de sarcină spațială a semiconductorului

$$C_s = - \frac{dQ_s}{d\Phi_s} = \frac{K_s \epsilon_0}{x_d}$$

Aceasta este de fapt ceea ce se întâmplă când frecvența semnalului de măsură a capacității este mare.

Dacă însă frecvența semnalului de măsură este suficient de joasă astfel ca viteza de recombinare-generare să poată urmări variația semnalului de măsură, atunci mecanismul de recombinare-generare va conduce la un schimb de sarcină cu stratul de inversie în ritmul semnalului de măsură. În acest caz valoarea măsurată a capacității va atinge valoarea capacității oxidului.

Pentru a se înțelege acest fapt mai bine, să considerăm ce se întâmplă când o tensiune pozitivă aplicată pe poarta structurii este crescută cu o valoare mică. Instantaneu, odată cu creșterea tensiunii, o sarcină negativă și mai mare este indusă în siliciu. La frecvențe înalte, golurile vor fi împinse afară din semiconductorul de tip p , iar lățimea regiunii golite va crește ușor, după cum se indică în figura 9.9 a .

Dacă, totuși, perechile electron-gol pot fi generate suficient de repede — adică înainte ca tensiunea de poartă să scadă din nou, golurile generate vor înlocui golurile împinse afară de la marginea regiunii golite, iar electronii generați vor apare în stratul de inversie. Astfel sarcina negativă incrementală obținută prin creșterea incrementală a tensiunii de poartă va apare la interfața oxid-siliciu, după cum se arată în figura 9.9 b , și ca urmare valoarea măsurată a capacității va fi cea a stratului de oxid C_o .

Din cele de mai sus rezultă că există o dependență de frecvență a caracteristicii capacitate-tensiune a unei structuri metal-oxid-semiconductor.

Determinări experimentale pentru o structură MOS, corespunzătoare calculelor date în figura 9.8 sînt indicate în figura 9.10, pentru diferite valori ale frecvenței semnalului de măsură. În concordanță cu discuția anterioară este evident că la frecvență joasă capacitatea atinge valoarea corespunzătoare capacității oxidului, la instalarea inversiei puternice.

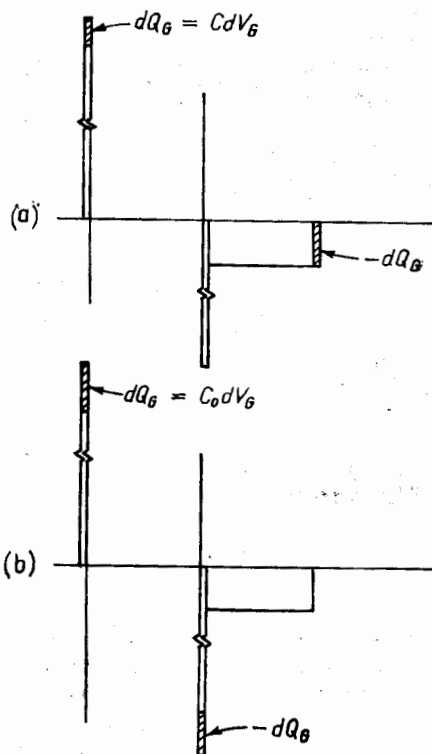


Fig. 9.9. Variația distribuției de sarcină pentru o structură MOS la (a) frecvențe înalte; (b) frecvențe joase.

Tranziția de la caracteristicile capacitate-tensiune de „întă frecvență” la cele de „joasă frecvență” se poate obține de asemenea pentru o frecvență dată a semnalului de măsură printr-o creștere a vitezei de recombinare-generare, de exemplu printr-o creștere a temperaturii sau prin iluminare, [3].

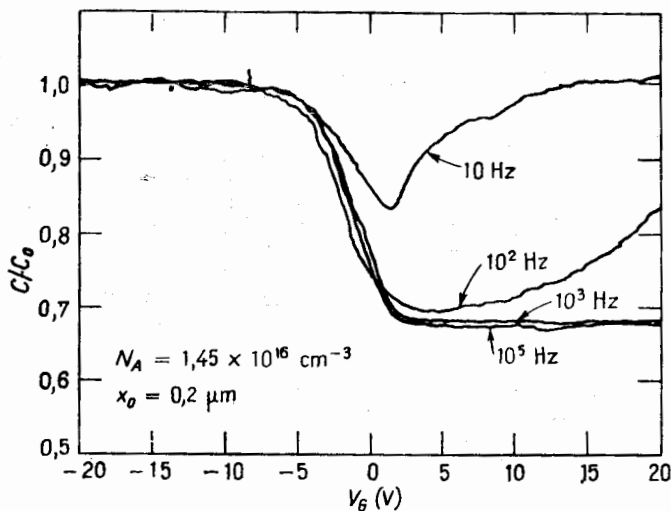


Fig. 9.10. Efectul frecvenței semnalului de măsură asupra caracteristicii capacitate-tensiune a structurii MOS, [5].

Caracteristici de tip „joasă frecvență” pot fi de asemenea observate la frecvențe relativ înalte datorită efectelor bidimensionale, cum ar fi existența unui strat de inversie și în afara suprafeței acoperite de poartă, [6]. Acest fenomen va fi discutat în capitolul 12. De asemenea la joncțiunile pn cu poartă și tranzistoarele cu efect de câmp de suprafață MOS, unde contactul la stratul de inversie este realizat prin intermediul unei joncțiuni metalurgice (vezi fig. 9.2), purtătorii minoritari pot fi furnizați stratului de inversie prin intermediul acestui contact exterior. Deci caracteristici de tip joasă-frecvență vor apărea la frecvențe de măsură mult mai mari, deoarece furnizarea de purtători minoritari nu mai depinde de procesul de recombinare-generare.

c. Conductanța canalului

O măsurătoare complementară foarte importantă se poate realiza utilizând structura de tranzistor cu efect de câmp de suprafață MOS, din figura 9.2c. Această măsurătoare se referă la conductanța unui strat de

inversie sau a canalului, indus de o tensiune de poartă pozitivă (în cazul substratului de tip p), conductanță dată de

$$g = \frac{Z}{L} \int_0^{x_i} \sigma(x) dx, \quad (9.22)$$

unde Z este lărgimea canalului conductor (pe o direcție normală la planul fig. 9.2), L este distanța care separă cele două regiuni n^+ , iar $\sigma(x)$ este conductivitatea stratului de inversie dată de

$$\sigma(x) = q\mu_n n(x). \quad (9.23)$$

Punctul $x = x_i$ indică distanța de la suprafață, unde semiconductorul este intrinsec. Conductanța canalului devine

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n Q_n \quad (9.24)$$

unde Q_n este densitatea de sarcină pe unitatea de arie, determinată de purtătorii mobili din stratul de inversie. Combinând relațiile 9.24 și 9.10 se obține

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n [Q_s - Q_B]. \quad (9.25)$$

Din relațiile 9.25, 9.16 și 9.21 rezultă

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T). \quad (9.26)$$

Deci, dacă mobilitatea electronilor μ_n este independentă de tensiunea de poartă prin reprezentarea conductanței în funcție de tensiunea de poartă trebuie să rezulte o linie dreaptă. Rezultatele experimentale sînt indicate în figura 9.11, împreună cu determinările corespunzătoare capacitate-tensiune.

Se observă că în concordanță cu discuția anterioară conductanța este într-adevăr proporțională cu mărimea $(V_G - V_T)$. Tensiunea la care

conductanța începe să crească este V_T , ceea ce explică de ce această tensiune este denumită tensiune de prag (sau de deschidere). Se observă că există o corespondență strinsă între apariția conductivității și creșterea valorii capacității.

Această deducere simplă a valorii conductivității canalului se aplică numai atunci când căderea de tensiune V între cele două regiuni n^+ este mică în

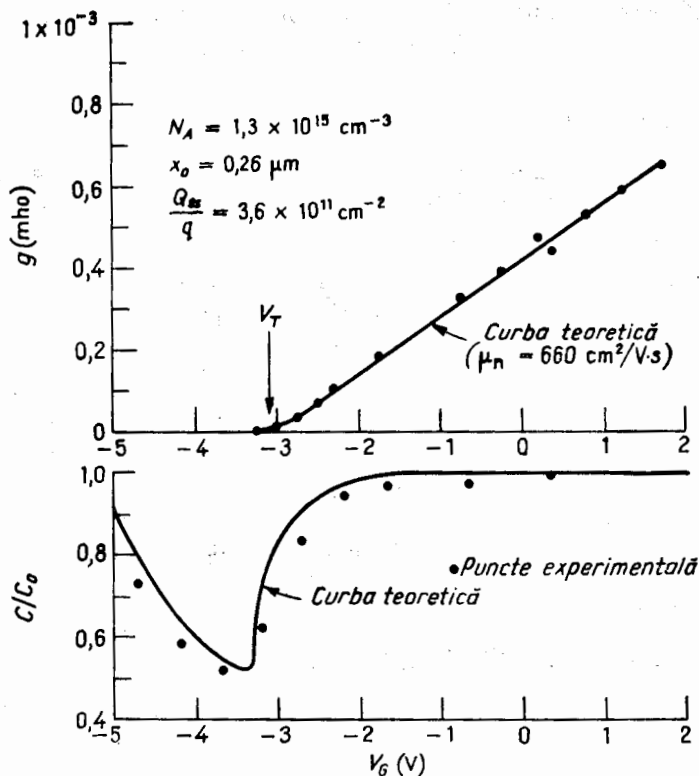


Fig. 9.11. Conductanța canalului și capacitatea porții pentru un tranzistor MOS, [3].

comparație cu $(V_g - V_T)$. Când această condiție nu se realizează — și acesta este cazul des întâlnit în funcționarea tranzistoarelor MOS — expresia conductanței canalului capătă o formă mult mai complicată. Acest caz va fi tratat detaliat în capitolul 11.

9.3. EFECTUL DIFERENȚEI DE LUCRU DE IEȘIRE, A SARCINILOR ȘI STĂRILOR ASUPRA CARACTERISTICILOR STRUCTURII MOS

a. Diferența de lucru de ieșire

Energia electronului la nivelul Fermi este în general diferită în metalul și în semiconductorul structurii MOS. O astfel de diferență energetică se exprimă uzual ca o *diferență în lucrul de ieșire*, care este energia necesară pentru scoaterea unui electron de la nivelul Fermi — într-un material dat — în vid. Cînd metalul unei structuri MOS este scurtcircuitat la semiconductor, electronii vor trece din metal în semiconductor sau invers, pînă cînd se creează între metal și semiconductor o diferență de potențial care contrabalansează diferența de lucru de ieșire. Cînd se atinge echilibrul, nivelul Fermi în metal coincide cu nivelul Fermi din semiconductor.

Ca urmare va exista o variație a potențialului electrostatic de la o regiune la alta, după cum se indică în figura 9.12a pentru cazul structurii

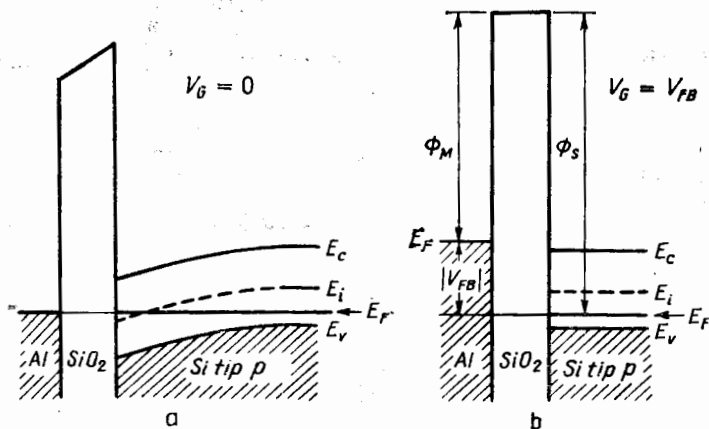


Fig. 9.12. Efectul diferenței de lucru de ieșire metal-semiconductor asupra distribuției de potențial dintr-o structură MOS

- (a) Situația pentru $V_G = 0$.
- (b) Situația de benzi netede.

aluminiiu-bioxid de siliciu — siliciu de tip p . În această figură se indică și banda de conducție a oxidului.

Energia necesară pentru deplasarea unui electron, de la nivelul Fermi al metalului în banda de conducție a oxidului se numește *bariera de energie metal-oxid*. Energia necesară pentru a deplasa un electron din banda

de valență a siliciului în banda de conducție a oxidului se numește *bariera de energie siliciu-oxid*. Aceste bariere de energie care sînt legate de lucrul de ieșire respectiv, modificat de prezența oxidului, pot fi măsurate independent prin iluminarea structurii MOS cu lumină cu o frecvență crescătoare pînă cînd energia fotonilor va fi suficientă pentru a excita electroni în banda de conducție a oxidului, rezultînd prin aceasta o conducție electronică între metal și semiconductor. Barierele de energie în sistemul MOS sînt tratate ulterior în capitolul 12.

Pentru a determina efectul diferenței de lucru de ieșire asupra caracteristicilor structurii MOS cel mai simplu este să se considere condițiile în care o tensiune de valoare suficientă se aplică pe poartă pentru a contrabalansa diferența de lucru de ieșire, menținînd în semiconductor situația de benzi netede, după cum se indică în figura 9.12b.

Tensiunea de poartă necesară pentru a produce situația de benzi netede se numește *tensiune de benzi netede* * și se notează cu V_{FB} .

Evident tensiunea de benzi netede este egală cu diferența dintre valorile lucrului de ieșire modificate, indicate în figura 9.12b,

$$V_{BF} = \Phi_M - \Phi_S \equiv \Phi_{MS}. \quad (9.27)$$

Rolul tensiunii de benzi netede în caracteristicile structurilor MOS se va discuta ulterior în cursul acestui paragraf.

b. Sarcini în izolant

Fie o sarcină cu o densitate de suprafață Q în izolantul unei structuri metal-oxid-semiconductor, după cum se indică în figura 9.13. Cînd tensiunea de poartă este nulă (vezi fig. 9.13a), această sarcină induce o sarcină imagine, parțial în metal, parțial în semiconductor. Distribuția de cîmp electric rezultantă se indică în partea de jos a figurii 9.13a, neglijîndu-se diferența de lucru de ieșire și variația potențialului electrostatic în semiconductor.

Cu scopul de a realiza situația de benzi netede (adică nu există sarcină indusă în semiconductor), se aplică pe metalul porții o tensiune negativă, după cum se indică în figura 9.13b. Pe măsura creșterii tensiunii negative, pe poartă se plasează tot mai multe sarcini negative și prin aceasta distribuția cîmpului electric se deplasează în jos pînă cînd cîmpul electric la suprafața siliciului devine zero.

* În limba engleză *flat-band voltage* (N. T.).

În această situație aria de sub curba de distribuție a cîmpului electric este chiar tensiunea de benzi netede, V_{FB} . Pe baza acestei figuri și a ecuației lui Poisson, V_{FB} este dat de

$$V_{FB} = -\frac{xQ}{K_o\epsilon_o} = -\frac{x}{x_o} \frac{Q}{C_o}; \quad (9.28)$$

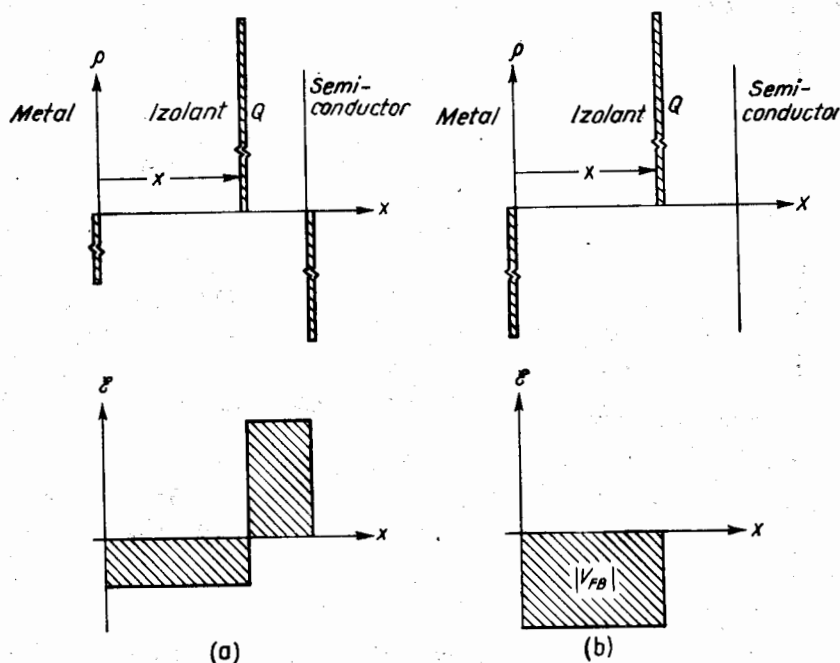


Fig. 9.13. Efectul unei sarcini din izolanț cu densitatea de suprafață Q .

(a) Situația pentru $V_G = 0$.

(b) Situația de benzi netede.

Deci tensiunea de benzi netede nu depinde numai de densitatea de suprafață Q ci și de localizarea ei în izolanț. Când sarcina Q se află în apropierea metalului ea nu induce sarcini imagine în siliciu și prin urmare nu exercită nici o influență asupra suprafeței semiconductorului. În extrema cealaltă când sarcina Q este localizată lângă semiconductor, ea exercită o influență maximă și determină o tensiune de benzi netede de valoare

$$V_{FB} = -\frac{x_o Q}{K_o\epsilon_o} = -\frac{Q}{C_o}. \quad (9.29)$$

În capitolul 12 se va arăta că astfel de sarcini distribuite superficial sînt într-adevăr asociate interfeței siliciu-bioxid de siliciu, densitatea lor notîndu-se cu Q_{ss} .

Cazul mult mai general al unei distribuții de sarcină arbitrare în izolant este ilustrat în figura 9.14, pentru situația de benzi netede. Se poate

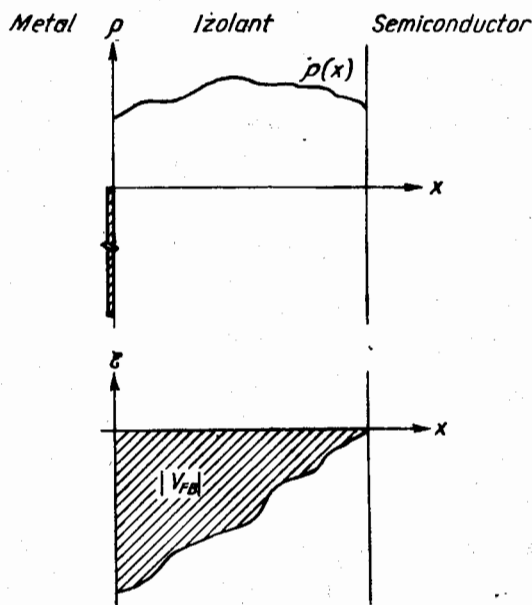


Fig. 9.14. Efectul unei distribuții arbitrare de sarcină spațială în izolant. (Situația de benzi netede).

arăta, prin superpoziția efectelor unor densități de suprafață a unor sarcini individuale, că tensiunea de benzi netede corespunzătoare este dată de

$$V_{FB} = -\frac{1}{C_0} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx. \quad (9.30)$$

Astfel de sarcini spațiale în izolant pot fi datorate mai multor cauze cum ar fi contaminarea ionică sau trapele ionizate rezultate în urma expunerii la radiații ionizante. Ambele cauze se vor discuta detaliat în capitolul 12.

Sarcina spațială sau sarcinile de la interfață din izolant și diferența de lucru de ieșire metal-semiconductor determină o translație a punctului de realizare a situației de benzi netede $V_g = 0$, în lungul axei tensiunii.

Observații experimentale asupra deplasării tensiunii de benzi netede sînt date în figura 9.15.

Se observă că întreaga caracteristică capacitate-tensiune este translatată de-a lungul axei tensiunii cu aceeași valoare ca și punctul în care se realizează condiția de benzi netede.

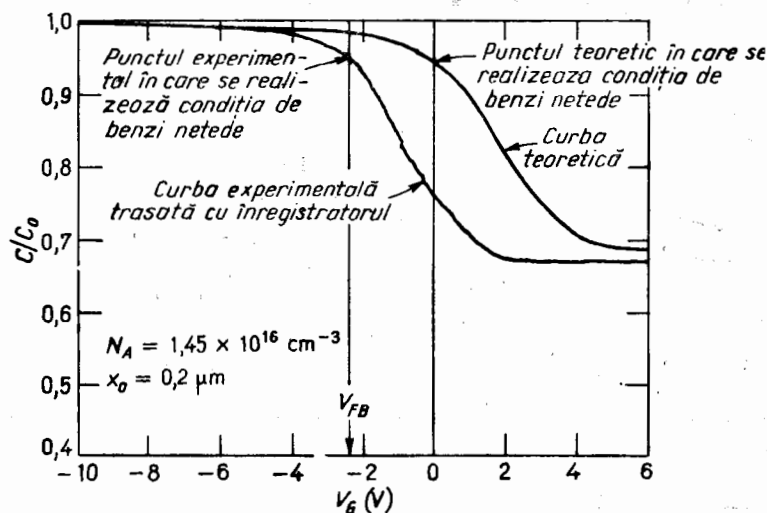


Fig. 9.15. Efectul combinat al diferenței de lucru de ieșire metal-semiconductor și al sarcinilor din oxid asupra caracteristicii capacitate-tensiune a structurii MOS, [3].

Translația *totală* a tensiunii de benzi netede sau a oricărui punct bine definit pe caracteristica capacitate-tensiune (sau, alternativ pe caracteristica conductanța canalului în funcție de tensiunea de poartă) va fi dată de

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ss}}{C_o} - \frac{1}{C_o} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx. \quad (9.31)$$

Rezultă că o comparație directă între teorie și determinările experimentale este posibilă prin trasarea curbelor experimentale în funcție de $(V_G - V_{FB})$ în loc de V_G .

În figurile 9.16 și 9.17 sînt prezentate în acest fel date experimentale pentru siliciu oxidat termic.

Aceste date experimentale arată efectul concentrației de impurități a substratului și al grosimii oxidului asupra formei caracteristicii în com-

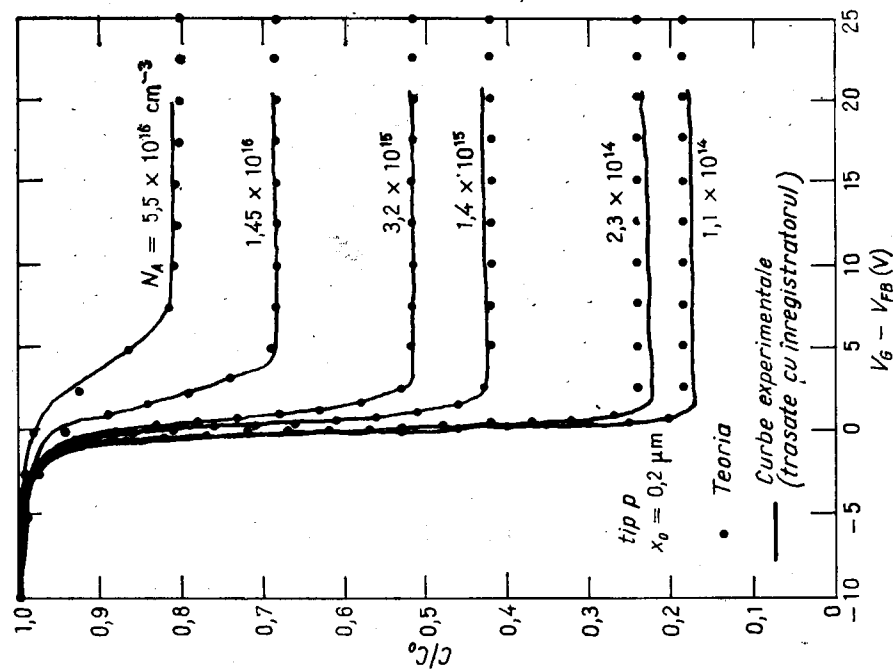


Fig. 9.16. Efectul concentrației de impurități a substratului asupra caracteristicii capacitate-tensiune a structurii MOS, [3].

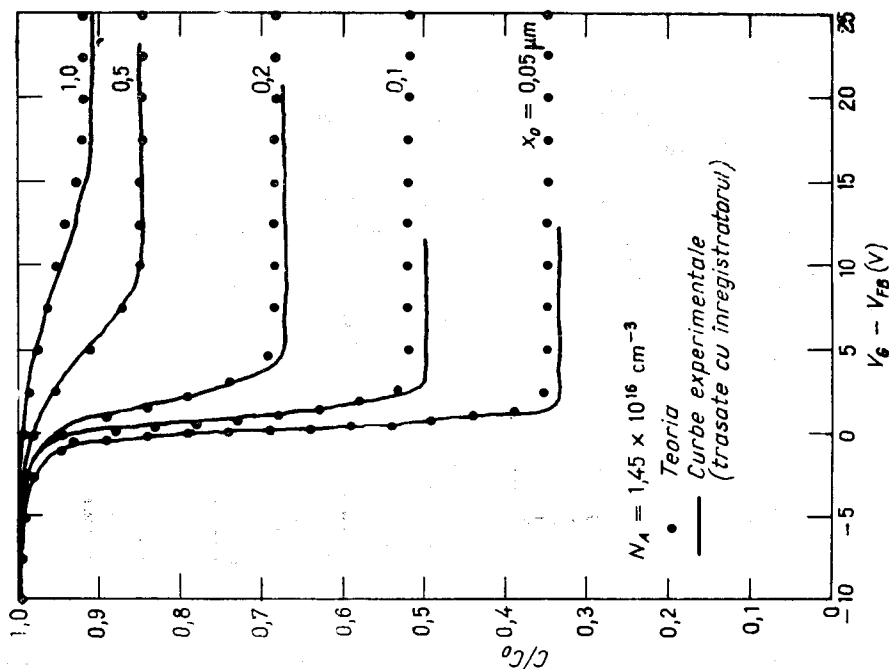


Fig. 9.17. Efectul grosimii oxidului asupra caracteristicii capacitate-tensiune a structurii MOS, [3].

parație cu calculele teoretice exacte. Este evident că o translație uniformă pe axa tensiunii determină o concordanță foarte bună între teorie și experiment în toate cazurile.

c. Stări de suprafață

În figura 9.3 s-a arătat că prin aplicarea unui potențial pe poarta unei structuri MOS va rezulta o deplasare față de nivelul Fermi a benzilor de energie în apropierea suprafeței. Dacă există stări în banda interzisă,

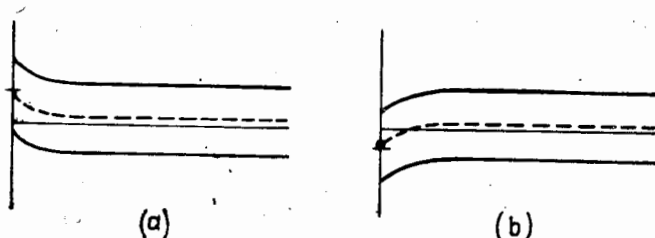


Fig. 9.18. Starea de încărcare a unei distribuții particulare de stări de suprafață rapide, cu energia apropiată de mijlocul benzii interzise, în funcție de variația potențialului de suprafață.

(a) Acumulare la suprafață: stările sînt neocupate;
(b) Inversie la suprafață: stările sînt ocupate.

concentrate la suprafață — la fel ca centrii de recombinare-generare discutați în capitolul 5 — probabilitatea de ocupare a acestor stări de suprafață se va schimba ca urmare a variațiilor în curbarea benzilor. Aceasta se întâmplă deoarece o dată cu mișcarea la suprafață a benzilor în sus și în jos distanța dintre nivelul energetic al stării respective față de nivelul Fermi se schimbă. Acest efect este ilustrat în figura 9.18 unde se indică starea de încărcare a unei stări de suprafață, cu nivelul de energie apropiat de mijlocul benzii interzise.

Cînd la suprafață există o regiune de acumulare, aceste stări se depărtează de nivelul Fermi, probabilitatea lor de ocupare cu electroni devenind mai mică. Multe din aceste stări vor fi neocupate.

Cînd la suprafață există o regiune golită sau de inversie, stările sînt împinse sub nivelul Fermi, probabilitatea lor de ocupare cu electroni atinge unitatea.

Tradițional, astfel de stări a căror sarcină poate fi schimbată ușor cu semiconductorul se numesc *stări de suprafață rapide*.

Sarcina din stările de suprafață se va modifica în funcție de curbarea benzilor (sau de valoarea potențialului la suprafață Φ_s). Propriu acestei modificări, caracteristica capacitate-tensiune sau conductanță-tensiune va fi deplasată, față de caracteristica teoretică cu o valoare care variază ea însăși cu potențialul de la suprafață.

Consecința poate fi apariția fie a unor trepte, fie a unor deformări ale caracteristicii, sau prin cazul unui continuum de stări în banda interzisă o distorsionare treptată a caracteristicii. O ilustrare experimentală a

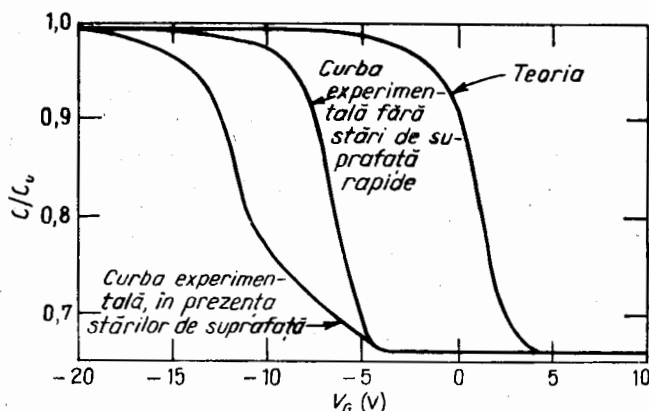


Fig. 9.19. Efectul stărilor de suprafață rapide asupra caracteristicii capacitate-tensiune a structurii MOS, [7].

efectului stărilor rapide de suprafață asupra caracteristicilor structurii MOS este dată în figura 9.19.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

O tratare mult mai cuprinzătoare a teoriei suprafețelor semiconductoare împreună cu o bibliografie a lucrărilor de început poate fi găsită în A. Many, Y. Goldstein și N. B. Grover, *Semiconductor Surfaces*, Wiley, 1965.

BIBLIOGRAFIE

1. Structura MOS a fost la început propusă ca o capacitate dependentă de tensiune de către J. L. Moll "Variable Capacitance with Large Capacity Change", Wescon Convention Record, partea a III-a, p. 32 (1959) și de către W. G. Pfann și C. G. B. Garrett, "Semiconductor Varactors Using Surface Space-Charge Layers", *Proc. IRE*, **47**, 2011 (1959); Caracteristicile ei au fost apoi analizate detaliat de către D. R. Frankl, "Some Effects of Material Parameters on the Design of Surface Space-Charge Varactors", *Solid State Electron.*, **2**, 71 (1961) și de către R. Lindner, "Semiconductor Surface Varactor", *Bell System Tech. J.*, **41**, 803 (1962). Ea a fost folosită prima oară în studiul suprafețelor oxidate termic de L. M. Terman, "An Investigation of Surface States at a Silicon/Silicon Dioxide Interface Employing Metal-Oxide-Silicon Diodes", *Solid-State Electron.*, **5**, 285 (1962); și de către K. Lehovec și A. Slobodskoy, "Field Effect-Capacitance Analysis of Surface States on Silicon", *Phys. Stat. Solidi*, **3**, 447 (1963).

2. Teoria regiunilor de sarcină spațială de la suprafață a fost dezvoltată de către W. L. Brown, "N-type Surface Conductivity on P-type Germanium", *Phys. Rev.*, **91**, 518 (1953); C. G. B. Garrett și W. H. Brattain "Physical Theory of Semiconductor Surfaces", *Phys. Rev.* **99**, 376 (1955); R. H. Kingston și S. F. Neustadter, "Calculation of the Space Charge, Electric Field, and Free Carrier Concentration at the Surface of a Semiconductor", *J. Appl. Phys.*, **26**, 718 (1955).
3. A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow, și C. T. Sah, "Investigation of Thermally Oxidized Silicon Surfaces Using Metal-Oxide-Semiconductor Structures", *Solid-State Electron.*, **8**, 145 (1965).
4. C. E. Young, "Extended Curves of the Space Charge, Electric Field, and Free Carrier Concentration at the Surface of a Semiconductor, and Curves of the Electrostatic Potential Inside a Semiconductor", *J. Appl. Phys.*, **32**, 329 (1961).
5. A. S. Grove, E. H. Snow, B. E. Deal, și C. T. Sah, "Simple Physical Model for the Space-Charge Capacitance of Metal-Oxide-Semiconductor Structures", *J. Appl. Phys.* **35**, 2458 (1964).
6. E. H. Nicollian și A. Goetzberger, "Lateral AC Current Flow Model for Metal-Insulator-Semiconductor Capacitors", *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-12, 108 (1965); S. R. Hofstein și G. Warfield, "Physical Limitations on the Frequency Response of a Semiconductor Surface Inversion Layer", *Solid-State Electron.*, **8**, 321 (1965).
7. B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove, și E. H. Snow, "Characteristics of the Surface-State Charge (Q_{ss}) of Thermally Oxidized Silicon", *J. Electrochem. Society*, **114**, (martie 1967).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 9.1. Să se verifice expresia 9.19, dată pentru capacitatea regiunii de sarcină spațială de la suprafața unui semiconductor.
- 9.2. Să se determine o expresie pentru cimpul la suprafața semiconductorului astfel ca :
 - (a) suprafața să fie exact intrinsecă ;
 - (b) să se producă inversia puternică.
- 9.3. Să se calculeze și să se traseze grafic :
 - (a) sarcina în semiconductor ;
 - (b) cimpul la suprafață ;
 - (c) potențialul la suprafață,
 la instalarea inversiei puternice, în funcție de concentrația de impurități în semiconductor.
- 9.4. Să se găsească o relație care să dea dependența de temperatură a tensiunii de prag a unei structuri MOS.
- 9.5. (a) Să se determine o expresie pentru raportul dintre capacitatea minimă la înaltă frecvență C_{min} și capacitatea oxidului C_o , la o structură MOS în funcție de grosimea oxidului și concentrația de impurități din substrat.
 (b) Concentrația de impurități în siliciu într-o regiune de lângă interfața oxid-siliciu poate diferi de concentrația din substrat departe de interfață. În acest caz, care concentrație de impurități se determină din raportul C_{min}/C_o .
- 9.6. Un calcul exact al capacității C a unei structuri MOS, în cazul condiției de benzi netede arată că ea este mai mică decât capacitatea oxidului C_o (vezi, de exemplu, fig. 9.8). Să se dea o explicație fizică pentru acest fapt.
- 9.7. Să se determine frecvența de tranziție între caracteristica curent-tensiune de tip „de joasă frecvență” și cea de tip „de înaltă frecvență” prin egalarea vitezei de generare din regiunea golită de la suprafață cu curentul de încărcare.
- 9.8. S-a arătat că tensiunea de benzi netede V_{FB} depinde atât de diferența de lucru de ieșire metal-semiconductor cât și de densitatea sarcinii de la suprafață. Să se indice o metodă prin care se pot determina acești doi factori din măsurători ale tensiunii de benzi netede ale capacităților MOS având diferite grosimi ale oxidului.

- 9.9. Să se calculeze modificarea tensiunii de benzi netede, corespunzătoare următoarelor cazuri :
- (a) sarcină pozitivă uniform distribuită în oxid;
 - (b) o distribuție triunghiulară, care este mare lângă metal și zero lângă siliciu;
 - (c) o distribuție triunghiulară, care este mare lângă siliciu și zero lângă metal.
- În toate cele trei cazuri se presupune densitatea totală de ioni de 10^{12} cm^{-2} și un oxid gros de $0,2 \mu\text{m}$.
- 9.10. Să se determine sarcina pe unitatea de arie Q_{st} din stările de suprafață rapide în funcție de potențialul la suprafață pentru :
- (a) centre cu un singur nivel, localizat la $E_t = E_i$, cu o densitate $N_{st} (\text{cm}^{-2})$;
 - (b) centre uniform distribuite în energie, în toată banda interzisă cu o densitate $D_{st} (\text{cm}^{-2} \text{ eV}^{-1})$.
- Se va presupune că stările de suprafață sint de tip acceptor, adică negative cînd sint ocupate de un electron, altfel fiind neutre.
- 9.11. Să se determine caracteristica capacitate-tensiune a unei structuri MOS în prezența stărilor de suprafață rapide care introduc în banda interzisă fie un singur nivel fie o densitate uniformă de stări după cum se descrie în problema 9.10.

Tabelul 9.1

FORMULE IMPORTANTE PENTRU REGIUNILE DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ

		semiconductor de tip p	semiconductor de tip n
Sarcina pe unitatea de arie în semiconductor	înainte de inversia puternică	$Q_s = -qN_A x_d$	$Q_s = qN_D x_d$
	după inversia puternică	$Q_s = Q_n + Q_B$	$Q_s = Q_p + Q_B$
Potențialul la suprafață, la instalarea inversiei puternice, la echilibru termic *		$\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_{Fp} > 0$	$\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_{Fn} < 0$
Lățimea maximă a regiunii golițe de la suprafață		$x_{d\max} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 \Phi_s(\text{inv})}{qN_A}}$	$x_{d\max} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 \Phi_s(\text{inv}) }{qN_D}}$
Sarcina pe unitatea de arie în regiunea goliță, după instalarea inversiei puternice		$Q_B = -qN_A x_{d\max} =$ $= -\sqrt{2K_s \epsilon_0 qN_A \Phi_s(\text{inv})}$	$Q_B = qN_D x_{d\max} =$ $= \sqrt{2K_s \epsilon_0 qN_D \Phi_s(\text{inv}) }$
Tensiunea de prag a structurii MIS		$V_T - V_{FB} = \frac{Q_B}{C_o} +$ $+ \Phi_s(\text{inv}) > 0$	$V_T - V_{FB} = -\frac{Q_B}{C_o} +$ $+ \Phi_s(\text{inv}) < 0$
Conductanța stratului de inversie		$g = -\frac{Z}{L} \mu_n Q_n =$ $= \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T)$ pentru $V_G > V_T$	$g = \frac{Z}{L} \mu_p Q_p =$ $= -\frac{Z}{L} \mu_p C_o (V_G - V_T)$ pentru $ V_G > V_T $

* În condiții de neechilibru, $\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_{Fp} + V_J$ și $\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_{Fn} + V_J$ pentru semiconductori de tip p respectiv n (vezi cap. 10).

- CARACTERISTICILE REGIUNII DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ — CAZUL DE NEECHILIBRU
- STRUCTURA DE DIODĂ CU POARTĂ
- RECOMBINAREA ȘI GENERAREA ÎN REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ
- JONCȚIUNI INDUSE DE CÎMP ȘI CURENȚI DE TIP CANAL
- EFECTE DE SUPRAFAȚĂ ASUPRA TENSIUNII DE STRĂPUNGERE A JONCȚIUNII

10

Efecte de suprafață asupra joncțiunilor pn

Probabil că principalul motiv care a determinat studierea proprietăților suprafețelor semiconductorilor a fost acela că efectele de suprafață pot domina caracteristicile joncțiunilor pn și ale tranzistoarelor. În capitolul 9 s-a arătat cum se poate utiliza capacitatea metal-izolator-semiconductor pentru studierea caracteristicilor regiunilor de sarcină spațială de la suprafață. În acest capitol se va arăta cum pot afecta regiunile de sarcină spațială de la suprafață, caracteristicile joncțiunilor pn .

Se începe cu o extindere a teoriei regiunilor de sarcină spațială de la suprafață pentru condiții de neechilibru, așa cum se întâlnește în vecinătatea joncțiunilor pn polarizate. În continuare se determină caracteristicile structurii de diodă cu poartă care ia locul structurii metal-izolator-semiconductor ca mijloc principal de investigare experimentală. Apoi se consideră procesele de recombinare-generare care au loc în regiunea de sarcină spațială de la suprafață și influența lor asupra factorului de amplificare în curent al tranzistoarelor. După aceasta se studiază fenomenele de străpungere asociate joncțiunilor induse de cîmp, arătîndu-se cum pot ele conduce la modificări catastrofice atât ale curentului invers al diodelor cît și ale factorului de amplificare în curent al tranzistoarelor. În final se discută cum pot influența cîmpurile de la suprafață tensiunile de străpungere ale joncțiunilor planare.

10.1. CARACTERISTICILE REGIUNILOR DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ — CAZUL NEECHILIBRULUI TERMIC, [1]

Deși structura de diodă cu poartă prezentată în figura 10.1a se referă la o diodă realizată într-un substrat de tip p , tratarea care urmează este valabilă și pentru dioda realizată într-un substrat de tip p prin modificări corespunzătoare asupra semnului tensiunilor aplicate.

În tratarea care urmează toate tensiunile aplicate se socotesc față de substrat, care se consideră la potențial zero (la masă). Pentru simplitate, regiunea n se presupune mult mai puternic dopată cu impurități decât substratul. Situația de la suprafața a substratului, din regiunea marcată cu linie punctată în figura 10.1a, se examinează la început pentru diferite valori ale tensiunii de poartă V_G și ale tensiunii inverse de polarizare a joncțiunii, V_R , presupunând absența stărilor de suprafață și a dife-

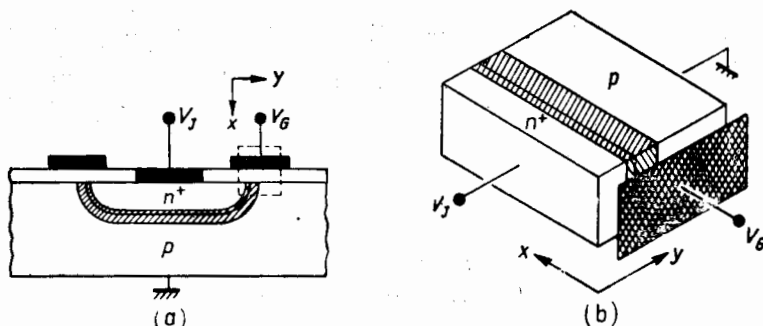


Fig. 10.1 :

(a) Structura de diodă cu poartă.

(b) Reprezentarea idealizată a porțiunii de suprafață încadrată cu linie punctată în (a), [1].

renței de lucru de ieșire. Regiunea marcată cu linie punctată este reprezentată într-o formă mult idealizată în figura 10.1b.

Joncțiunea idealizată și benzile de energie corespunzătoare condițiilor de echilibru termic (adică tensiunea aplicată joncțiunii, $V_J = 0$) sînt prezentate în figura 10.2.

În această reprezentare a benzilor de energie, energia electronului așa cum este ea dată de banda de conducție și banda de valență — este o funcție de două variabile x și y , corespunzătoare axelor din figura 10.1. În absența cîmpurilor de la suprafață nu apare nici o variație a benzilor de energie pe direcția x . Singura variație care apare este numai pe direcția y și este determinată de diferența internă de potențial, Φ_B , a joncțiunii pn , după cum se vede în figura 10.2a.

Prin aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă, suficient de mare, $V_G > V_T$, banda de conducție — la suprafață — este adusă aproape de nivelul Fermi, iar pe suprafața regiunii p se formează o regiune de inversie (V_T , tensiunea de prag, este tensiunea de poartă necesară pentru a se obține inversia suprafeței în regiunea de tip p). Aspectul benzilor de energie, corespunzător acestui caz, este ilustrat în figura 10.2b.

Între stratul de inversie de tip n și substratul de tip p se formează astfel o joncțiune indusă de cîmp. Deoarece pe această joncțiune nu se aplică nici o polarizare ea este la echilibru și este caracterizată de același nivel Fermi ca și joncțiunea metalurgică. Regiunea de sarcină spațială

de la suprafață este descrisă în aceste condiții de teoria pentru cazul echilibrului termic discutată în capitolul anterior.

Este util să se recapituleze două din aspectele teoriei pentru cazul echilibrului termic a regiunilor de sarcină spațială de la suprafață. Primul — faptul că mărimea curbării totale a benzilor energetice, indicată de potențialul de la suprafață, Φ_s — este limitată la o valoare cu puțin mai mică

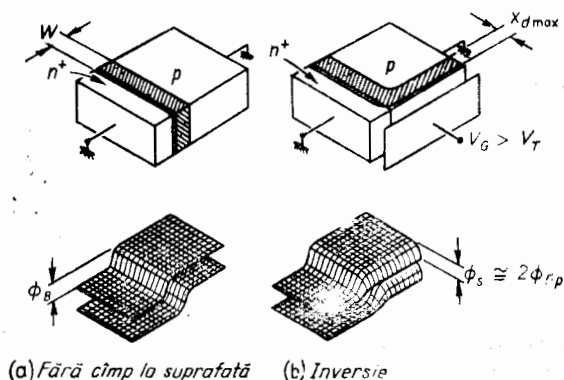


Fig. 10.2. Juncțiunea pn sub influența câmpului de la suprafață — cazul de echilibru ($V_J = 0$), [1].

decît banda interzisă a semiconductorului, adică de aproximativ 1 volt pentru cazul Si. Mai exact Φ_s care corespunde inversiei puternice este dat cu bună aproximație de $\Phi_s(\text{inv}) = 2\Phi_{Fp}$ unde Φ_{Fp} este potențialul Fermi al substratului. Această valoare este „diferența de potențial internă” a joncțiunii induse de câmp. Al doilea aspect este acela că lățimea x_d a regiunii golite de la suprafață crește la început o dată cu creșterea tensiunii V_G , atîngînd apoi o valoare maximă $x_{d\text{max}}$, cînd la suprafață apare inversia. Această valoare a lățimii regiunii golite corespunde lățimii regiunii de sarcină spațială a joncțiunii induse de câmp pentru o polarizare nulă.

În figura 10.3 se ilustrează condițiile de neechilibru care există cînd o polarizare inversă, V_R , este aplicată joncțiunii. Figura 10.3a prezintă cazul absenței cîmpurilor de la suprafață. În figura 10.3b se arată cazul în care pe poartă se aplică o tensiune pozitivă, însă insuficient de mare pentru a forma la suprafața regiunii de tip p un strat de inversie. Acest lucru este indicat de faptul că $V_G < V_T(V_R)$, unde $V_T(V_R)$ este tensiunea de poartă necesară pentru a realiza inversia la suprafață a regiunii p în prezența unei polarizări inverse V_R . Această tensiune este mai mare decît în cazul în care joncțiunea nu este polarizată deoarece aplicarea unei polarizări inverse coboară cuasinivelul Fermi pentru electroni. Astfel că deși benzile energetice sînt curbate la suprafață la fel de mult ca în cazul de echilibru — vezi figura 10.2b — curbura este încă insuficientă pentru a aduce banda

de conducție destul de aproape de cuasinivelul Fermi pentru electroni, astfel ca să se obțină inversia. Rezultă că la suprafață există doar o regiune de golire.

În cazul ilustrat în figura 10.3c tensiunea aplicată pe poartă este suficient de mare pentru a învinge influența polarizării inverse și la suprafața regiunii p se formează un strat de inversie. În reprezentarea de benzi, benzile sînt în acest caz suficient de curbate în jos astfel ca banda de con-

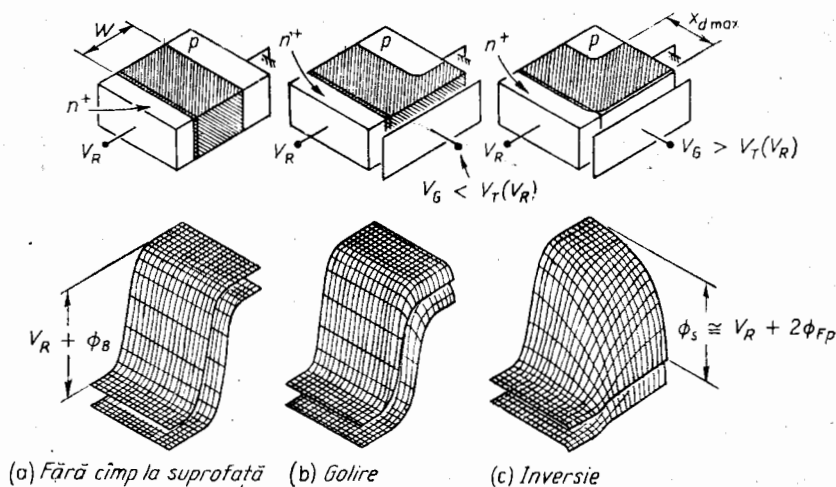


Fig. 10.3. Jonctiunea pn sub influența cîmpului de la suprafață — cazul polarizării inverse ($V_J = V_R > 0$), [1].

ducție să ajungă în apropierea cuasinivelului Fermi pentru electroni. O dată ce stratul de inversie este format, el constituie o regiune de mare conductivitate care este la același potențial ca și regiunea de tip n . Potențialul la suprafață, Φ_s , la instalarea inversiei puternice va fi acum, cu bună aproximație, dat de relația

$$\Phi_s(\text{inv}) = V_R + 2\Phi_{Fp}. \quad (10.1)$$

Ca și în cazul de echilibru, regiunea de golire de la suprafață atinge la instalarea inversiei o lățime maximă $x_{d\max}$. Această lățime este totuși dependentă de polarizarea inversă V_R și reprezintă de fapt lățimea regiunii de sarcină spațială a jonctiunii induse de cîmp, formată între stratul de inversie de tip n și substratul de tip p , în prezența polarizării inverse.

Cele mai importante trăsături ale discuției anterioare sînt rezumate în figura 10.4, unde s-au reprezentat distribuția de sarcină și benzile de energie pentru substratul de tip p , în prezența inversiei, în funcție de

distanța x de la suprafață atât pentru cazul echilibrului (corespunzător figurii 10.2b) cât și pentru cazul neechilibrului (corespunzător figurii 10.3c).

Caracteristicile regiunii de sarcină spațială de la suprafață se pot deduce în cadrul aproximației de golire, la fel ca pentru cazul de echilibru considerat în capitolul precedent. Singura diferență care apare este în condiția

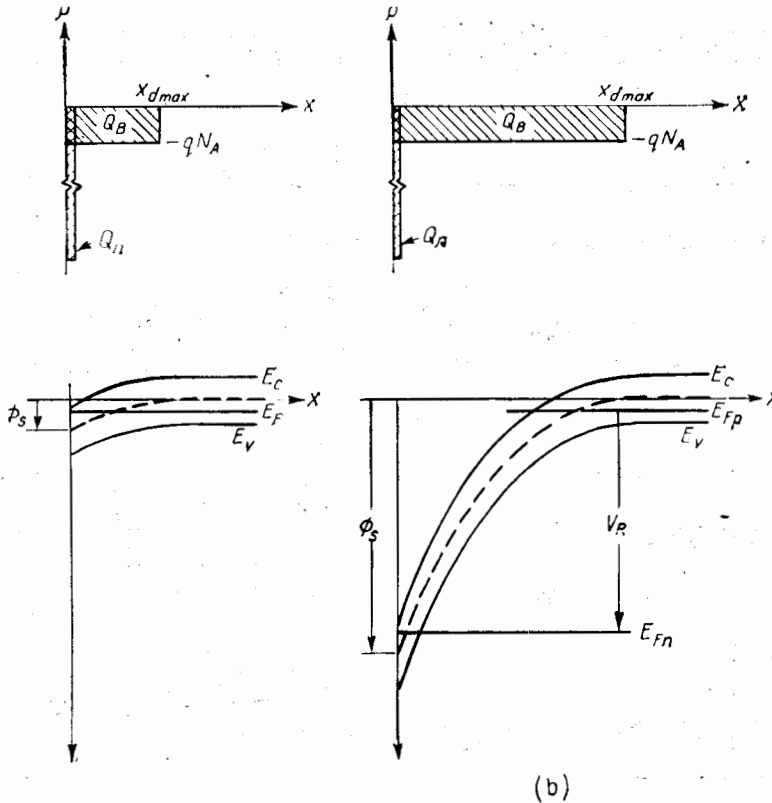


Fig. 10.4. Distribuția idealizată de sarcină și variația benzilor de energie pentru substratul de tip p , în prezența inversiei, la o oarecare distanță de joncțiune, [1].

(a) Cazul de echilibru ($V_J = 0$), prezentat și în figura 10.2b.

(b) Cazul polarizării inverse ($V_R = 5$ V), prezentat și în figura 10.3c.

de instalare a inversiei puternice, care acum, corespunzător cu criteriul $n_s = N_A$, devine $\Phi_s(\text{inv}) = V_J + 2\Phi_{fp}$ din cauza separării cuasinivelor Fermi produsă de polarizarea aplicată. Rezultă că potențialul la suprafață la instalarea inversiei puternice va fi mai mare în prezența unei polarizări inverse, V_R și mai mic în prezența polarizării directe, V_p , aplicată joncțiunii pn .

Altfel, descrierea regiunii de sarcină spațială de la suprafață rămîne nemodificată. Variația potențialului electrostatic în regiunea de golire va fi

$$\Phi = \Phi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2, \quad (10.2)$$

unde potențialul la suprafață Φ_s , care indică curbura totală a benzilor energetice, este dat de

$$\Phi_s = \frac{qN_A x_d^2}{2K_s \epsilon_0}. \quad (10.3)$$

Lățimea maximă a regiunii golite va fi dată acum de relația

$$x_{d\max} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 [V_J + 2\Phi_{fp}]}{qN_A}}, \quad (10.4)$$

unde s-a utilizat expresia 10.1 pentru $\Phi_s(\text{inv})$.

Sarcina pe unitatea de suprafață indusă în siliciu pînă la instalarea inversiei puternice este dată de

$$Q_s = -qN_A x_d, \quad (10.5)$$

iar după instalarea inversiei puternice de

$$Q_s = Q_n + Q_B \quad (10.6)$$

unde

$$Q_B = -qN_A x_{d\max}. \quad (10.7)$$

Rezultatele calculelor bazate pe aceste relații sînt indicate în figura 10.5, unde se indică dependența lățimii regiunii golite x_d în funcție de sarcina indusă în siliciu Q_s , pentru diferite valori ale tensiunii aplicate jonțiunii. (Toate calculele din acest capitol sînt pentru siliciu la $T = 300^\circ\text{K}$, dacă nu se menționează altfel). Ceea ce este trasat cu linie plină se bazează pe cele două cazuri limită descrise de aproximația de golire; punctele reprezintă rezultatele unor calcule mult mai exacte făcute cu calculatorul.

În figura 10.6 se dă dependența lățimii maxime a regiunii golite în funcție de tensiunea inversă aplicată, pentru diverse valori ale concentrației de impurități din substrat. Se observă asemănarea dintre această figură și figura 6.9 unde se indică dependența lățimii regiunii de golire în funcție de tensiunea inversă aplicată pentru o jonțiune *pn* asimetrică, abruptă.

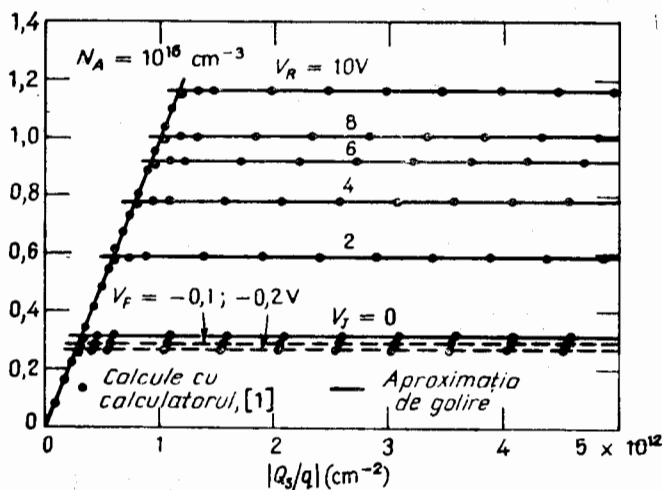


Fig. 10.5. Lățimea regiunii golite de la suprafață în funcție de sarcina indusă în semiconductor, în funcție de diferite condiții de polarizare a joncțiunii.

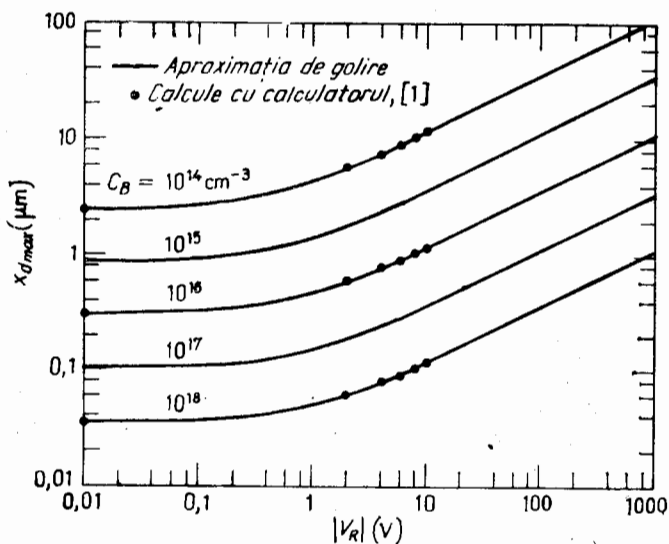


Fig. 10.6. Lățimea maximă a regiunii golite de la suprafață în funcție de mărimea polarizării inverse a joncțiunii. Parametrul este concentrația de impurități a substratului.

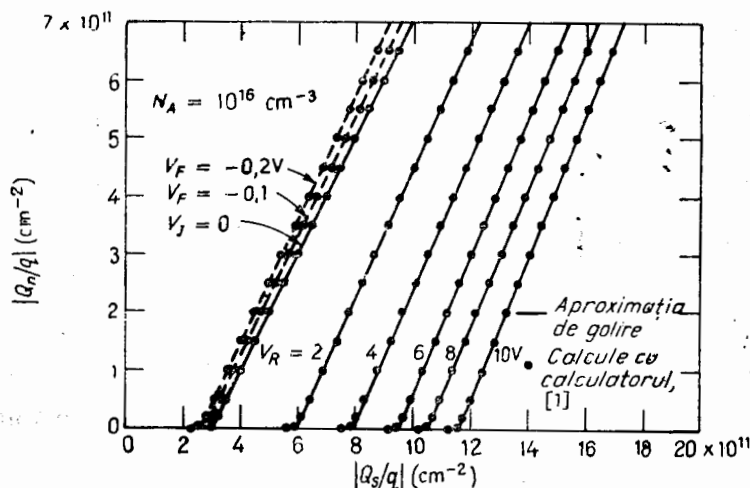


Fig. 10.7. Valoarea sarcinii de purtători minoritari din stratul de inversie în funcție de valoarea sarcinii totale indusă în semiconductor, pentru diferite condiții de polarizare a jonctiunii.

În figura 10.7 se reprezintă sarcina din stratul de inversie datorată electronilor, în funcție de sarcina totală indusă în siliciu, pentru diferite valori ale tensiunii directe și inverse aplicate.

10.2. STRUCTURA DE DIODĂ CU POARTĂ

Legătura dintre potențialul aplicat pe poartă și caracteristicile regiunii de sarcină spațială de la suprafață se poate determina exact la fel ca în cazul structurii metal-izolator-semiconductor.

Tensiunea de poartă este

$$V_B = V_o + \Phi_s \quad (10.8)$$

sau

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s, \quad (10.9)$$

iar capacitatea poartă-substrat pe unitatea de suprafață, la fel ca înainte în cazul echilibrului, va fi dată de combinarea în serie a capacităților oxidului și semiconductorului

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_s}}. \quad (10.10)$$

În figura 10.8 sînt date caracteristicile capacității poartă-substrat în funcție de tensiunea de poartă pentru o diodă cu poartă. Se observă că pînă la instalarea inversiei puternice, caracteristicile corespund aproximației de golire; apoi la instalarea inversiei puternice — pentru cazul caracteristicii de joasă frecvență indicat în figură — capacitatea crește rapid la valoarea capacității oxidului. (În cazul diodei cu poartă, purtătorii minoritari pot fi furnizați stratului de inversie prin intermediul circuitului exterior. Pentru acest motiv se observă caracteristici de tip „de joasă frecvență” pentru frecvențe mult mai mari în comparație cu cazul capacității MOS).

Punctul în care se instalează inversia este mult deplasat față de situația de la echilibru pe măsură ce tensiunea inversă crește. Valoarea sa, *tensi-*

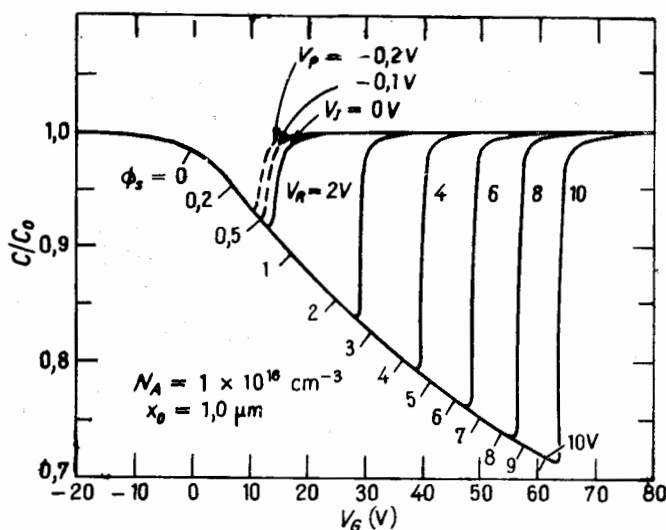


Fig. 10.8. Caracteristica teoretică capacitate (poartă — substrat) — tensiune, de joasă frecvență a unei structuri de diodă cu poartă pentru diferite condiții de polarizare a joncțiunii. Se indică valorile potențialului la suprafață Φ_s , [7].

unea de prag, se poate calcula din relația 10.9 înlocuind condiția de inversie puternică, $Q_s = Q_B$ și $\Phi_s = 2\Phi_{Fp} + V_J$, obținîndu-se

$$V_T = -\frac{Q_B}{C_o} + 2\Phi_{Fp} + V_J. \quad (10.11)$$

Deoarece Q_B este el însuși dependent de V_J , modificările valorii tensiunii de prag pot fi mult mai mari decît tensiunea de polarizare a joncțiunii. Aceasta se poate verifica și pe caracteristicile prezentate în figura 10.8.

La fel ca în cazul unei capacități metal-izolator-semiconductor, efectul diferenței de lucru de ieșire sau a sarcinilor din oxid se traduce printr-o deplasare a caracteristicilor de-a lungul axei tensiunilor cu o valoare egală cu tensiunea de benzi netede.

Teoria regiunilor de sarcină spațială de la suprafață în condițiile neechilibrului termic a fost verificată prin măsurări electrice asupra diodelor

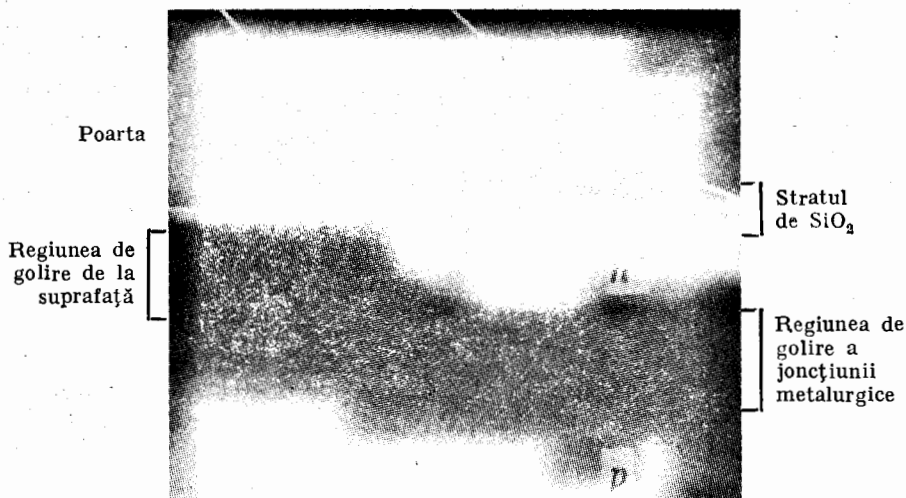


Fig. 10.9. Observarea directă a regiunii de sarcină spațială de la suprafață a unei diode $n+p$ polarizată invers, cu poartă, clivată prin jonctiune [3].

cu poartă, [1]. Observațiile directe asupra formei regiunilor de golire de la suprafață verifică de asemenea aspectele calitative ale teoriei.

Un exemplu de astfel de observație, realizată prin microscopie electronică cu baleiere, [3], este dat în figura 10.9.

10.3. PROCESE DE RECOMBINARE-GENERARE ÎN REGIUNEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ DE LA SUPRAFAȚĂ

În capitolul 6 s-a arătat că la temperatura camerei curentul invers al unei jonctiuni pn din siliciu este datorat generării de perechi electron-gol prin intermediul centrilor de recombinare-generare din regiunea goliță. Deci este de așteptat ca valoarea curentului invers să depindă de numărul total de centri din regiunea goliță a jonctiunii.

Avînd în minte aceste observații se va considera în continuare dependența curentului invers în funcție de tensiunea de poartă pentru o joncțiune n^+p cu poartă (vezi figura 10.10).

Cînd pe suprafața de sub poartă se formează o regiune de *acumulare*, la curentul de generare vor contribui numai acei centri care se găsesc în regiunea golită a joncțiunii pn metalurgice (fig. 10.10a).

Cînd pe suprafața de sub poartă se formează o regiune de *inversie*, centrii din regiunea golită de la suprafață — de fapt regiunea golită a

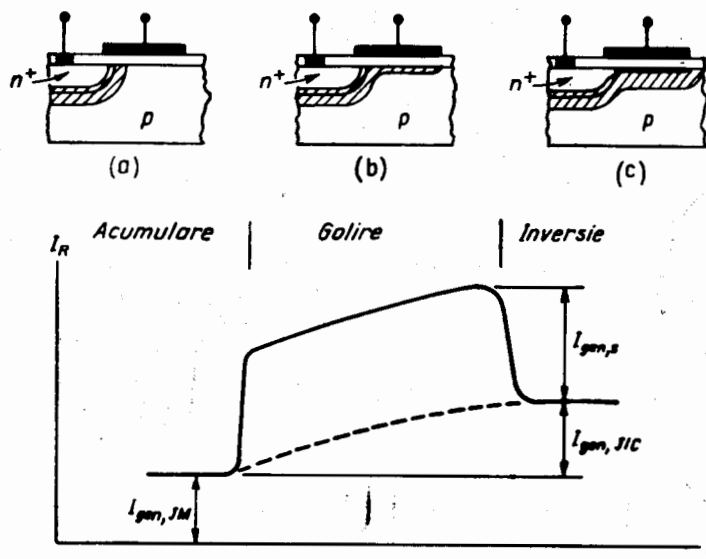


Fig. 10.10. Ilustrare a efectului modificării tipului regiunii de sarcină spațială de la suprafață, asupra curentului invers al unei diode n^+p pentru o tensiune inversă constantă, [1].

joncțiunii induse de câmp contribuie și ei la curentul de generare care este deci mai mare ca în primul caz (fig. 10.10c). Mărimea contribuției la curentul de generare este legată de lățimea x_d a regiunii golite de la suprafață. Rezultă că atunci cînd la suprafață există numai o regiune golită, lățimea ei x_d crește cu tensiunea aplicată pe poartă, iar componenta corespunzătoare a curentului crește după cum se indică prin linia punctată din figura 10.10. Îndată ce la suprafață apare inversia x_d atinge o valoare maximă și ca urmare nu se va mai produce nici o creștere a acestei componente a curentului.

Cînd la suprafață există numai o regiune *golită*, centrii de recombinare-generare de la interfața oxid-siliciu determină o contribuție suplimentară la curentul de generare total. Această contribuție se manifestă sub forma unui vîrf în caracteristica curent invers-tensiune de poartă (fig. 10.10b).

Această descriere a fost verificată prin măsurători experimentale, indicate în figura 10.11. În figură se indică atât dependența curentului invers cât și a capacității poartă-substrat în funcție de tensiunea de poartă pentru diferite valori ale tensiunii inverse. Se observă că apare o creștere a curentului invers, la aceeași tensiune de poartă — independent de ten-

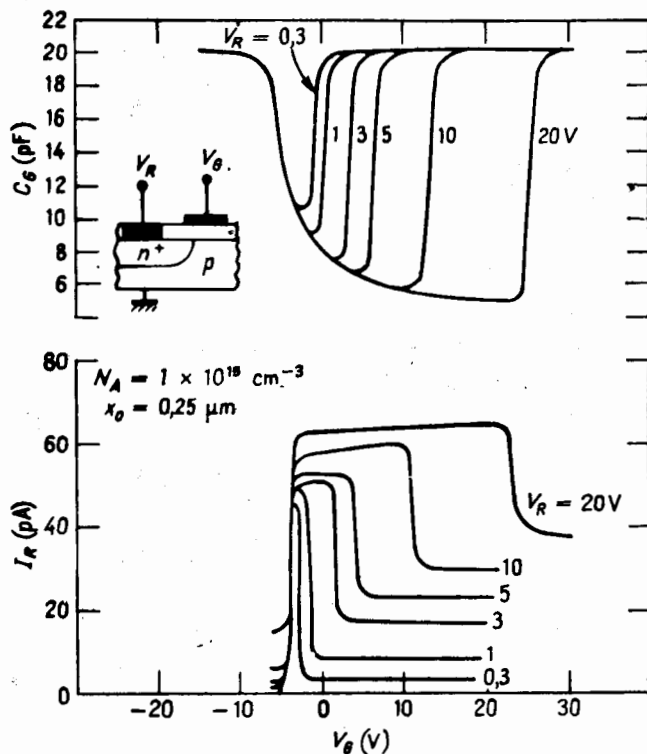


Fig. 10.11. Curentul invers în funcție de tensiunea de poartă, cu tensiunea inversă V_R pe joncțiune ca parametru. Se indică și determinările corespunzătoare pentru capacitatea poartă-substrat.

siunea inversă aplicată, corespunzând apariției regiunii de golire la suprafață. Curentul descrește din nou, deși nu la valoarea sa inițială, în momentul în care la suprafață se formează regiunea de inversie după cum se poate verifica observând că punctul de descreștere al curentului coincide cu punctul în care crește capacitatea.

Deci curentul de generare se compune din una sau din următoarele trei componente în funcție de felul regiunii de sarcină spațială de la suprafață :

$$I_{\text{gen. JM}} = qU_{\text{JM}} W A_{\text{JM}}, \quad (10.12)$$

care corespunde generării în regiunea golită a joncțiunii metalurgice;

$$I_{\text{gen. JIC}} = q U_{\text{JIC}} x_{d\text{max}} A_s, \quad (10.13)$$

care corespunde generării în regiunea golită a joncțiunii induse de cîmp. Această relație se aplică numai după ce la suprafață apare inversia. Cînd la suprafață există o regiune golită, dar nu și una de inversie, $x_{d\text{max}}$ se înlocuiește prin x_d .

Ultima componentă este

$$I_{\text{gen. s}} = q U_s A_s, \quad (10.14)$$

care corespunde generării la suprafață.

În relațiile de mai sus A_{JM} reprezintă aria joncțiunii metalurgice, iar A_s aria din substrat acoperită de poartă; U_{JM} și U_{JIC} sînt vitezele de generare ale purtătorilor pe unitatea de volum în regiunile golite ale joncțiunii metalurgice și respectiv induse de cîmp, polarizate invers. U_s este viteza de generare a purtătorilor pe unitatea de suprafață la interfața oxid-siliciu, cînd această interfață este complet lipsită de goluri și electroni — adică pentru o concentrație a electronilor și golurilor la suprafață n_s , respectiv p_s , mult mai mică decît concentrația intrinsecă (condiție care este realizată atunci cînd joncțiunea este polarizată invers).

S-a arătat în capitolul 6 că viteza de generare pe unitatea de volum într-o regiune golită polarizată invers este dată de

$$U = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau_0}, \quad (10.15)$$

cu $\tau_0 = 1/\sigma v_{th} N_t$, pentru centri cu nivelul energetic $E_t = E_i$. N_t este concentrația (pe unitatea de volum) a centrilor de recombinare-generare, iar σ este secțiunea de captură, presupunînd pentru simplitate că ea este aceeași pentru electroni și pentru goluri.

Viteza de generare pe unitatea de arie a purtătorilor pentru o suprafață golită este dată de

$$U_s = \frac{1}{2} n_i s_0,$$

unde $s_0 = \sigma v_{th} N_{st}$ pe baza relației 5.50, pentru centri cu nivelul energetic $E_t = E_i$, N_{st} este densitatea (pe unitatea de arie) a centrilor de recombinare-generare de suprafață, iar σ este secțiunea lor de captură, presupusă egală pentru electroni și goluri.

Ținând cont de relațiile 10.15 și 10.16 cele trei componente se pot scrie :

$$I_{\text{gen}, JM} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_{0JM}} W A_{JM}, \quad (10.17)$$

$$I_{\text{gen}, JIC} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_{0JIC}} x_{d\max} A_s \quad (10.18)$$

și

$$I_{\text{gen}, s} = \frac{1}{2} q n_i s_0 A_s. \quad (10.19)$$

Condiția presupusă anterior $E_i = E_i$ este în bună concordanță cu măsurătorile experimentale ale dependenței de temperatură a celor trei componente ale curentului, [1], fiecare din ele avînd aceeași dependență de temperatură cu n_i .

Totuși este important să se observe că un *continuum* de stări distribuite în energie ar conduce la rezultate similare deoarece numai acele stări care se găsesc la cîtiva kT față de mijlocul benzii interzise sînt centri de generare eficienți. Pentru o *distribuție uniformă* a stărilor, cu o densitate D_i ($\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$) și D_{st} ($\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$) în volum și respectiv la suprafață, timpul efectiv de viață are valoarea

$$\tau_0 = \frac{1}{\sigma v_{th} (\pi k T D_i)}, \quad (10.20)$$

iar viteza de recombinare la suprafață s_0 , valoarea

$$s_0 = \sigma v_{th} (\pi k T D_{st}). \quad (10.21)$$

Astfel de stări ar determina componente ale curentului cu aceeași dependență de temperatură ca n_i .

Rezultă că stările cu un singur nivel energetic localizat în mijlocul benzii interzise și un continuum de stări vor avea același efect.

Din relațiile 10.17, 10.18 și 10.19 este evident că în timp ce ambele componente de volum ale curentului de generare depind de mărimea polarizării inverse — prin intermediul lui W și $x_{d\max}$, curentul de generare la suprafață este independent de polarizarea inversă. Măsurătorile indicate în figura 10.11 confirmă aproximativ această concluzie.

Valori tipice ale lui s_0 pentru suprafețe de siliciu oxidat termic sînt de ordinul $1 \dots 10 \text{ cm/s}$. Valori tipice ale lui τ_0 sînt de ordinul $1 \dots 10 \text{ } \mu\text{s}$.

Pentru arii de joncțiuni de $\sim 10^{-3} \text{cm}^2$ aceste valori corespund unor variații ale curentului invers de ordinul zeci de picoamperi după cum rezultă de altfel și din figura 10.11.

Deși acești curenți sînt suficient de mici pentru a fi aproape fără semnificație din punct de vedere practic, importanța lor devine mare în condițiile polarizării directe.

În capitolul 6 s-a arătat că pentru cazul componentelor de curent de volum, în condiții de polarizare directă, curentul de recombinare va fi dat, aproximativ de relația

$$I_{\text{rec}} \cong I_{\text{gen}} e^{q|V_F|/2kT}. \quad (10.22)$$

O relație similară este aproximativ valabilă și pentru joncțiunea indusă de cîmp și pentru componentele de suprafață.

Rezultă pentru curentul maxim de recombinare expresia aproximativă

$$I_{\text{rec}} = \frac{1}{2} q n_i \left[\frac{W}{\tau_{0JM}} + \left(\frac{x_{d\text{max}}}{\tau_{0JIC}} + s_0 \right) \frac{A_s}{A_{JM}} \right] e^{q|V_F|/2kT} A_{JM}. \quad (10.23)$$

Această expresie arată că în cazul polarizării directe curentul de recombinare va fi afectat de joncțiunea indusă de cîmp și de componentele de suprafață în același raport în care este afectat curentul de generare pentru cazul polarizării inverse. Dacă, de exemplu, curentul invers variază de două ori și curentul direct de recombinare va varia, cu aproximație, tot de două ori. Deoarece în cazul tranzistorului, curenții de recombinare formează curentul de bază rezultă că factorul de amplificare în curent în conexiunea EC, h_{FE} , al tranzistorului va varia în aceeași proporție. Acest efect este de o importanță majoră pentru controlul factorului de amplificare în curent al tranzistorului, în special pentru valori relativ mici ale curentului de colector *.

În figura 10.12 se indică determinări experimentale, [4], ale dependenței curentului de bază în funcție de tensiunea aplicată porții la diferite valori ale tensiunii directe emiter-bază, pentru tranzistoare la care joncțiunea emiter-bază a fost realizată cu o poartă de control. Se indică de asemenea și curenții de colector corespunzători — care nu variază cu tensiunea de poartă.

Pe măsură ce tensiunea de poartă variază de la valori negative la valori pozitive curentul de bază are un maximum, iar apoi descrește deși nu la valoarea inițială. Modificările corespunzătoare ale regiunii de sarcină spațială de la suprafață asociată joncțiunii emiter-bază sînt de asemenea indicate pe figura 10.12. Dependența factorului de amplificare în curent $h_{FE} = I_C/I_B$ în funcție de tensiunea de poartă este dată în figura 10.13.

* Se reamintește că deoarece curentul de recombinare crește ca $\exp q|V_F|/kT$, iar curentul de colector crește ca $\exp q|V_F|/kT$ componentele de curent de recombinare devin tot mai puțin importante odată cu creșterea curentului de colector (vezi capitolul 7).

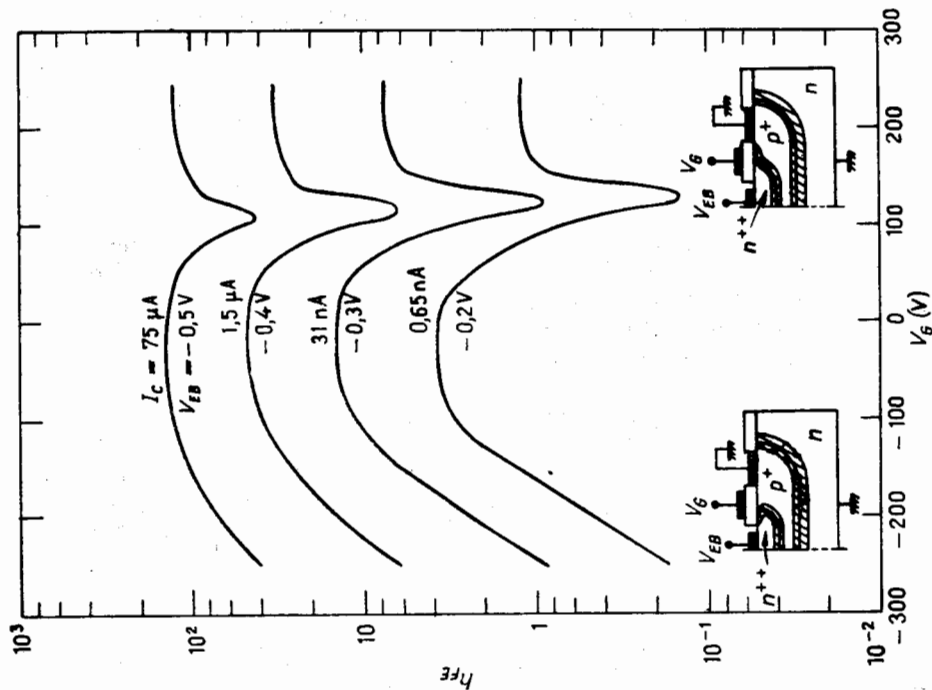


Fig. 10.12. Curentul de bază în funcție de tensiunea de poartă, cu tensiunea directă emiter-bază ca parametru, pentru tranzistorul indicat în figură, [4]. Concentrația de suprafață a regiunii bazei este $\sim 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

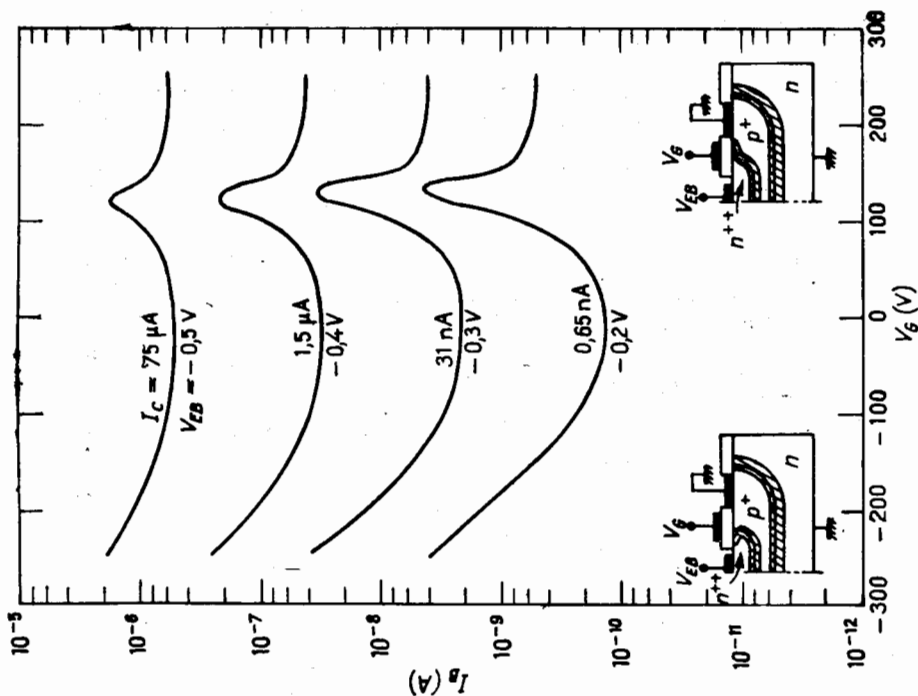


Fig. 10.13. Factorul de amplificare în curent $h_{FE} = I_C/I_B$ în funcție de tensiunea de poartă. (Caracteristici corespunzătoare celor din figura 10.12).

Acolo unde curentul de bază are un maxim, h_{FE} are un minim. După acest minim urmează o creștere deși nu pînă la valoarea inițială. Aceste fenomene sînt într-o concordanță bună cu tratarea prezentată anterior. (Pentru moment nu se iau în considerație variațiile curentului de bază pentru tensiuni negative mari).

10.4. JONȚIUNI INDUSE DE CÎMP ȘI CURENȚI DE TIP CANAL

În continuare se vor da detalii suplimentare pentru cazul în care la suprafața substratului există o regiune de inversie, în paralel cu joncțiunea metalurgică existînd o joncțiune indusă de cîmp, după cum se indică în figura 10.14.

Această joncțiune indusă de cîmp are o tensiune de străpungere proprie. În particular, în multe cazuri joncțiunea indusă de cîmp se va străpunge la o tensiune mai mică decît tensiunea de străpungere a joncțiunii meta-

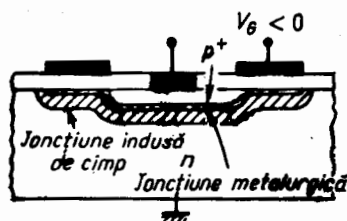


Fig. 10.14. Joncțiunea indusă de cîmp, în paralel cu joncțiunea metalurgică.

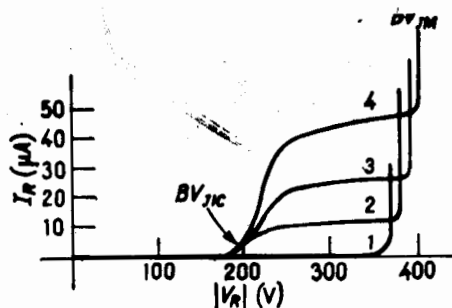


Fig. 10.15. Influența străpunerii joncțiunii induse de cîmp asupra caracteristicii $I_R(V_R)$. Numerele 1, 2, 3, 4 corespund unor tensiuni negative de poartă, crescătoare.

lurgice. Caracteristica inversă curent-tensiune pentru un astfel de caz este dată în figura 10.15. Cînd tensiunea inversă depășește tensiunea de străpungere a joncțiunii induse de cîmp BV_{JIC} , începe să treacă curent.

Acest curent curge de-a lungul stratului de inversie spre regiunea difuzată și se va satura la creșterea în continuare a tensiunii inverse*. Acest tip de caracteristică curent-tensiune este adeseori numit *caracteristică canal*. Valoarea la care se saturează curentul invers depinde de conductanța stratului de inversie. Cu cît această conductanță este mai mare, cu atît valoarea la care se va satura curentul va fi mai mare, așa cum se indică în figura 10.15.

* Un astfel de fenomen de saturație a curentului este în general asociat cu trecerea curentului prin canale conductoare. El este discutat în capitolele 8 și 11.

Dacă joncțiunea indusă de câmp, indicată în figura 10.14, conține un defect care coboară tensiunea ei de străpungere*, un curent invers mare, în exces, se va observa chiar pentru tensiuni inverse relativ mici. Acest efect este demonstrat în figura 10.16 unde se indică la scară dublă logaritmică caracteristica inversă curent-tensiune pentru a ilustra valorile tipice

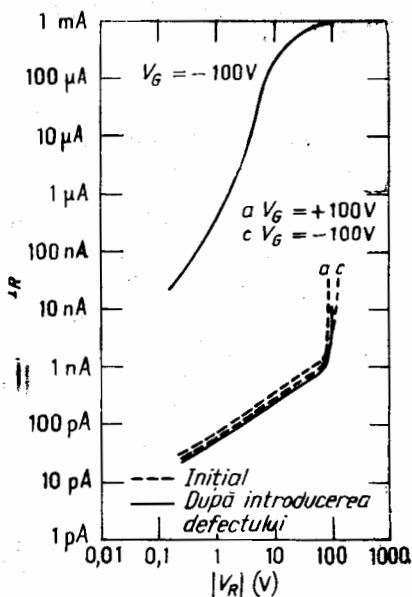


Fig. 10.16. Efectul introducerii unui defect care determină o tensiune scăzută de străpungere asupra caracteristicii inverse $I-V$ a unei diode p^n , cu poartă, ca aceea dată în figura 10.14, [5].

care pot apare, [5]. Linia punctată corespunde caracteristicii inițiale curent invers-tensiune a unei joncțiuni p^n cu poartă, pentru $V_G = \pm 100V$. Cu excepția unei ușoare modificări a tensiunii de străpungere, tensiunea de poartă exercită o influență foarte slabă asupra caracteristicii. Se introduce un defect sub poartă printr-o descărcare electrostatică între poartă și substrat. Caracteristicile care se obțin după introducerea defectului pentru $V_G = \pm 100V$ sînt indicate cu linie continuă. Când $V_G = +100V$ nu există joncțiune indusă de câmp, deci defectul nu are nici o influență asupra caracteristicii. Când $V_G = -100V$, se formează o joncțiune indusă de câmp și apare un curent în exces foarte mare, datorită prezenței defectului în joncțiunea indusă de câmp.

Un caz foarte asemănător care implică o valoare scăzută a tensiunii de străpungere a joncțiunii indusă de câmp se întâlnește dacă joncțiunea indusă de câmp se formează pe regiunea puternic dotată a joncțiunii, în

* Un astfel de defect poate fi analog acelor care determină o caracteristică inversă curent-tensiune „moale” — discutată în capitolul 6.

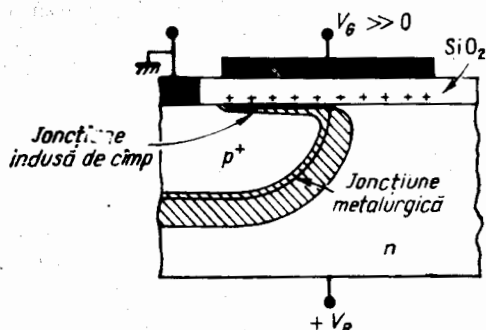


Fig. 10.17. Joncțiune indusă de câmp formată pe regiunea mai puternic dotată.

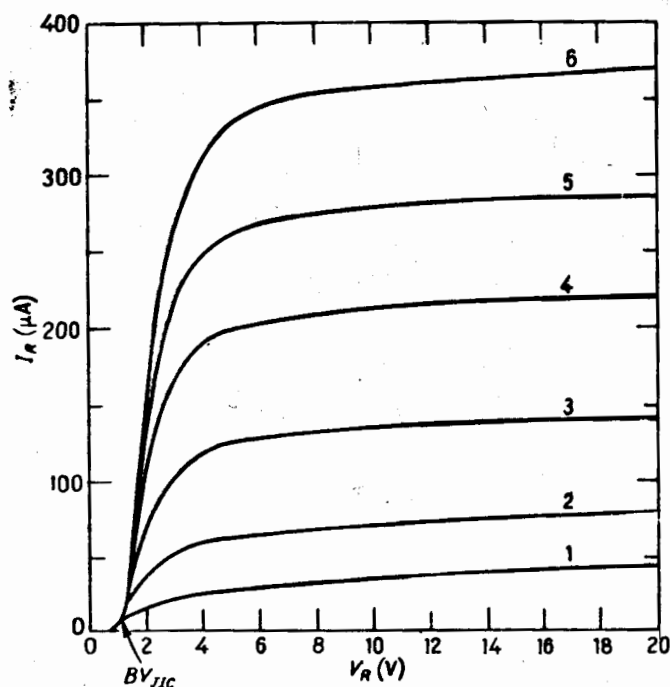


Fig. 10.18. Influența strângerii joncțiunii induse de câmp din figura 10.17 asupra caracteristicii I_R (V_R). Numerele 1, 2, 3... core spund unor tensiuni pozitive de poartă crescătoare, [6].

loc de regiunea substratului, după cum se arată în figura 10.17. Deoarece sarcinile din stratul de bioxid de siliciu sînt în general pozitive (vezi capitolul 12), această situație este mult mai probabil să fie întîlnită în practică pe regiuni p^+ decît pe regiuni n^+ .

Deoarece joncțiunea indusă de câmp se formează pe un material cu concentrație mare de impurități, BV_{JIC} va fi mică, iar curentul de tip canal începe să apară la valori mici ale tensiunii inverse. În figura 10.18 sînt date un set de astfel de caracteristici inverse curent-tensiune ridicate experimental, [6], pentru tensiuni de poartă pozitive, crescătoare. Se observă că începe să circule un curent cînd tensiunea inversă depășește BV_{JIC} , care în acest caz este de aproximativ 1V.

Caracteristicile de străpungere ale joncțiunii induse de câmp — adică caracteristica curentului de tip canal, departe de saturație, este puternic afectată de concentrația de suprafață a regiunii p^+ .

Pentru concentrații de suprafață mici străpungerea se realizează prin multiplicarea în avalanșă; pentru concentrații mari prin efect Zener sau

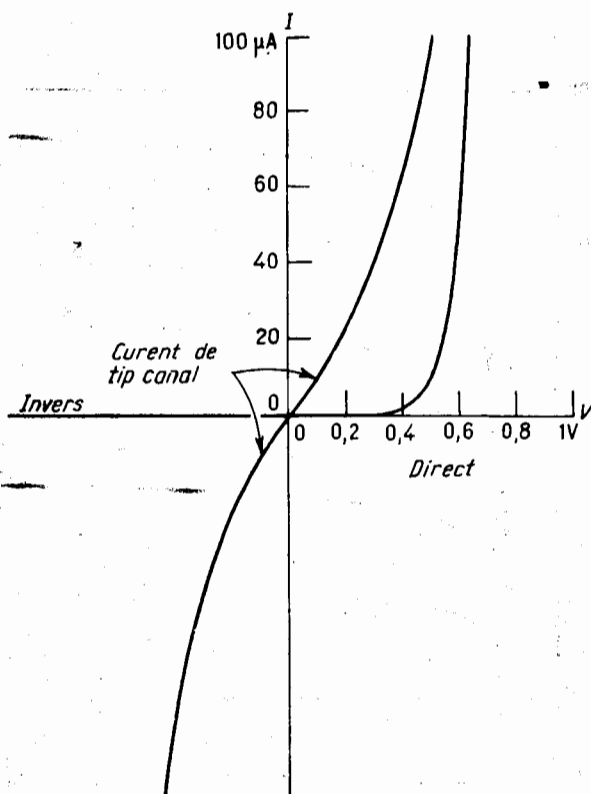


Fig. 10.19. Caracteristica curent-tensiune de tip canal, directă și inversă, a unei joncțiuni p^+n cu o concentrație mare de bor la suprafață $C_S = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Se indică și caracteristica diodei, [6].

tunel. Străpungerea Zener are proprietatea interesantă de a fi aproximativ simetrică în jurul punctului de polarizare nulă ceea ce determină un curent

în exces mare care circulă în sens direct. În figura 10.19 se dă caracteristica directă și inversă curent-tensiune a unei jonctiuni induse de cîmp formată pe o regiune p^+ cu o concentrație de suprafață mare. Aceste caracteristici sînt evident aproape simetrice.

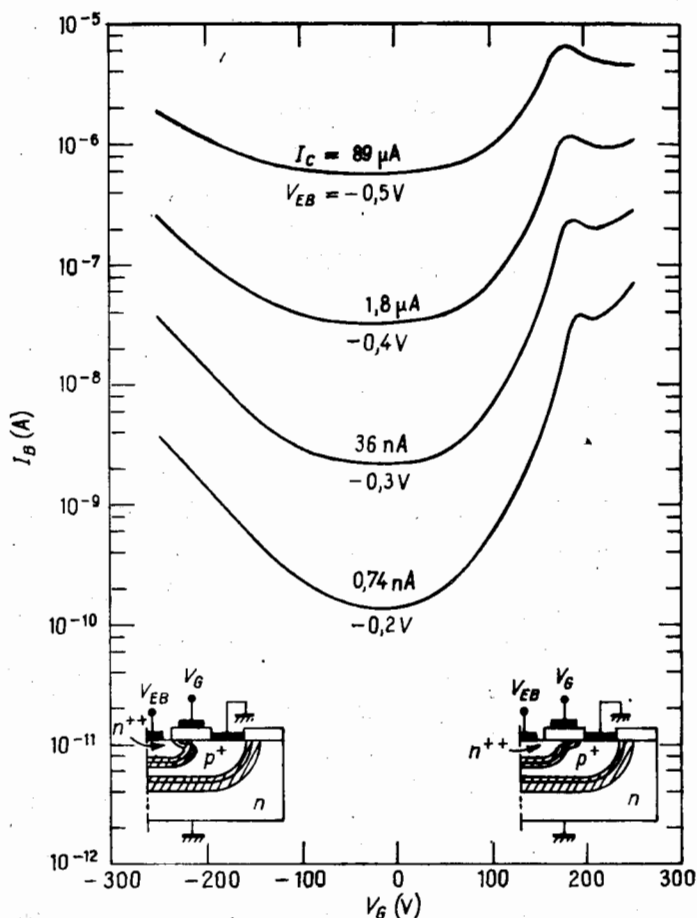


Fig. 10.20. Curentul de bază în funcție de tensiunea de poartă, cu tensiunea directă emiter-bază ca parametru, pentru tranzistorul din figură, [4]. Concentrația de suprafață a regiunii bazei este $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Astfel de curenți direcți în exces sînt extrem de importanți în cazul jonctiunii emiter-bază a tranzistoarelor. Deoarece astfel de curenți în exces nu contribuie la funcționarea tranzistorului, ei vor apare drept curenți de bază [4]. Acest aspect se ilustrează în figura 10.20 în care se

reprezintă curentul de bază în funcție de tensiunea de poartă pentru un tranzistor similar cu cel la care s-au ridicat caracteristicile din figura 10.12 singura deosebire fiind în valoarea mai mare a concentrației de suprafață, a regiunii bazei pentru cel din figura 10.20. Este evident că în plus față de maximumul datorat recombinării de suprafață, curentul de bază are o

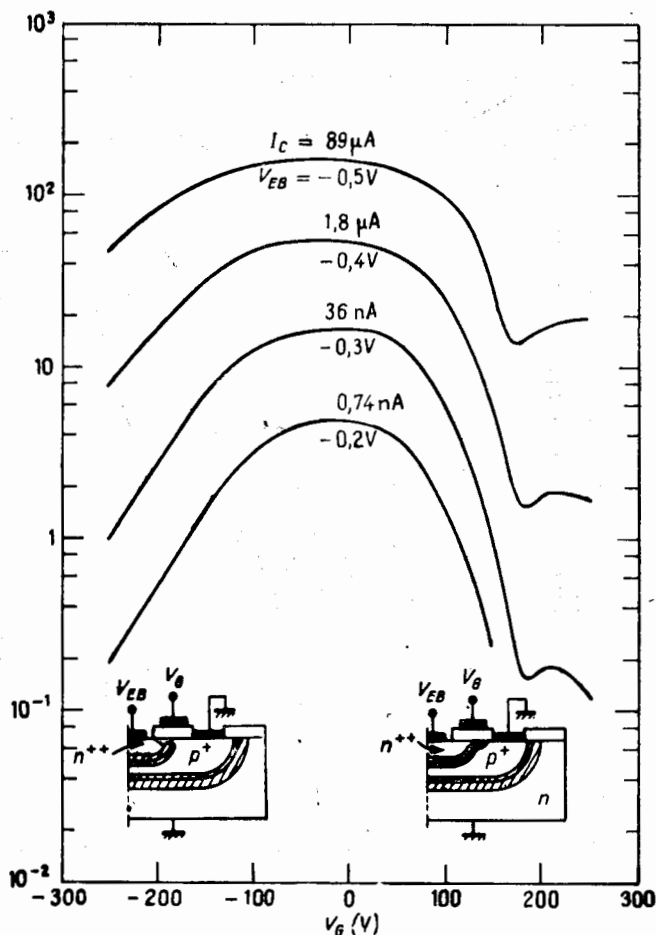


Fig. 10.21. Factorul de amplificare în curent $h_{FE} \equiv I_C/I_B$ în funcție de tensiunea de poartă. (Caracteristici corespunzătoare celor din figura 10.20).

creștere serioasă pentru tensiuni de poartă suficient de mari, atât pozitive cât și negative. După cum se indică pe figură aceste condiții corespund formării și străpungerii Zener a jonctiunii induse de câmp pe regiunea emiterului și respectiv pe regiunea bazei.

Efectul extrem de marcat al acestor curenți de străpungere asupra factorului de amplificare în curent al tranzistorului rezultă din figura 10.21. Se observă că acest fenomen poate influența factorul de amplificare în curent la valori mult mai mari ale curentului de colector față de cele din cazul influenței recombinării de suprafață.

10.5. EFECTE DE SUPRAFAȚĂ ASUPRA TENSIUNII DE STRĂPUNGERE A JONȚIUNII

În tratarea anterioară s-a arătat că forma regiunii golite de lângă suprafață poate varia între două extreme corespunzătoare formării unei joncțiuni induse de cîmp pe porțiunea puternic dopată sau pe substrat. Corespunzător se va modifica și distribuția cîmpului lângă suprafață. În

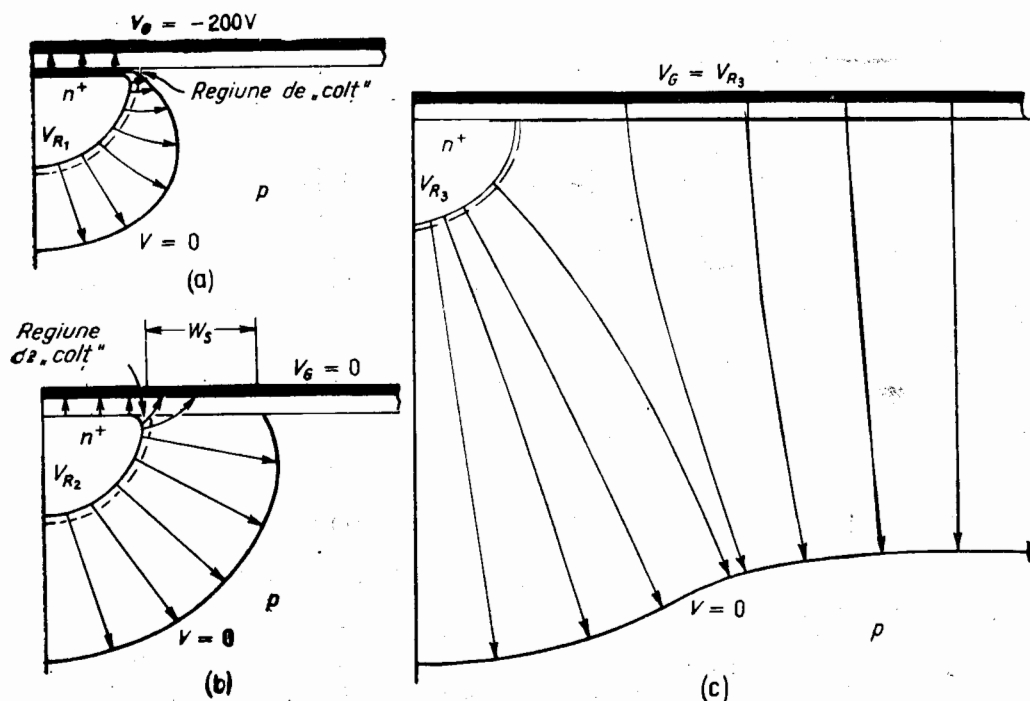


Fig. 10.22. Efectul tensiunii de poartă asupra formei regiunii golite și asupra tensiunii de străpungere. V_{R1} , V_{R2} , V_{R3} corespund tensiunilor de străpungere pentru tensiunile de poartă indicate, [7].

multe situații cîmpul electric lângă suprafață va fi mai mare decît în volum și în consecință străpungerea va apare lângă suprafață la o tensiune inversă mai mică decît cea corespunzătoare străpungerii în volum.

Modul de variație presupus este ilustrat în figura 10.22 pentru o diodă n^+p . Pentru tensiuni de poartă foarte mari și negative

joncțiunea indusă de cîmp se formează pe regiunea n^+ (vezi fig. 10.22a).

În zona de „colț” regiunea golită va fi relativ îngustă, corespunzînd deci o intensitate mare a cîmpului electric (în figură săgețile arată numai direcția cîmpului electric). Joncțiunea se va străpunge în această zonă, la valori relativ reduse ale tensiunii inverse.

În cealaltă extremă — vezi figura 10.22c — tensiunea de poartă este egală cu tensiunea inversă aplicată joncțiunii. Se formează la suprafață o regiune golită cu aproximativ aceeași lățime cu regiunea golită a joncțiunii și în consecință intensitatea cîmpului electric lingă colț va fi redusă chiar sub valoarea care se obține pentru o joncțiune planară neperturbată (adică

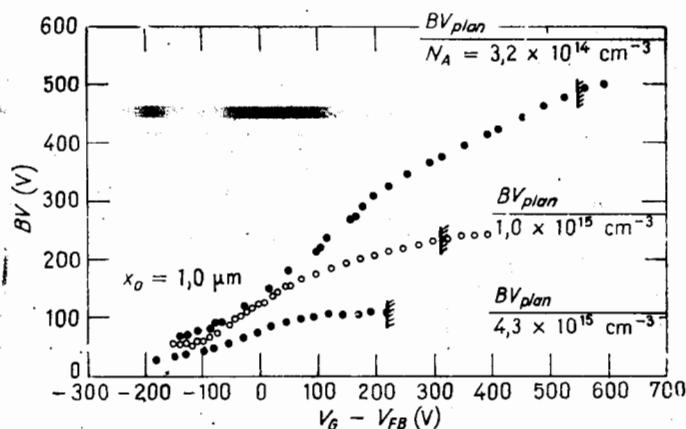


Fig. 10.23. Efectul tensiunii de poartă asupra tensiunii de străpungere a diodelor n^+p . Hașurile indică insta'larea inversiei pe substrat, [7].

fără cîmp de suprafață). Se poate presupune că tensiunea de străpungere va fi mare.

Într-un caz intermediar, de exemplu cînd poarta este menținută la același potențial cu substratul, cîmpul electric în zona de colț va crește într-o măsură oarecare, față de cazul neperturbat — vezi fig. 10.22b.

Rezultatele determinărilor experimentale a tensiunii de străpungere pentru diode n^+p în funcție de tensiunea aplicată pe poartă, sînt date în figura 10.23 pentru trei concentrații diferite de impurități ale substratului. În fiecare caz tensiunea de străpungere pleacă de la o valoare relativ scăzută — pentru tensiuni de poartă negative, crește pe măsură ce poarta devine mai pozitivă și atinge o valoare care corespunde mai curînd joncțiunii plane decît joncțiunii planare.

Tensiunea de poartă care trebuie aplicată pentru a se obține străpungerea corespunzătoare joncțiunii plane este aproximativ egală cu cea necesară pentru a se obține formarea unei joncțiuni induse de cîmp în substrat — adică chiar tensiunea de prag. Valorile calculate ale tensiunii

de prag sînt indicate prin segmentele hașurate care intersectează punctele caracteristicilor experimentale. (Trebuie ținut minte că tensiunea de prag este dependentă de tensiunea inversă. Acest fapt a fost luat în considerație la calculul valorilor tensiunilor de prag indicate în figură).

În gama intermediară de valori tensiunea de străpungere variază după legea

$$BV = mV_G + \text{constant}, \quad (10.24)$$

unde $m \cong 1$.

Pentru a explica acest tip de variație, se consideră distribuția de potențial în regiunea goliță a unei joncțiuni cu poartă, idealizată, așa cum rezultă din rezolvarea numerică a ecuațiilor Poisson și Laplace în regiunea goliță, respectiv în oxid, (vezi fig. 10.24).

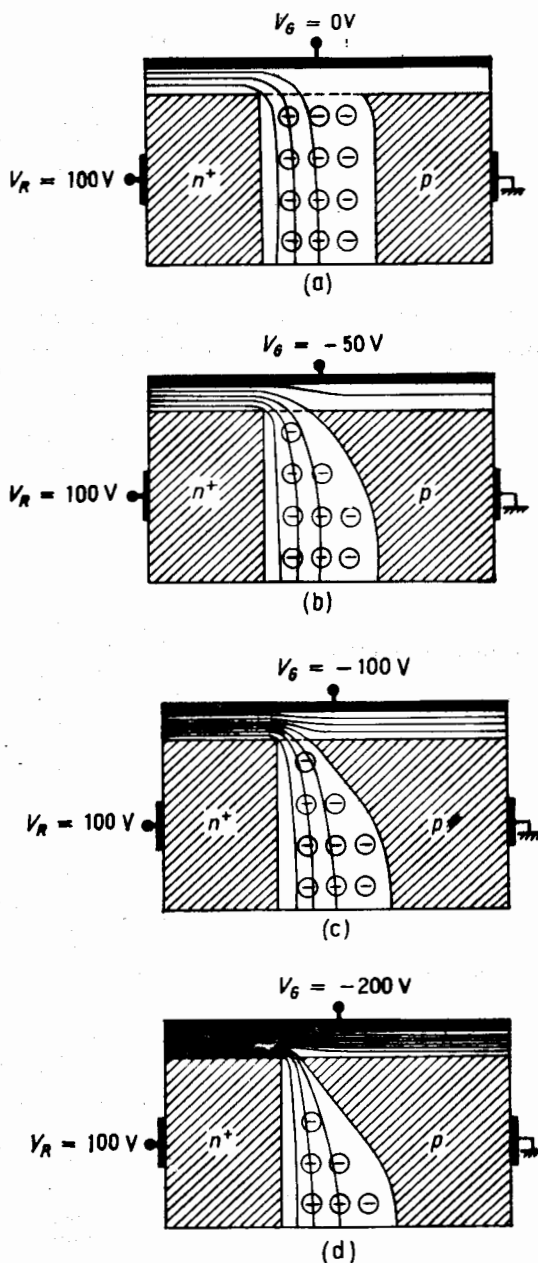
În toate cele patru cazuri intensitatea cîmpului electric în zona de colț este evident mai mare ca în orice punct al regiunii golite. Se poate presupune că dacă $x_o \ll W$, acest cîmp electric va fi mult mai puternic determinat de cîmpul din oxid $(V_R - V_G)/x_o$ decît de cîmpul din regiunea goliță.

Se poate scrie deci că în zona de colț cîmpul electric este

$$E_{\text{colț}} = \alpha \frac{V_R - V_G}{x_o}, \quad (10.25)$$

unde α este un factor de corecție geometric. Rezultă condiția

Fig. 10.24. Distribuția de potențial în regiunea goliță a unei diode cu poartă idealizate. Prin linii pline se indică liniile echipotențiale, cu un pas de 25 V. Distribuția de potențial este obținută prin integrare numerică pentru $N_A = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $x_o = 1 \text{ } \mu\text{m}$, [7].



de străpungere $E_{\text{colț}} = E_{\text{crit}}$ conduce la o formă asemănătoare relației 10.24 adică

$$BV = V_a + \frac{E_{\text{crit}} x_o}{\alpha}. \quad (10.26)$$

Această expresie este în concordanță rezonabilă cu datele experimentale cît și cu cele cor espunzătoare estimărilor bazate pe calcule numerice.

Cîmpul electric în zona de colț este determinat practic de cîmpul din oxid atît timp cît grosimea oxidului este mult mai mică față de lățimea regiunii golite. Odată cu creșterea concentrației de impurități din substrat sau a grosimii oxidului, se manifestă o abatere tot mai mare de la această condiție. Acest fapt este confirmat de datele experimentale indicate în figura 10.23: odată cu creșterea concentrației de impurități, efectul tensiunii de poartă asupra tensiunii de străpungere devine mai slab.

BIBLIOGRAFIE

1. A. S. Grove și D. J. Fitzgerald, "Surface Effects on P-N Junctions—Characteristics of Surface Space-Charge Regions under Non-Equilibrium Conditions," *Solid-State Electron.*, **9**, 783 (1966).
2. Joncțiunea *p-n* cu poartă — sau cu electrod de cîmp — a fost utilizată în studiul proprietăților suprafeței germaniului de către J. H. Forster și H. S. Veloric "Effect of Variations in Surface Potential on Junction Characteristics", *J. Appl. Phys.*, **30**, 906 (1959). Această structură a fost utilizată pentru a studia efectele de suprafață asupra joncțiunilor *p-n* din siliciu de către C. T. Sah, "Effect of Surface Recombination and Channel on P-N Junction and Transistor Characteristics," *IRE Trans. Electron Devices*, **ED-9**, 94 (1962).
3. N. McDonald și T. Everhart, nepublicat.
4. V. G. K. Reddi și C. A. Bittmann, "Second Quarterly Report on Micropower Functional Electronic Blocks," Contract AF 33 (615)-3010 (1966).
5. D. J. Fitzgerald și A. S. Grove, "Mechanisms of Channel Current Formation in Silicon P-N Junctions", *Physics of Failure in Electronics*, volumul 4, p. 315, Rome Air Development Center (1966).
6. A. S. Grove și D. J. Fitzgerald, "The Origin of Channel Currents Associated with P+ Regions in Silicon," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 619 (1965).
7. A. S. Grove, O. Leistiko, și W. W. Hooper, "Effect of Surface Fields on the Breakdown Voltage of Planar Silicon P-N Junctions," *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-14**, 157 (martie 1967).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 10.1. Să se calculeze și să se traseze grafic variația tensiunii de prag V_T în funcție de tensiunea inversă aplicată V_R pentru două diode cu poartă avînd concentrația de impurități din substrat de 10^{14} , respectiv 10^{16} cm^{-3} și o grosime a oxidului de $1 \mu\text{m}$. Se va lua $V_{FB} = 0$

- 10.2. O diodă cu poartă, $p+n$, are o arie a joncțiunii metalurgice de 10^{-3} cm^2 . Poarta acoperă regiunea n pe o arie de 10^{-3} cm^2 . Concentrația de impurități a substratului este 10^{16} cm^{-3} , adâncimea joncțiunii $5 \text{ }\mu\text{m}$, grosimea oxidului de $0,2 \text{ }\mu\text{m}$, timpul de viață $\tau = 1 \text{ }\mu\text{s}$, viteza de recombinare pe suprafață $s_0 = 5 \text{ cm/s}$. Tensiunea de benzi netede este $V_{FB} = -2 \text{ V}$.
Să se calculeze :
- Tensiunea de poartă la care suprafața substratului este intrinsecă și respectiv puternic inversată, pentru $V_J = 0$;
 - Curentul invers la temperatura camerei pentru $V_R = -1 \text{ V}$, la $V_G = -20,0$ și $+20 \text{ V}$;
 - Curentul direct la $V_F = 0,4 \text{ V}$, pentru aceleași valori ale tensiunii de poartă;
- Să se schițeze dependența curentului invers și direct în funcție de tensiunea de poartă;
- Tensiunea de străpungere pentru valorile de mai sus ale tensiunii de poartă și de asemenea în absența porții.
- 10.3. Pentru dioda din problema precedentă să se calculeze capacitatea joncțiunii C_J la $V_G = 0$, și la $V_R = -2 \text{ V}$ pentru $V_G = -20, +20 \text{ V}$. Să se schițeze dependența lui C_J în funcție de tensiunea de poartă. Să se calculeze de asemenea și capacitatea dintre poartă și regiunea p^+ , pentru $V_J = 0$, pentru valorile tensiunii de poartă indicate mai sus.
- 10.4. Să se determine o relație care să dea variația maximă a factorului de amplificare în curent h_{FE} cu tensiunea de poartă pentru un tranzistor cu o poartă peste joncțiunea emiter-bază, în funcție de curentul de colector (se vor neglija curenții suplimentari datorită efectului Zener).
- 10.5. Un defect de sub poarta unei diode cu poartă scade tensiunea de străpungere a joncțiunii induse de cîmp la 2 V . Ce tensiune de poartă trebuie aplicată pentru a produce un curent în exces datorat acestui efect? Concentrația de impurități a substratului este de 10^{16} cm^{-3} și grosimea oxidului este de $1 \text{ }\mu\text{m}$. Se va lua $V_{FB} = 0$.
- 10.6. Să se calculeze și să se traseze cîmpul la suprafață la instalarea inversiei puternice în funcție de polarizarea inversă pentru o diodă cu poartă care are o concentrație de impurități a substratului de 10^{16} cm^{-3} . Presupunînd joncțiunea indusă de cîmp formată datorită inversiei plană să se estimeze tensiunea ei de străpungere. Să se compare această tensiune de străpungere cu cea a unei joncțiuni abrupte asimetrice formată în același substrat.
- 10.7. O diodă planară $p+n$ (fără poartă) conține în oxid $2 \cdot 10^{12}$ sarcini pozitive/ cm^2 . Concentrația de impurități a substratului este de 10^{14} cm^{-3} , grosimea oxidului este de $1 \text{ }\mu\text{m}$. Să se calculeze tensiunea de străpungere aproximativă dacă adâncimea joncțiunii este (a) $5 \text{ }\mu\text{m}$ și (b) $50 \text{ }\mu\text{m}$.

- PRINCIPII DE FUNCȚIONARE
- CARACTERISTICI
- MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE
- ALTE TIPURI DE TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE SUPRAFAȚĂ

11

Tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață

Ultimul dispozitiv semiconductor care va fi discutat în această carte este probabil primul care a fost conceput. Ideea tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață datează încă din 1930 cînd Lillienfeld, [1], în Statele Unite și Heil, [2], în Anglia au propus utilizarea efectului de cîmp de suprafață pentru obținerea unui dispozitiv amplificator folosind corpul solid. Cercetări ample au fost realizate ulterior (1940) la laboratoarele Bell, [3].

Descoperirea mai mult sau mai puțin accidentală a tranzistorului bipolar a determinat însă apoi o nouă direcție în cercetarea și dezvoltarea dispozitivelor semiconductoare pentru mai mult de o decadă.

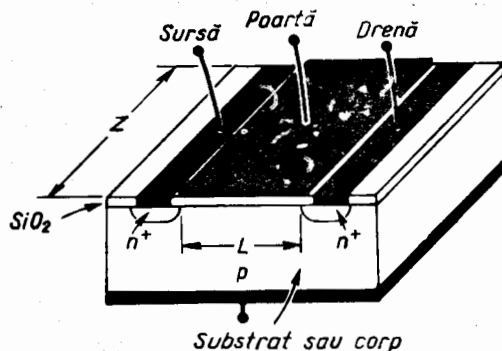
Apariția siliciului oxidat termic a adus cu sine o creștere a posibilității de fabricare a tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață.

În 1960 Kahng și Atalla, [4], au realizat un tranzistor cu efect de cîmp utilizînd siliciul oxidat termic. Anii ce au urmat au însemnat o activitate extrem de intensă în acest domeniu. Această activitate a condus pe de o parte la un nivel înalt de cunoaștere și înțelegere a suprafeței siliciului oxidat termic (vezi capitolul 12), iar pe de altă parte la faptul că *tranzistorul MOS* adică tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață care utilizează bioxidul de siliciu crescut termic — a devenit ca importanță al doilea dispozitiv semiconductor după tranzistorul bipolar. De fapt, în multe din aplicațiile privind realizarea de circuite integrate tranzistorul MOS poate deveni eventual cel mai important.

Deși pot fi sau au fost fabricate diferite tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp, în acest capitol se discută numai tranzistorul cu canal n care de altfel a mai fost considerat și în capitolul 9 în legătură cu studiul suprafețelor semiconductoare. Structura acestui tranzistor este ilustrată în

figura 11.1. El este format dintr-un substrat de siliciu de tip p în care s-au difuzat două regiuni n^+ , *sursa și drenă*. Regiunea dintre sursă și drenă se află sub influența cîmpului unui electrod metalic numit *poartă*. Dacă pe poartă se aplică o tensiune pozitivă suficient de mare suprafața substratului de siliciu — de tip p situată sub electrodul porții se inversează și se induce un canal conductor de tip n care leagă sursa de drenă. Conductivitatea acestui canal poate fi modulată prin variația tensiunii de poartă.

Fig. 11.1. Tranzistorul cu efect de cîmp, de suprafață cu canal n .



În cele ce urmează se vor considera mai întâi principiile de funcționare ale unui astfel de tranzistor cu efect de cîmp de suprafață. Apoi se vor discuta cîteva din caracteristicile importante ale tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafață: caracteristicile curent-tensiune, conductanța mutuală și curentul de grilă. În final se consideră unele modificări ale teoriei elementare.

În măsura în care este posibil, se va încerca să se mențină paralelismul între tratarea tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață și cea a dispozitivului asemănător — tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune, discutat în capitolul 8.

11.1. PRINCIPII DE FUNCȚIONARE

Să considerăm situația în care se aplică o tensiune de grilă suficient de mare astfel ca să se inducă un strat de inversie între regiunile sursei și a drenei, după cum se indică în figura 11.2. Se vor considera separat cazul tensiunilor de drenă mici și mari.

Pentru tensiuni de drenă mici, canalul indus între sursă și drenă se comportă în esență ca un rezistor. Rezistența sa, după cum s-a arătat în capitolul 9, este

$$R = - \frac{L}{Z \mu_n Q_n}, \quad (11.1)$$

unde Q_n este densitatea de electroni pe unitatea de arie în stratul de inversie. Valoarea lui Q_n este determinată de cimpul de la suprafața siliciului, deci ea va depinde de diferența de potențial dintre poartă și stratul de inversie.

Pe măsură ce tensiunea de drenă crește, diferența medie de potențial dintre poartă și stratul de inversie de tip n scade. Ca rezultat, Q_n va scădea și corespunzător se obține o creștere a rezistenței canalului. Caracteristica curent de drenă — tensiune de drenă începe să se depărteze

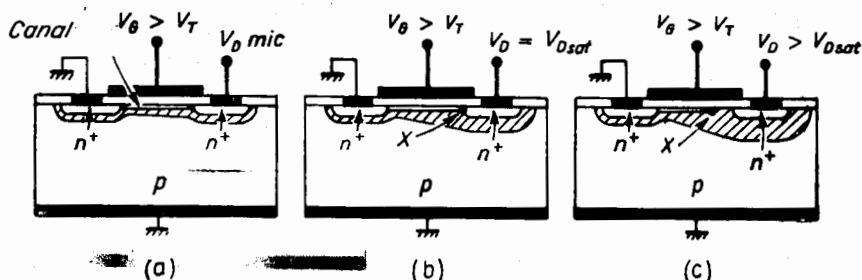


Fig. 11.2. Ilustrare a funcționării tranzistorului cu efect de cimp de suprafață pentru $V_G > V_T$.

- (a) V_D este mic; rezistența canalului este constantă;
- (b) $V_D = V_{Dsat}$; instalarea saturației;
- (c) $V_D > V_{Dsat}$; nici o creștere în continuare a curentului de drenă.

de la variația liniară inițială — corespunzătoare rezistenței canalului — curbându-se în jos. Acest lucru este evident în caracteristicile curent — tensiune experimentale ale unui tranzistor MOS cu canal n — care va fi utilizat pentru exemplificare în tot cursul capitoului — indicate — pentru diverse valori ale tensiunii de poartă, în figura 11.3. Într-adevăr caracteristicile pornesc liniar din origine și se curbează în jos pe măsură ce tensiunea de drenă crește.

Odată cu creșterea în continuare a tensiunii de drenă V_D , căderea de tensiune pe oxid lângă drenă se reduce pînă cînd atinge o valoare insuficientă pentru menținerea stratului de inversie. Tensiunea de drenă la care se întîmplă acest lucru se notează prin V_{Dsat} . La această tensiune de drenă, canalul dispărește lângă drenă. Regiunea de la suprafață de lângă drenă va fi o regiune golită și nu una de inversie, după cum se poate vedea și în figura 11.2b.

Potențialul la capătul stratului de inversie, punctul X din figura 11.2b, va avea acea valoare pentru care tensiunea de grilă V_G poate să mai mențină încă un strat de inversie. În conformitate cu definiția dată anterior această valoare este V_{Dsat} . Îndată ce tensiunea de drenă depășește valoarea V_{Dsat} , potențialul la capătul stratului de inversie, în punctul X , va rămîne

constant, independent de orice creștere ulterioară a tensiunii de drenă, deși punctul X se va mișca puțin spre sursă, după cum se vede în fig 11.2c.

Curentul este determinat acum de purtătorii care parcurg stratul de inversie și sînt injectați în regiunea golită de lângă drenă. Mărimea curentului nu se va modifica esențial odată cu creșterea tensiunii de drenă deoarece ea depinde numai de mărimea căderii de tensiune pe canal (între începutul și sfîrșitul stratului de inversie — punctul X), cădere de tensiune

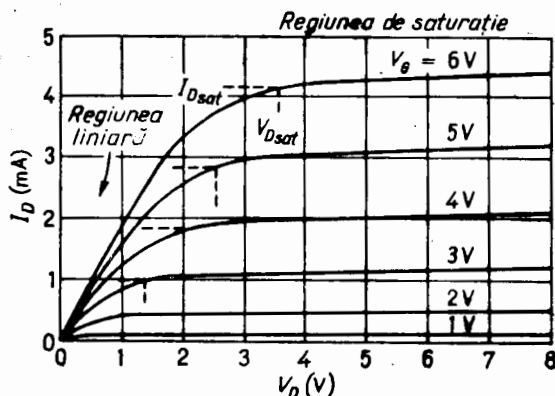


Fig. 11.3. Caracteristicile curent-tensiune pentru un tranzistor MOS din siliciu cu canal n . Acest tranzistor este utilizat ca exemplu peste tot în acest capitol. Parametrii săi constructivi sînt: $Z/L = 25$, $x_0 = 0,08 \mu\text{m}$, $N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $V_{FB} = -2,0 \text{ V}$.

care nu se modifică *. Deci pentru tensiuni de drenă mai mari ca V_{Dsat} curentul nu se va modifica substanțial și va rămîne la valoarea I_{Dsat} , după cum este evident din datele experimentale indicate în figura 11.3.

Dacă tensiunea de poartă crește, conductanța pentru valori mici ale tensiunii de drenă va fi mai mare. De asemenea va fi mai mare și valoarea V_{Dsat} a tensiunii de drenă la care curentul se saturează. Corespunzător curentul de saturație va avea o valoare mai mare, după cum este evident și din figura 11.3.

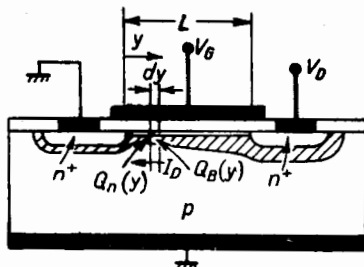
Rezultă că se pot deosebi două regiuni de funcționare ale tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață. La tensiuni de drenă mici caracteristica curent-tensiune este aproape ohmică sau liniară (regiunea liniară), pe cînd la tensiuni de drenă mari curentul se saturează odată cu creșterea tensiunii de drenă (regiunea de saturație). Aceste două regiuni, forma caracteristicilor și modul în care se instalează saturația amintesc întrutotul de tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune.

* Aceasta presupune că micșorarea punctului X spre sursă este neglijabilă. Corectitudinea acestei presupunerii va fi discutată într-un paragraf ulterior.

La distanța y de la sursă, sarcina totală indusă în siliciu Q_s , este formată din sarcina din stratul de inversie Q_n și din sarcina din regiunea goliță de la suprafață Q_B determinată de impuritățile acceptoare ionizate. Deci,

$$Q_s(y) = Q_n(y) + Q_B(y)^* \quad (11.3)$$

Fig. 11.4. Secțiunea elementară a canalului utilizată în determinarea caracteristicilor curent-tensiune ale tranzistorului cu efect de câmp de suprafață.



Din relația 9.16 se obține

$$V_G - V_{FB} = -\frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s, \quad (11.4)$$

relație care leagă tensiunea aplicată pe poarta structurii MOS, de sarcina indusă în siliciu Q_s și de potențialul la suprafață Φ_s , care dă curbarea totală a benzilor de energie. S-a inclus și tensiunea de benzi netede care este determinată atât de prezența sarcinilor în izolat, sau la interfață, cât și de diferența de lucru de ieșire metal-semiconductor, după cum s-a arătat în capitolul 9. $C_o = K_o \epsilon_o / x_o$ este capacitatea stratului de oxid pe unitatea de suprafață.

Din relațiile 11.3 și 11.4 se obține densitatea de sarcină în stratul de inversie

$$Q_n(y) = -[V_G - V_{FB} - \Phi_s(y)] C_o - Q_B(y). \quad (11.5)$$

Deoarece s-a presupus că stratul de inversie există, potențialul la suprafață Φ_s va fi dat, cu aproximație, de condiția de inversie puternică în prezența tensiunii aplicate. Conform relației 10.1, această condiție este

$$\Phi_s(y) = V(y) + 2 \Phi_{FP}, \quad (11.6)$$

* În determinarea caracteristicilor curent-tensiune ale tranzistorului cu efect de câmp de suprafață unii autori fie neglijează $Q_B(y)$, fie îl consideră constant în relația 11.3. Această aproximație poate conduce la erori importante pentru dispozitivele uzuale.

unde Φ_{Fp} este potențialul Fermi al substratului, iar $V(y)$ este tensiunea inversă dintre o secțiune elementară a canalului și substrat. Sarcina din regiunea golită de la suprafață este dată de

$$Q_B(y) = -qN_A x_{d\max}(y) = -\sqrt{2K_s\epsilon_0 qN_A [V(y) + 2\Phi_{Fp}]}, \quad (11.7)$$

în concordanță cu relațiile 10.7 și 10.4.

Deoarece tensiunea $V(y)$ crește de la sursă spre drenă, datorită căderii de tensiune IR în lungul canalului, joncțiunea indusă de cîmp dintre stratul de inversie de tip n și substrat se polarizează invers din ce în ce mai mult pe măsura apropierii de drenă. Rezultă că atât curbarea benzilor — deci Φ_s , cât și sarcina în regiunea golită de la suprafață Q_B cresc de la sursă spre drenă.

Prin combinarea relațiilor 11.2, 11.5, 11.6 și 11.7 și integrînd de la sursă, unde $y = 0^*$ și $V = 0$, pînă la drenă unde $y = L$ și $V = V_D$ se obține

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} - \frac{V_D}{2} \right] V_D - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2K_s\epsilon_0 qN_A}}{C_o} [(V_D + 2\Phi_{Fp})^{3/2} - (2\Phi_{Fp})^{3/2}] \right\}^{**}, \quad (11.8)$$

care poate fi rescrisă sub forma

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} - \frac{V_D}{2} \right] V_D - \right. \\ \left. - \frac{4}{3} \frac{K_s x_o}{K_o x_{d\max,o}} - \sqrt{2\Phi_{Fp}} [(V_D + 2\Phi_{Fp})^{3/2} - (2\Phi_{Fp})^{3/2}] \right\}, \quad (11.9)$$

unde

$$x_{d\max,o} = \sqrt{\frac{2K_s\epsilon_0 (2\Phi_{Fp})}{qN_A}}.$$

este lățimea regiunii golite a joncțiunii induse de cîmp la echilibru.

* Potențialul sursei se ia egal cu potențialul masei. În tratarea de față se consideră numai cazul în care nu se aplică o polarizare pe substrat față de sursă.

** Această formulă împreună cu alte formule importante sînt date la sfîrșitul capitolului în tabelul 11.1 atât pentru tranzistoare cu canal n cât și cu canal p .

În figura 11.5 sînt prezentate caracteristicile curent-tensiune pentru un tranzistor MOS pentru diferite tensiuni aplicate pe poartă. Caracteristicile calculate, pe baza relației 11.8, sînt de asemenea prezentate în figura 11.5. Relația 11.8 își păstrează valabilitatea numai pînă la atingerrea saturației. Deci caracteristicile prezentate au fost calculate pentru

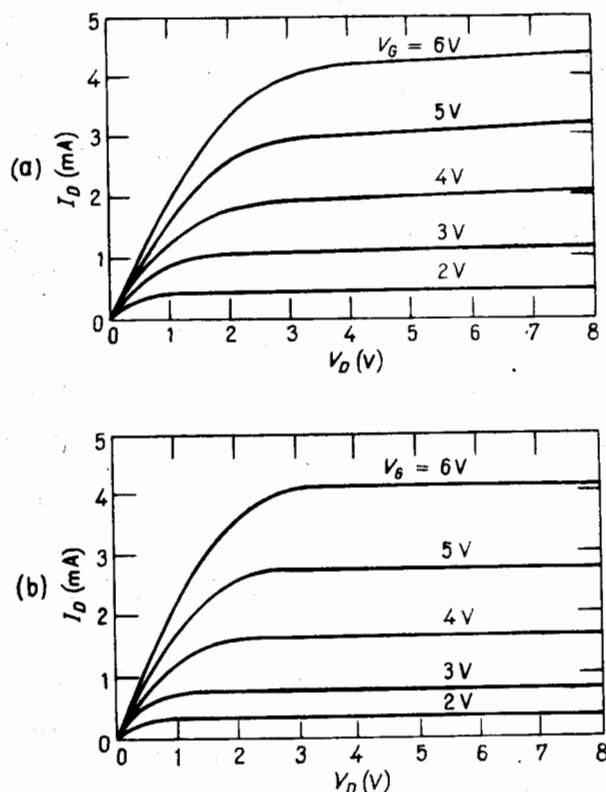


Fig. 11.5. Caracteristicile curent-tensiune ale unui tranzistor MOS cu canal n :

- (a) Caracteristicile experimentale (identice cu cele din figura 11.3)
 (b) Caracteristicile teoretice - expresia 11.8.

$0 \leq V_D \leq V_{Dsat}$. După V_{Dsat} curentul s-a considerat constant în conformitate cu analiza din paragraful 11.1.

Este interesant să se considere cele două forme limită ale relației 11.8. Pentru tensiuni de drenă foarte mici, adică $V_D \ll 2\Phi_{Fp}$, dezvoltarea termenilor din paranteze conduce la formula,

$$I_D \cong \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} + \frac{Q_{B,o}}{C_o} \right] V_D \text{ [regiunea liniară]}, \quad (11.10)$$

unde $Q_{B,o} = -\sqrt{2 K_s \epsilon_0 q N_A (2 \Phi_{Fp})}$ este densitatea de sarcină pe unitatea de arie, *la echilibru*, în regiunea golită de la suprafață. Rezultă deci o caracteristică liniară. Conductanța canalului

$$g = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{const.}} \quad (11.11)$$

în regiunea liniară este

$$g = \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T) \text{ [regiunea liniară]}, \quad (11.12)$$

unde *tensiunea de prag* V_T — adică tensiunea care trebuie aplicată pe poartă pentru a induce un canal conductor — este dată de

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_{Fp} - \frac{Q_{B,o}}{C_o}. \quad (11.13)$$

Conductanța canalului în funcție de tensiunea de poartă pentru un tranzistor MOS în regiunea liniară este indicată în figura 11.16. Scăderea pantei caracteristicii la tensiuni de poartă mari este determinată de reducerea mobilității electronilor ca urmare a creșterii împrăstierii la suprafață (vezi capitolul 12).

Relațiile deduse anterior își pierd valabilitatea cînd stratul de inversie dispăre lîngă drenă adică pentru $V_D = V_{Dsat}$. Condiția $Q_n(L) = 0$, introdusă în relația 11.5 conduce la

$$V_{Dsat} + \frac{1}{C_o} \sqrt{2 K_s \epsilon_0 q N_A [V_{Dsat} + 2\Phi_{Fp}]} + \\ + 2\Phi_{Fp} - V_G + V_{FB} = 0, \quad (11.14)$$

unde s-au utilizat și relațiile 11.6 și 11.7, considerate la $V_D = V_{Dsat}$. Din rezolvarea ecuației 11.14 pentru V_{Dsat} se obține

$$V_{Dsat} = V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} + \\ + \frac{K_s \epsilon_0 q N_A}{C_o^2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2 C_o^2 (V_G - V_{FB})}{K_s \epsilon_0 q N_A}} \right], \quad (11.15)$$

sau

$$V_{Dsat} = V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} + 4\Phi_{Fp} \left(\frac{K_s x_o}{K_o x_{dmax,o}} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{K_o x_{dmax,o}}{K_s x_o} \right)^2 \frac{V_G - V_{FB}}{2\Phi_{Fp}}} \right]. \quad (11.16)$$

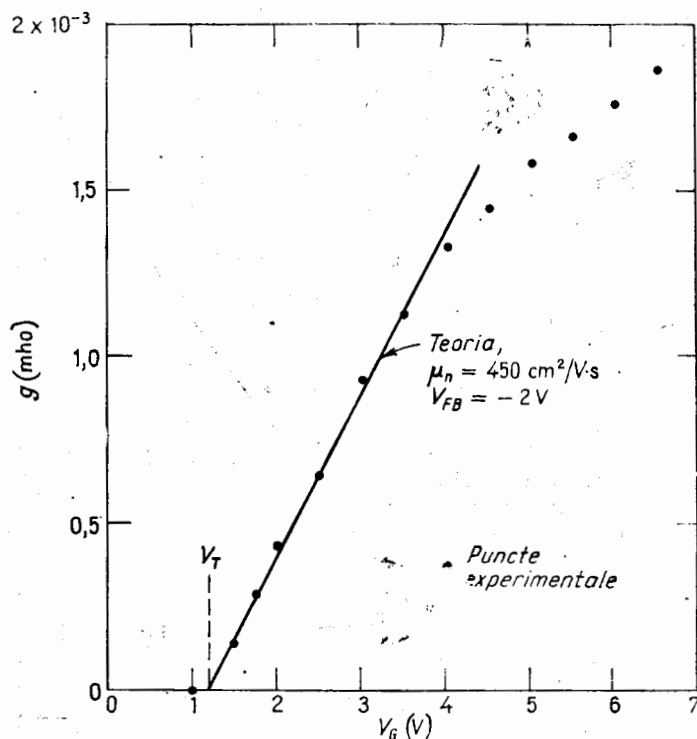


Fig. 11.6. Conductanța canalului tranzistorului MOS în funcție de tensiunea de poartă, în regiunea liniară (V_D mic).

Se observă că pentru grosimi ale oxidului x_o , mici în comparație cu lățimea regiunii golite de la suprafață $x_{dmax,o}$ această expresie capătă o formă mai simplă,

$$V_{Dsat} \cong V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} [x_o \ll x_{dmax,o}]. \quad (11.17)$$

Înlocuirea valorii V_{Dsat} în relația care dă caracteristica curent-tensiune, relația 11.8 sau 11.9, permite determinarea valorii curentului de saturație I_{Dsat} .

b. Conductanța mutuală

La fel ca la tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune, conductanța mutuală este definită de

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_g} \right|_{V_D = \text{const.}} \quad (11.18)$$

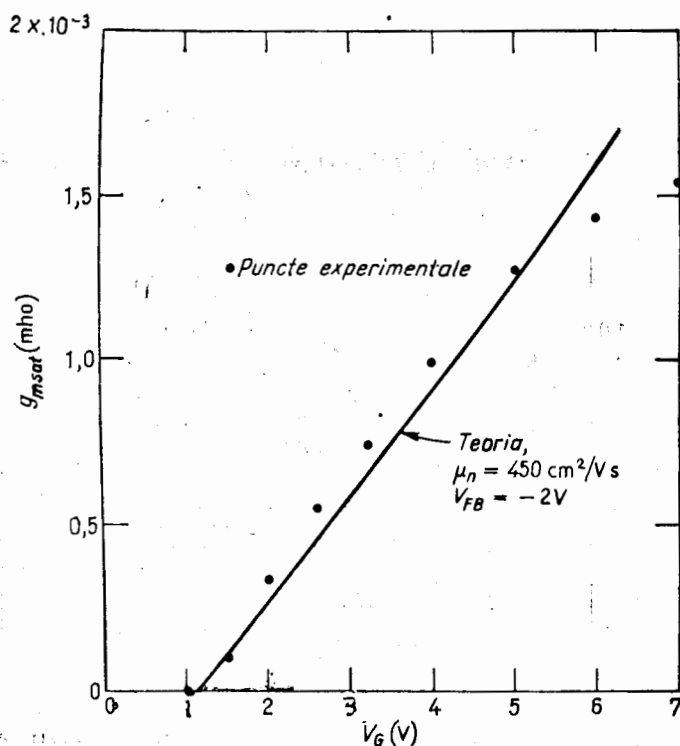


Fig. 11.7. Conductanța mutuală a tranzistorului MOS în funcție de tensiunea de poartă în regiunea de saturație ($V_D > V_{D \text{ sat}}$).

Diferențiind relația 11.9 se obține

$$g_m = \frac{Z}{L} \mu_n C_o V_D, \quad (11.19)$$

pentru $V_D \leq V_{D \text{ sat}}$.

Conductanța mutuală în regiunea de saturație se poate calcula înlocuind $V_D = V_{Dsat}$, obținându-se

$$g_{msat} = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} + 4\Phi_{Fp} \left(\frac{K_o x_o}{K_o x_{dmax,o}} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{K_o x_{max,o}}{K_o x_o} \right)^2 \frac{V_G - V_{FB}}{2\Phi_{Fp}}} \right] \right\} \text{ [regiunea de saturație]}. \quad (11.20)$$

În figura 11.7 se prezintă dependența conductanței mutuale — pentru un tranzistor MOS — în funcție de tensiunea de poartă în comparație cu valorile calculate pe baza expresiei 11.20. Ca și în cazul conductanței în regiunea liniară se observă o scădere la tensiuni de poartă mari ca urmare a reducerii mobilității la suprafață.

c. Curentul de poartă

La tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață poarta este izolată față de regiunea canalului printr-un strat de bioxid de siliciu. Deoarece stratul de bioxid de siliciu crescut termic este un izolant excelent, curentul de poartă este foarte mic, nedepășind în cazurile tipice, 10^{-14} A. Rezultă că tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață are o rezistență de intare de o valoare extrem de ridicată, cu câteva ordine de mărime mai mare chiar decît cea a tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune.

11.3. MODIFICĂRI ALE TEORIEI ELEMENTARE

a. Efectul stărilor de suprafață rapide

În capitolul 9 s-a arătat că diferența de lucru de ieșire metal-semiconductor sau sarcinile în oxid, sau la interfață, determină o deplasare a caracteristicilor tranzistorului MOS de-a lungul axei tensiunilor cu o cantitate V_{FB} . Dacă, în plus, sînt prezente și stările de suprafață rapide, sarcina din aceste stări va contribui cu o deplasare suplimentară de-a lungul axei tensiunilor. Această deplasare suplimentară variază cu potențialul de la suprafață (deci și cu tensiunea de poartă) deoarece probabilitatea de ocupare a unei stări de suprafață date variază în funcție de potențialul la suprafață. Rezultă că deplasarea caracteristicilor în lungul axei tensiunilor — determinată de stările de suprafață rapide — nu va mai fi constantă.

Mult mai important totuși este un alt efect: cînd concentrația de purtători de la suprafață se modifică, datorită schimbării tensiunii de poartă, o parte a purtătorilor suplimentari induși la suprafață va fi prinsă în stările de suprafață și prin urmare nu va contribui la creșterea conductanței canalului. Ca urmare conductanța mutuală determinată experimental va fi mai mică decît cea calculată teoretic.

Situația descrisă mai sus este valabilă la frecvențe suficient de joase astfel încît stările de suprafață să poată fi încărcate și descărcate în fază cu semnalul de măsură. La frecvențe mai înalte, cînd stările de suprafață nu mai pot răspunde suficient de rapid valoarea observată a conductanței mutuale se apropie de cea pentru cazul fără stări de suprafață.

Ca acest efect să fie important este necesar ca variația de sarcină din stările de suprafață să fie comparabilă ca mărime cu sarcina de conducție din canal care este în general de ordinul 10^{11} cm^{-2} . Deoarece pentru suprafețele de siliciu oxidat termic, densitatea stărilor de suprafață rapide se poate reduce pînă la valori de $10^9 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (vezi capitolul 12), stările de suprafață rapide nu pun probleme deosebite în funcționarea tranzistorului.

Acesta este unul dintre factorii foarte importanți care a făcut posibilă fabricarea și funcționarea tranzistorului MOS.

b. Frecvența de tăiere a conductanței mutuale

Prin exact aceeași tratare ca cea utilizată în capitolul 8 pentru tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune se poate arăta că frecvența maximă de lucru a tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață este dată de

$$f_o \approx \frac{g_m}{C_G}, \quad (11.21)$$

unde C_G este capacitatea *totală* a grilei.

Utilizînd expresia 11.9 și faptul că $C_G = ZLC_o$ se obține

$$f_o = \frac{\mu_n V_D}{L^2} \quad (11.22)$$

pentru $V_D \leq V_{D \text{ sat}}$. Se observă că la fel ca în cazul tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune pentru a realiza o frecvență de tăiere ridicată este necesară o valoare mare a mobilității.

* O tratare mult mai riguroasă conduce la o valoare $g_m/2\pi C_G$ pentru această limitare de frecvență.

c. Rezistența sursă-drenă la saturație, [5]

În paragraful anterior s-a arătat că după instalarea saturației potențialul la capătul stratului de inversie — în punctul X — se fixează la valoarea $V_{D\text{ sat}}$. Pe măsură ce tensiunea de drenă crește, polarizarea inversă a joncțiunii drenei crește. Rezultă că regiunea golită care separă punctul X de drenă se mărește, iar punctul X se mișcă spre sursă, după cum se indică în figura 11.2c. Deci lungimea efectivă a canalului va deveni mai mică, iar curentul de drenă va crește ușor odată cu creșterea tensiunii de drenă, rezultând o înclinare în sus a caracteristicilor în regiunea de saturație. Acest fenomen este în particular evident pentru tranzistoarele cu o lungime mică a canalului.

d. Efectul rezistenței serie

Considerații de același fel cu cele care au fost aplicate pentru tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune conduc la concluzia că efectul rezistențelor serie, nemodulate, de lângă sursă și drenă va fi scăderea valorilor conductanței canalului și conductanței mutuale în comparație cu valorile lor în absența rezistențelor serie, în conformitate cu formulele

$$g(\text{obs}) = \frac{g}{1 + (R_s + R_d)g}, \text{ [regiunea liniară]} \quad (11.23)$$

și

$$g_{\text{msat}}(\text{obs}) = \frac{g_{\text{msat}}}{1 + R_s g_{\text{msat}}}, \text{ [regiunea de saturație]}, \quad (11.24)$$

unde g și g_{msat} reprezintă conductanța canalului, respectiv conductanța mutuală în absența rezistențelor serie.

Deoarece la tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață de tipul ilustrat în figura 11.1 practic toată regiunea canalului este sub influența porții, efectul rezistențelor serie este mult mai puțin important decît în tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune.

11.4. ALTE TIPURI DE TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE SUPRAFAȚĂ

Pînă acum în acest capitol s-a considerat un tranzistor cu canal n , la care pentru a realiza un canal conductor trebuie aplicată pe poartă o tensiune pozitivă. Rezultatele anterioare se pot aplica prin analogie și tranzis-

torului cu canal p , la care pentru a realiza un canal conductor trebuie aplicată pe poartă o tensiune negativă. Deoarece la tensiune de poartă nulă prin nici unul din aceste tranzistoare nu trece curent, ele se denumesc tranzistoare MOS „normal blocate”.

Un tranzistor „normal în conducție” poate fi realizat prin modificarea potrivită a tensiunii de benzi netede. Dacă, de exemplu V_{FB} este suficient de negativă pentru un tranzistor cu canal n sau suficient de pozitivă pentru

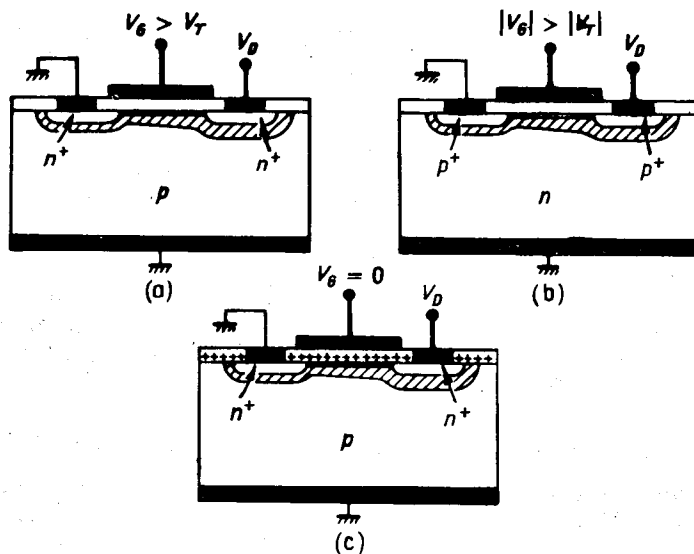


Fig. 11.8. Tranzistoare cu efect de cimp de suprafață, cu canal indus.

- (a) tranzistor cu canal n , „normal închis”
 (b) tranzistor cu canal p , „normal închis”
 (c) tranzistor cu canal n , „normal deschis”.

un tranzistor cu canal p , există canal conductor chiar pentru tensiune de grilă nulă. În acest caz conductanța canalului poate fi mărită sau micșorată printr-o modificare corespunzătoare a tensiunii de poartă.

Tranzistorul „normal blocat” atât cu canal n cât și cu canal p și tranzistorul „normal în conducție”, cu canal n sînt indicate în figura 11.8. Pentru toate aceste trei tranzistoare canalul conductor este indus de către cîmpul de la suprafață, cîmp determinat fie de tensiunea de poartă, fie de sarcinile din oxid. Din această cauză acest tip de tranzistoare se numește cu *canal indus*.

Canalul se poate realiza însă și printr-un proces metalurgic. Două exemple de tranzistoare cu *canal metalurgic* sînt date în figura 11.9. Primul din acestea prezentat în figura 11.9a este realizat prin creșterea epitaxială a unui strat de tip n pe un substrat de tip p , [6]. Conductivitatea regiunii dintre sursă și drenă este modulată de tensiunea de poartă. Tensi-

unea pozitivă de poartă determină creșterea numărului de electroni din canal, pe cînd cea negativă determină formarea la suprafață a unei regiuni golite, modificînd deci aria secțiunii transversale disponibilă pentru trecerea curentului. Această modalitate de funcționare a tranzistorului cu

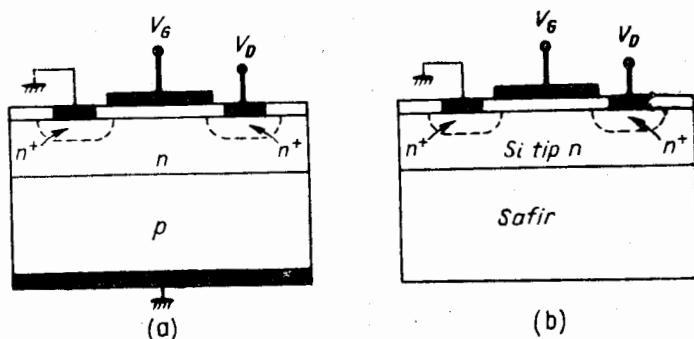


Fig. 11.9. Tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață cu canal metalurgic.

(a) Tranzistor cu canal n, crescut epitaxial.

(b) Tranzistor cu canal n, realizat prin depunerea siliciului pe safir.

efect de cîmp de suprafață este foarte asemănătoare cu modul de lucru a tranzistorului cu efect de cîmp cu joncțiune.

Un tranzistor similar se poate realiza prin creșterea unui strat de siliciu de tip n pe un substrat izolant de safir, [7], după cum este indicat în figura 11.9b.

LUCRĂRI DE SINTEZĂ

Tranzistoarele MOS sînt trecute în revistă în *Field Effect Transistors, Physics, Technology and Applications*, J. T. Wallmark și H. Johnson, Editori, Prentice-Hall, 1966.

BIBLIOGRAFIE

1. J. E. Lilienfeld, U. S. Patent 1, 745, 175 (1930).
2. O. Heil, British Patent 439, 457 (1935).
3. W. Shockley și G. I. Pearson, „Modulation of Conductance of Thin Films of Semiconductors by Surface Charges”, *Phys. Rev.*, **74**, 232 (1948).
4. D. Kahng și M. M. Atalla, „Silicon-Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices”, IRE Solid-State Device Research Conference, Carnegie Inst. of Tech. Pittsburgh, 1960.

5. Această tratare o urmează pe aceea dată de H. K. J. Ihantola, „Design Theory of a Surface Field-Effect Transistor”, Stanford Electronics Laboratories Technical Report No. 1661-1 (1961), și de H. K. J. Ihantola și J. L. Moll, „Design Theory of a Surface Field-Effect Transistor”, *Solid-State Electronics*, **7**, 423 (1964).

Caracteristicile unor astfel de dispozitive au fost de asemenea studiate de S. R. Hofstein și F. P. Heiman, „The Silicon Insulated-Gate Field-Effect Transistor”, *Proc. IEEE*, **51**, 1190 (1963); și de C. T. Sah, „Characteristics of the Metal-Oxide-Semiconductor Transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-11**, 324 (1964). Pentru o discuție a unor tipuri oarecum diferite de structuri de tranzistoare cu efect de cimp de suprafață, vezi de exemplu H. Borkan și P. K. Weimer, „An Analysis of the Characteristics of Insulated-Gate Thin-Film Transistors”, *RCA Rev.*, **24**, 153 (1963).

6. V. G. Reddi, „Tunable High-Pass Filter Characteristics of a Special MOS Transistor”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 581 (1965).
7. C. W. Mueller și P. H. Robinson, „Grown-Film Silicon Transistors on Sapphire”, *Proc. IEEE*, **52**, 1487 (1964); F. P. Heiman, „Thin-Film Silicon-on-Sapphire Deep-Depletion MOS Transistors” și S. R. Hofstein, „An Analysis of Deep-Depletion Thin Film MOS Transistors”, *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-13**, (Decembre 1966).

ENUNȚURILE PROBLEMELOR

- 11.1. Să se redemonstreze expresia caracteristicilor curent-tensiune, neglijând sarcina Q_B din regiunea golită de la suprafață. Să se compare cu expresia 11.8. În ce condiții această neglijare reprezintă o aproximare rezonabilă? De asemenea să se deducă, neglijând Q_B , conductanța în regiunea liniară și conductanța mutuală la saturație.
- 11.2. Să se deducă o expresie care să dea cimpul electric de-a lungul canalului. Să se compare mărimea sa, pentru tranzistorul utilizat pentru ilustrare în acest capitol, cu înărmirea cimpului la suprafață pentru diferite condiții de funcționare.
- 11.3. Caracteristicile curent-tensiune ale tranzistoarelor cu efect de cimp de suprafață sînt deseori studiate conectînd drena și poarta la un loc, sursa și substratul fiind puse la masă. Să se determine caracteristica curent-tensiune pentru această configurație. În ce condiții este posibil să se deducă din aceste caracteristici tensiunea de prag V_T ?
- 11.4. Un tranzistor cu efect de cimp de suprafață poate funcționa ca un dispozitiv cu patru terminale. De exemplu, sursa poate fi polarizată invers față de substrat.
- (a) Să se determine caracteristicile curent-tensiune, conductanța și conductanța mutuală într-o astfel de situație pentru două cazuri: cu substratul ținut la potențialul masei și cu sursa ținută la potențialul masei.
- (b) Care este tensiunea de prag (față de masă) în aceste cazuri? Să se compare cu rezultatele obținute în capitolul 10.
- (c) Să se determine conductanța mutuală față de tensiunea sursă-substrat.
- 11.5. În multe aplicații este important un dispozitiv cu o caracteristică patrată, adică $I \sim V^2$. Să se examineze cît de potrivit este tranzistorul cu efect de cimp de suprafață din acest punct de vedere. În particular să se considere cel mai bun mod de lucru și alegerea optimă a parametrilor de material și structură pentru atingerea acestui scop.
- 11.6. Să se determine dependența conductanței canalului în regiunea liniară în funcție de temperatură, pentru o tensiune de poartă dată. Se va presupune că tensiunea de benzil netede este independentă de temperatură și că mobilitatea în stratul de inversie variază invers proporțional cu temperatura.
- 11.7. Să se deducă o expresie pentru conductanța canalului în regiunea liniară în prezența stărilor de suprafață uniform distribuite în energie în toată banda interzisă, cu o densitate D_{st} ($\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$). Să se compare efectul unor astfel de stări de suprafață cu efectul mobilității în stratul de inversie care este o funcție de cimpul la suprafață.

Formule importante pentru tranzistoarele cu efect de cîmp de suprafață cu canal indus

	canal n $V_D > 0, V_G > V_T, I_D$ circuliă de la drenă la sursă	canal p $V_D < 0, V_G < V_T, I_D$ circuliă de la sursă la drenă
Caracteristicile curent-tensiune	$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FP} - \frac{V_D}{2} \right] V_D - \frac{2\sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_A}}{3 C_o} [(V_D + 2\Phi_{FP})^{3/2} - (2\Phi_{FP})^{3/2}] \right\}$	$I_D = \frac{Z}{L} \mu_p C_o \left\{ \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FN} - \frac{V_D}{2} \right] V_D - \frac{2\sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_D}}{3 C_o} [V_D + 2\Phi_{FN}]^{3/2} - 2\Phi_{FN}^{3/2} \right\}$
Tensiunea de saturație	$V_{Dsat} = V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FP}$ $+ \frac{K_s \epsilon_0 q N_A}{C_o^2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2C_o^2 (V_G - V_{FB})}{K_s \epsilon_0 q N_A}} \right]$	$V_{Dsat} = V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FN}$ $- \frac{K_s \epsilon_0 q N_D}{C_o^2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2C_o^2 (V_G - V_{FB})}{K_s \epsilon_0 q N_D}} \right]$
Tensiunea de prag	$V_T = V_{FB} + 2\Phi_{FP} + \frac{\sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_A} (2\Phi_{FP})}{C_o}$	$V_T = V_{FB} + 2\Phi_{FN} - \frac{\sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_D} (2\Phi_{FN})}{C_o}$
Conductanța (regiunea liniară)	$g = \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T)$	$g = -\frac{Z}{L} \mu_p C_o (V_G - V_T)$
Conductanța mutuală	$g_m = \frac{Z}{L} \mu_n C_o V_D \text{ pentru } V_D \leq V_{Dsat}$	$g_m = -\frac{Z}{L} \mu_p C_o V_D \text{ pentru } V_D \leq V_{Dsat} $
Frecvența maximă	$f_o = \frac{g_m}{C_g} \leq \frac{\mu_n V_D}{L^2} \text{ pentru } V_D \leq V_{Dsat}$	$f_o = \frac{g_m}{C_g} \leq \frac{\mu_p V_D }{L^2} \text{ pentru } V_D \leq V_{Dsat} $
Efectul rezistențelor serie	$g(\text{obs}) = \frac{g}{1 + (R_s + R_d)g}$ $g_{msat}(\text{obs}) = \frac{g_{msat}}{1 + R_s g_{msat}}$	regiunea liniară regiunea de saturație

- STĂRI DE SUPRAFAȚĂ RAPIDE
- SARCINA SPAȚIALĂ ÎN OXID
- SARCINA LA SUPRAFAȚĂ
- ENERGIIILE DE BARIERĂ
- MOBILITATEA DE SUPRAFAȚĂ
- CONDUȚIA PE SUPRAFAȚA OXIDULUI
- ALȚI IZOLANȚI

12

Proprietățile sistemului siliciu-bioxid de siliciu

În cele trei capitole anterioare s-a discutat teoria suprafețelor semi-conductoare, efectul suprafeței asupra joncțiunilor *pn* și tranzistorul cu efect de câmp de suprafață. Deși cea mai mare parte a problemelor discutate este în general valabilă, utilitatea rezultatelor obținute depinde însă de cunoașterea proprietăților specifice unui sistem particular de interfață.

Ca rezultat al studiilor extensive utilizând capacități MOS, diode cu poartă și tranzistoare cu efect de câmp MOS, sistemul siliciu-bioxid de siliciu a devenit unul din cele mai bine cunoscute. Deși o înțelegere de detaliu a multora din proprietățile sale nu este încă realizată, cunoștințele empirice asupra acestui sistem și posibilitățile de control a proprietăților acestei interfețe sînt destul de mari.

În acest capitol se prezintă un rezumat al caracteristicilor electrice ale sistemului siliciu-bioxid de siliciu. Se începe cu o discuție a diferitelor tipuri de sarcini și stări asociate sistemului. Acestea includ *stările rapide de suprafață* localizate la interfața siliciu-oxid, sarcina spațială prezentă în stratul de oxid datorată *ionilor impurităților mobile* — de exemplu contaminarea cu sodiu — sau *trapeelor* ionizate prin iradiere și *sarcina fixă de la suprafață* localizată la interfața dintre oxid și siliciu.

În continuare se discută măsurarea energiilor de barieră corespunzătoare sistemului metal-oxid-siliciu și informațiile care se pot obține prin aceste măsurători despre structura de benzi a sistemului. Apoi se tra-

tează mobilitatea electronilor și golurilor în siliciu lângă suprafață și procesul de conducție care poate avea loc pe suprafața exterioară a oxidului.

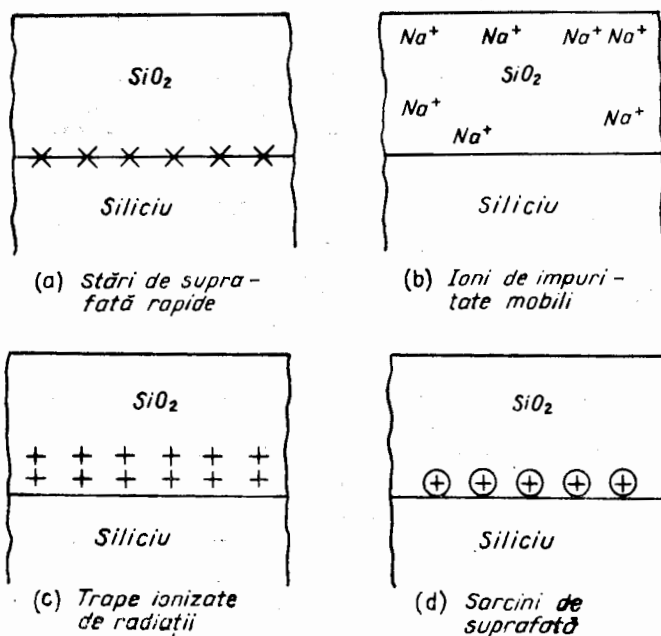


Fig. 12.1. Sarcinile și stările asociate sistemului $\text{Si}-\text{SiO}_2$.

În final se trece pe scurt în revistă ceea ce se cunoaște despre alți izolanți în structurile MIS realizate pe siliciu.

12.1. STĂRI DE SUPRAFAȚĂ RAPIDE

S-a arătat teoretic de către Tamm și de către Shockley, [1], că din cauza întreruperii la suprafață a periodicității rețelei, în banda interzisă a semiconductorului în apropierea suprafeței apare o densitate mare de stări. Tradițional, astfel de stări se numesc *stări de suprafață rapide*. Teoretic se socotește că aceste stări ar fi de ordinul o stare rapidă de suprafață pentru fiecare atom de la suprafață, rezultând o densitate de aproximativ 10^{15} cm^{-2} . De fapt, observațiile experimentale asupra suprafețelor obținute prin clivare în vid înalt confirmă această estimare teoretică.

Spre deosebire de acestea, suprafețele de germaniu și siliciu supuse prelucrării chimice și care sînt întotdeauna acoperite cu un strat foarte subțire de oxid, au o densitate a stărilor rapide de suprafață de ordinul $10^{11} \dots 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Cercetările de început asupra suprafețelor de siliciu oxidat termic, [2], au găsit o densitate a stărilor de suprafață rapide de același ordin de mărime.

În capitolul 9 s-a arătat că prezența stărilor rapide de suprafață determină modificări în forma caracteristicilor capacitate-tensiune sau conductanța canalului-tensiune ale structurilor metal-oxid-semiconductor în comparație cu forma curbelor teoretice deduse pentru structuri ideale.

De fapt, caracteristicile experimentale ale structurilor aluminiu-bioxid de siliciu-siliciu, fabricate prin oxidare termică și incluzînd și un proces termic de recoacere la temperatură relativ joasă, urmăresc îndeaproape forma curbei teoretice, [3], deși sînt deplasate față de ea printr-o mărime constantă.

Gradul de paralelism al caracteristicilor experimentale și teoretice indică faptul că în mijlocul porțiunii de 0,7 eV a benzii interzise a siliciului densitatea totală a stărilor de suprafață este mai mică decît $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Măsurări efectuate prin alte metode — utilizînd conductanța de c.a.a capacității MOS, [4], sau variația tensiunii de deschidere a tranzistorului MOS cu temperatura, [5], conduc la rezultate în concordanță cu această valoare limită superioară.

În capitolul 10 s-a arătat că dependența curentului invers în funcție de tensiunea de poartă, pentru o diodă cu poartă, permite determinarea directă a vitezei de recombinare la suprafață s_0 , care este legată de densitatea N_{st} a stărilor de suprafață rapide prin relația (vezi de asemenea și capitolul 5)

$$s_0 = \sigma v_{th} N_{st}. \quad (12.1)$$

Astfel de determinări au indicat valori pentru s_0 cuprinse între 1 și 10 cm/s, [6a].

Compararea valorilor lui s_0 , cu valorile corespunzătoare ale densității N_{st} a stărilor rapide de suprafață pentru structuri la care ambele au fost mărite prin iradiere, [6b], a confirmat relația 12.1 și a condus la valori ale secțiunii transversale de captură σ , de ordinul $10^{-16} \dots 10^{-15} \text{ cm}^2$. Cu aceste valori ale secțiunii de captură valoarea s_0 , înaintea procesului de iradiere, corespunde unei densități de stări de suprafață rapide de $10^9 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, valori care sînt în concordanță cu valorile obținute prin alte metode.

Valorile mai sus menționate ale densității stărilor rapide de suprafață au fost obținute pentru structuri aluminiu-bioxid de siliciu crescut termic-siliciu care au fost supuse unui tratament termic la aproximativ 500°C. În literatură se arată, [7], că un astfel de tratament conduce la o reducere cu un ordin de mărime a densității stărilor rapide de suprafață.

Pentru simplitate în discuția anterioară s-a presupus că stările de suprafață sînt caracterizate printr-un singur nivel energetic. De fapt, stările de suprafață sînt mai mult sau mai puțin uniform distribuite în funcție de energie, pe porțiunea din mijloc a benzii interzise, [4]. După cum s-a arătat în capitolul 10, într-un astfel de caz la recombinarea de suprafață și generare contribuie efectiv numai acei centri care se găsesc într-o zonă de cîțiva kT față de mijlocul benzii interzise. Calculele arată, [6a], că pentru o distribuție uniformă a centrilor cu o densitate D_{st} ($\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$), N_{st} este înlocuit în relația 12.1 prin πkTD_{st} .

În cazul structurilor care nu au fost supuse tratamentului termic de recoacere s-a observat, [8], de asemenea existența unei densități mari de stări de suprafață cu un singur nivel energetic plasate puțin sub marginea benzii de conducție și puțin deasupra marginii benzii de valență. Din cauza poziției acestor stări ele nu afectează în mod semnificativ caracteristicile dispozitivelor semiconductoare. (De fapt, din aceleași motive, a fost necesară o tehnică specială pentru măsurarea lor, [8]).

Densitatea redusă a stărilor rapide de suprafață pentru suprafețele de siliciu oxidat termic reprezintă un avantaj important al tehnologiei planar.

12.2. SARCINA SPAȚIALĂ DIN OXID

a. Contaminarea ionică

O dificultate majoră întîlnită la primele dispozitive MOS a fost faptul că tensiunea de benzi netede era instabilă, adică se *modifica* sub influența tensiunii aplicate la temperaturi înalte. Un exemplu de o astfel de modificare este indicat în figura 12.2. În figură caracteristica inițială capacitate-tensiune este notată cu (1), iar cea obținută după 30 de minute la 127°C cu o tensiune aplicată $V_g = +10 \text{ V}$ este notată cu (2). Caracteristicile își pot reveni, caracteristica notată cu (3) fiind obținută după 30 minute la aceeași temperatură însă cu poarta scurtcircuitată la substrat.

Acest proces de deplasare a caracteristicilor este determinat de *rearanjarea* distribuției de sarcină spațială ionică din oxid, [9]. În capitolul 9 s-a arătat că o sarcină spațială în oxid, cu densitatea $\rho(x)$ contribuie la tensiunea de benzi netede cu valoarea

$$-\frac{1}{C_0} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx.$$

Deci deriva caracteristicilor capacitate-tensiune este direct determinată de rearanjarea distribuției $\rho(x)$ în oxid, fără a avea loc nici o modificare a densității totale de ioni din oxid, pe unitatea de suprafață,

$$Q_0 = \int_0^{x_0} \rho(x) dx.$$

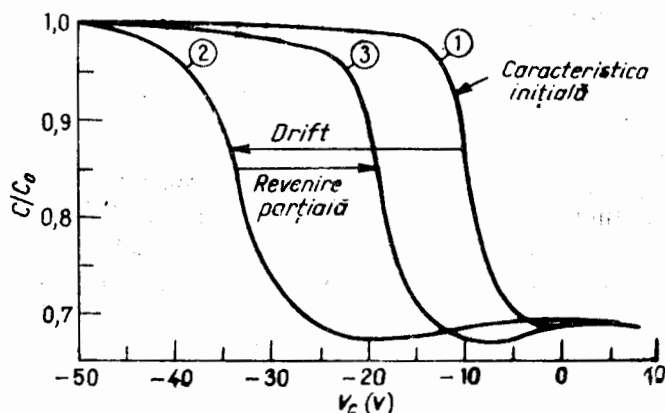


Fig. 12.2. Deplasarea caracteristicii capacitate-tensiune datorită contaminării ionice, [9].

Această rearanjare este ilustrată în figura 12.3 unde se prezintă distribuția inițială de sarcină (toată sarcina spațială ionică este reprezentată lângă metalul porții neavind nici o influență asupra siliciului), distribuția,

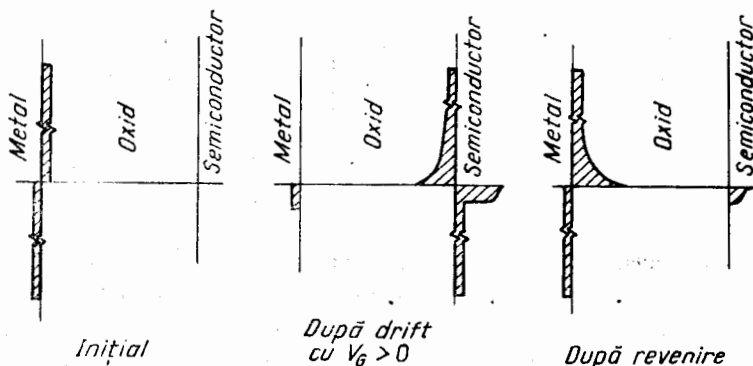


Fig. 12.3. Distribuțiile de sarcină reprezentate astfel încât să corespundă diverselor etape ale procesului de drift, [9].

după modificarea dată de o polarizare pozitivă (întreaga sarcină spațială fiind acum practic plasată lângă siliciu și deci inducând sarcini imagine

în siliciu) și distribuția finală obținută după revenirea sarcinii ionice, înapoi în vecinătatea electrodului metalic.

Această reprezentare a sarcinii ionice din oxid este în concordanță cu toate celelalte observații experimentale. Astfel corespunde cu faptul că variația maximă a tensiunii de benzi netede este independentă de temperatură sau de mărimea polarizării pozitive în timpul experienței, deși viteza de variație a procesului însuși depinde atât de temperatură cât și de mărimea polarizării. La fel ea corespunde observației că integrala în timp a curentului de poartă în timpul derivei caracteristicii este identică cu sarcina dată de $V_{FB}C_0$. În sfârșit ea este în concordanță cu experimentele în care o parte a oxidului este treptat înlăturată după obținerea driftului (derivei) caracteristicilor. Astfel de experimente au arătat că după obținerea derivei caracteristicilor, toate sarcinile pozitive erau localizate lângă siliciu, așa cum este indicat în partea din mijloc a figurii 12.3.

Din viteza cu care se desfășoară procesul de drift al caracteristicilor cât și din experimente în care stratul de oxid a fost intenționat contaminat cu clorură de sodiu s-a dedus, [9], că deriva necontrolabilă în structurile MOS este determinată de urmele de contaminare cu sodiu. Acest fapt a fost verificat prin măsurători executate cu trasori radioactivi. Astfel de măsurători au arătat de asemenea că distribuția de ioni de sodiu în oxid, în diverse etape ale procesului de derivă al caracteristicilor corespunde distribuțiilor indicate în figura 12.3.

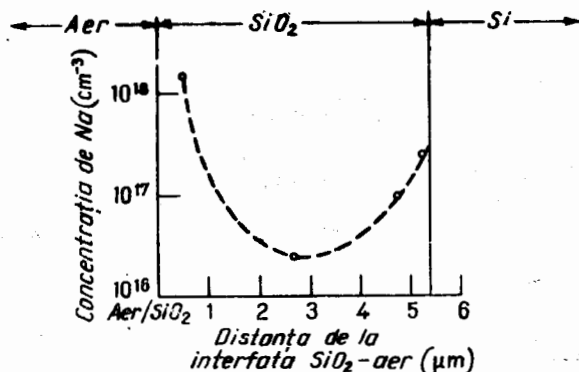


Fig. 12.4. Distribuția concentrației de sodiu în oxid după drift, [10].

Un exemplu de distribuție a sodiului, într-un strat de oxid care nu a fost contaminat intenționat cu sodiu, într-o etapă intermediară a procesului de drift al caracteristicii, este indicat în figura 12.4. Este interesant de comparat această figură cu rezultatele unor calcule numerice, [11], pentru problema procesului tranzitoriu de transport al ionilor în stratul

de oxid. Rezultatele unor astfel de calcule sînt prezentate în figura 12.5 pentru cazul particular al unei tensiuni de +10 V aplicate pe poartă, la 127°C, pentru diverse intervale de timp. Trebuie observat că distribuția

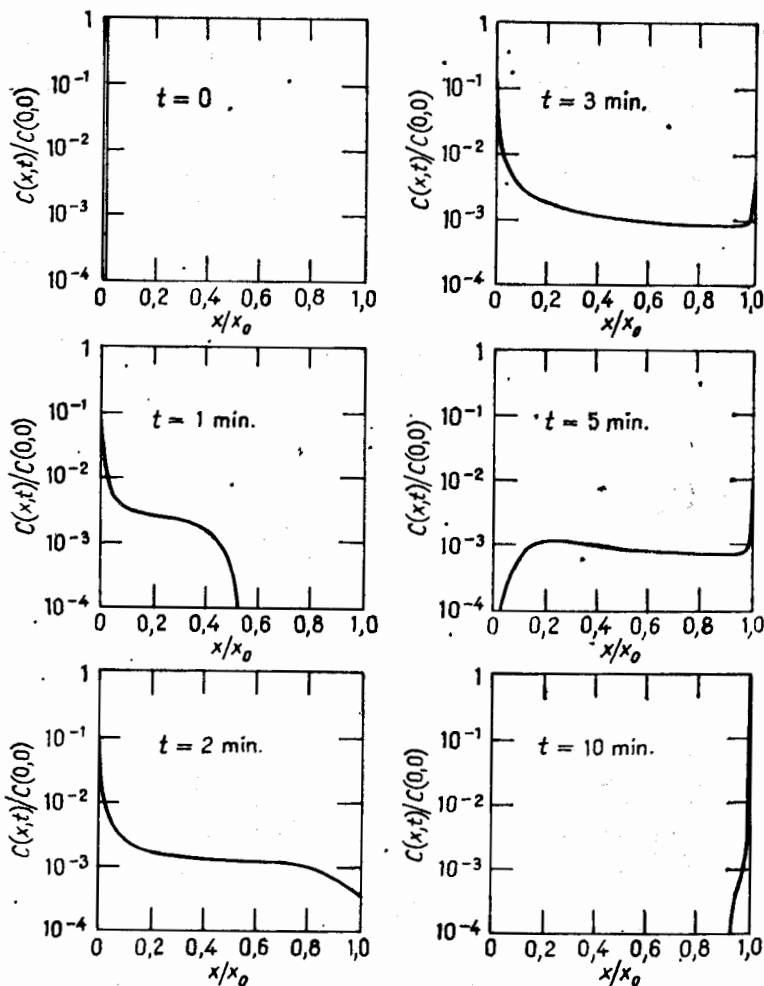


Fig. 12.5. Distribuția teoretică a concentrației sodiului în oxid în funcție de timp, [11].

inițială și finală corespund primelor două desene din figura 12.3. Între aceste extreme, este evident că sodiul se mișcă prin oxid, cu o distribuție în formă de U în etapele intermediare, în concordanță calitativă cu rezultatele experimentale arătate în figura 12.4.

Sodiul mobil, fiind datorat contaminării externe poate fi eliminat prin precauțiuni corespunzătoare în procesul de fabricație al dispozitivului. Odată ce această contaminare este eliminată, dispozitivele MOS devin stabile chiar pentru polarizări la temperaturi ridicate, [3, 12].

b. Sarcina spațială indusă de radiații

Ca urmare a expunerii la radiații ionizante de diverse feluri inclusiv raze X, raze γ , electroni de energie joasă și înaltă s-a observat formarea în stratul de bioxid de siliciu a unei sarcini spațiale pozitive, [13]. Originea

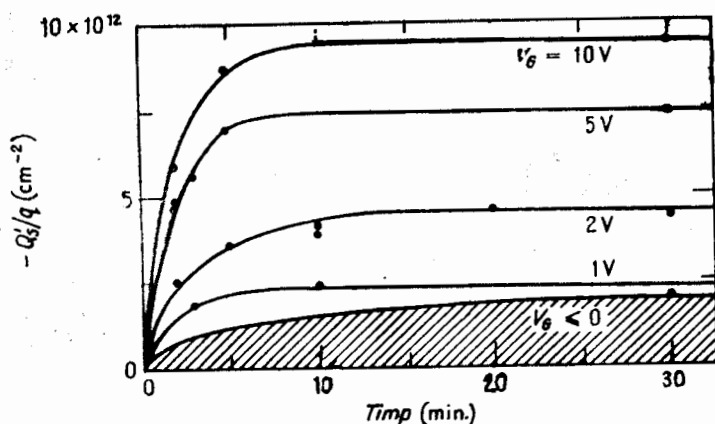


Fig. 12.6. Creșterea sarcinii în exces în funcție de timpul de iradiere, [14].

fizică a acestei sarcini este total diferită de aceea care apare prin contaminare ionică.

Rezultatele experimentale, [14], corespunzătoare iradierii straturilor de bioxid de siliciu cu raze X sînt prezentate în figura 12.6, în funcție de timp pentru diverse valori ale tensiunii aplicate pe poartă în timpul iradierii. Este evident că sarcina în exces Q'_s , indusă în siliciu de către sarcina spațială din oxid crește la început cu timpul, iar apoi atinge o valoare staționară sau de saturatie, care este dependentă de tensiunea aplicată pe poartă în timpul iradierii.

În continuare este descris un model idealizat pentru apariția unei astfel de sarcini în oxid sub influența expunerii la radiații, [14]. În timpul iradierii, în oxid se generează perechi electron-gol. Dacă nu există un câmp electric prezent în oxid, electronii și golurile se vor recombină, iar sarcina netă care se obține în oxid este nulă. Dacă există câmp electric în oxid, acest câmp tinde să separe electronii și golurile. În particular un câmp corespunzînd unei tensiuni pozitive pe poartă tinde să împingă electronii

spre electrodul porții. Dacă electronii nu pot pătrunde din siliciu în oxid, golurile sint prinse în trape lângă interfața oxid-siliciu și rezultă o creștere treptată a sarcinii după cum se indică în partea (a) și (b) a figurii 12.7. Datorită cîmpului electric mărit, o fracțiune mai mare din tensiunea totală aplicată va cădea pe această regiune de sarcină spațială. Deci,

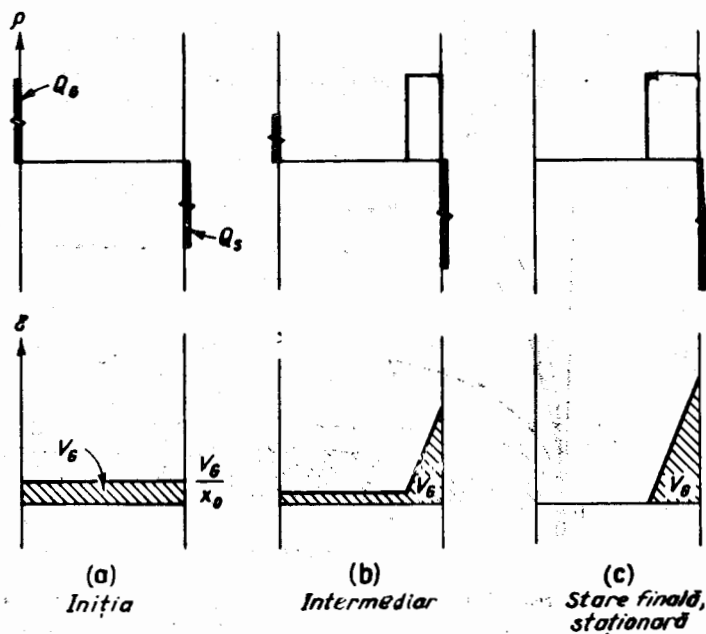


Fig. 12.7. Modelul idealizat pentru acumularea sarcinii în exces în funcție de durarea iradierii pentru o structură MOS, cu poarta polarizată pozitiv, [14].

pe măsură ce regiunea de sarcină spațială crește, cîmpul în restul stratului de oxid tinde spre zero. În acest fel se obține situația staționară, indicată în figura 12.7c.

Sarcina spațială indusă în oxid de către radiații poate fi eliminată relativ rapid prin încălzire la aproximativ 300°C.

12.3. SARCINA DE LA SUPRAFAȚĂ

Experimentele cu structuri MOS au arătat, [3], existența neașteptată a unei sarcini fixe localizată aparent lângă interfață. Această sarcină are ca efect o translație a caracteristicii capacitate-tensiune (sau conductanța

canalului-tensiune) de-a lungul axei tensiunilor. Ea se numește *sarcina de la suprafață*, iar densitatea ei pe unitatea de arie se notează prin simbolul Q_{ss} . Caracteristicile sarcinii de la suprafață au fost studiate experimental foarte intens, [15].

Sarcina de la suprafață are următoarele proprietăți:

1. Este fixă; valoarea ei nu se modifică pentru o variație mare a curburii benzilor de energie a siliciului.
2. Nu se modifică în condițiile care duc la mișcarea ionilor de sodiu prin oxid, sau la eliminarea sarcinii induse de radiații.
3. Este localizată într-un strat de 200 Å, în oxid, lângă interfața oxid-siliciu.
4. Densitatea Q_{ss} nu este practic afectată de grosimea oxidului, de tipul sau concentrația impurităților din siliciu.
5. Sarcina Q_{ss} este puternic dependentă de condițiile de oxidare, tratament termic și de orientarea cristalografică a monocristalului de siliciu.

Efectele determinate de orientarea cristalografică, [16], pot fi descrise într-un mod aproximativ după cum urmează: raportul dintre valorile densității Q_{ss} a sarcinii de la suprafață pentru condiții de oxidare date, pentru siliciu orientat după direcțiile (111), (110) și (100) este de aproximativ 3:2:1. Acest fapt concordă în mare cu modul de variație a constantei B/A a legii liniare de oxidare pentru cele trei orientări cristalografice (vezi capitolul 2).

Efectul oxidării și al condițiilor de tratament termic este dat în figura 12.8 unde se indică densitatea Q_{ss} a sarcinilor de la suprafață după oxidarea în oxigen uscat și umed și după un tratament termic, a ambelor tipuri de oxid, în mediu de azot. Rezultatele prezentate în figura 12.8 sînt foarte reproductibile. O altă particularitate a acestor rezultate este că tratamentul termic final este cel mai important. Tratamentul termic final va determina valoarea lui Q_{ss} , indiferent de istoria structurii, cu condiția ca să se asigure un timp suficient pentru ca structura să atingă o stare staționară în condiții date.

Rezultatele de mai sus indică rolul *siliciului ionic în exces din oxid* la originea sarcinii de suprafață, [15]. Sarcina de la suprafață este datorată siliciului ionic în exces prezent în oxid în timpul oxidării și care „așteaptă” să reacționeze cu specia oxidantă care a difuzat prin oxid în cursul procesului de oxidare, după cum se arată în figura 12.9.

O indicație suplimentară asupra rolului siliciului în exces din oxid a fost dată de o serie de experimente în care valoarea lui Q_{ss} a fost crescută reproductibil și marcat prin încălzirea probei în condițiile în care se aplica o tensiune de poartă *negativă* (de observat că această condiție este opusă celei care conduce la un efect similar datorită contaminării ionice). Viteza acestui proces este aproximativ cu patru ordine de mărime mai mică decît cea determinată de rearanjarea sodiului. Astfel de rezultate sînt date

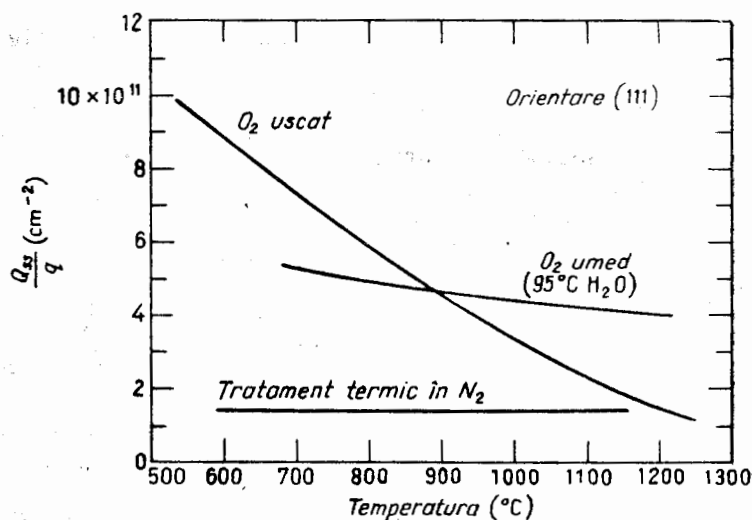


Fig. 12.8. Dependența densității sarcinii de la suprafață de condițiile de oxidare și de tratamentul termic final, [15].

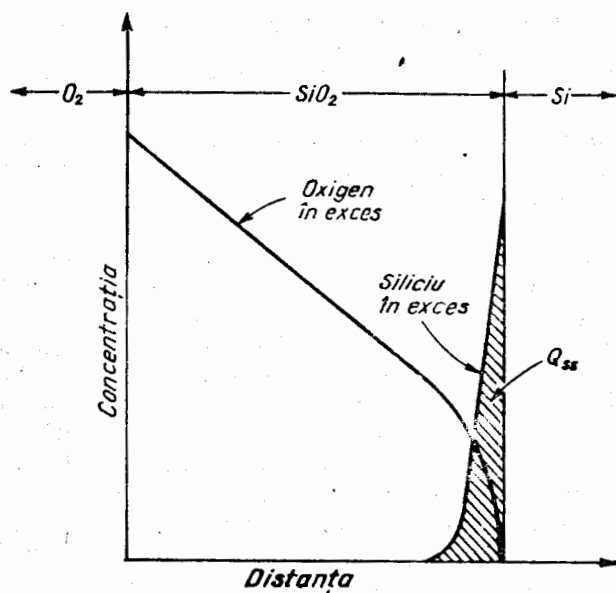


Fig. 12.9. Ilustrare a rolului propus pentru siliciul în exces din oxid, în formarea sarcinii de la suprafață, [15].

în figura 12.10 unde se indică valoarea staționară a lui Q_{ss} în funcție de cîmpul aplicat pe oxid. Densitatea finală a sarcinii de la suprafață este evident proporțională atît cu cîmpul aplicat cît și cu densitatea ei inițială.

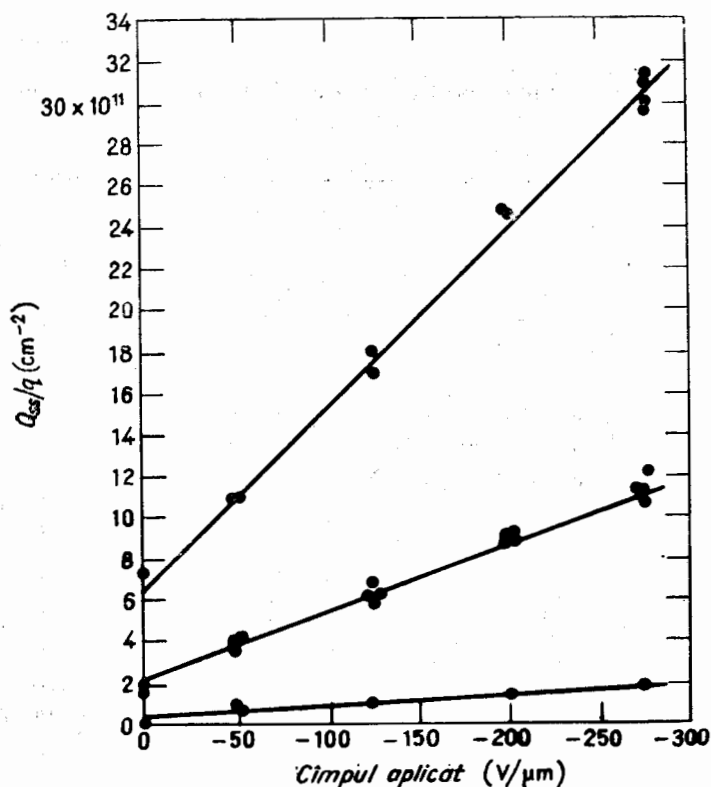


Fig. 12.10. Dependenta valorii finale a densității sarcinii de la suprafață de intensitatea cîmpului electric din oxid și de valoarea densității inițiale a sarcinii de la suprafață, [15].

12.4. ENERGHIILE DE BARIERĂ

După cum s-a discutat în capitolul 9, diferența între lucrul de ieșire al metalului și al semiconductorului determină o modificare a tensiunii de benzi netede a unei structuri MOS.

Această modificare indică o metodă de determinare a diferenței de lucru de ieșire, după cum rezultă din figura 12.11. În această figură, s-a trasat dependența tensiunii de benzi netede V_{FB} în funcție de grosimea

oxidului pentru structuri fabricate în aceleași condiții. Deoarece tensiunea de benzi netede este dată de

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - Q_{ss} \frac{x_0}{K_0 \epsilon_0},$$

faptul că se obține o linie dreaptă arată că densitatea de sarcină de suprafață Q_{ss} , este independentă de grosimea oxidului, în concordanță cu dis-

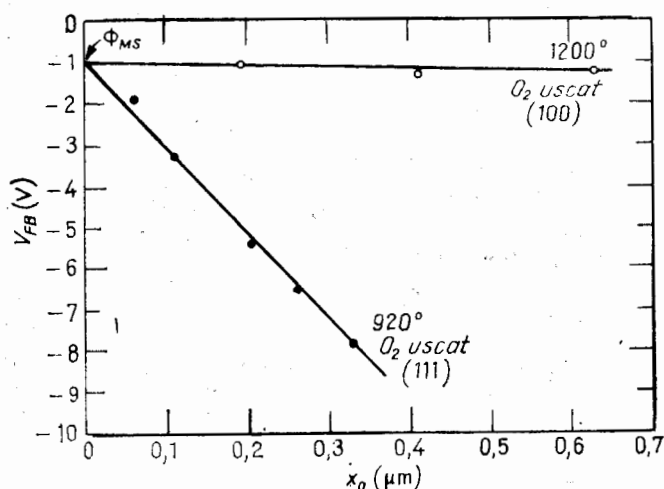


Fig. 12.11. Determinarea diferenței de lucru de ieșire metal-semiconductor din măsurări ale tensiunii de benzi netede pentru o structură MOS, [15]. (Aluminu — SiO_2 — Siliciu tip p , $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

cuția anterioară. Ordonata la origină corespunde diferenței de lucru de ieșire, care este de ordinul 1 V pentru cazul prezentat al unei structuri aluminu-bioxid de siliciu — siliciu de tip p ($N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

O metodă de evaluare a barierelor de energie individuale se bazează pe măsurarea pragului fotoelectric la interfața metal-oxid și la interfața oxid-siliciu, [17...19]. În această metodă structura MOS este iluminată cu lumină de energie crescândă în condițiile unei polarizări constante. Cînd energia fotonilor devine suficient de mare pentru a putea „săla” un electron din banda de valență în banda de conducție a oxidului, începe conducția prin oxid. Energia fotonului corespunde barierei energetice a interfeței particulare studiate.

Barierelor energetice determinate atît prin metoda răspunsului fotoelectric cît și prin metoda care utilizează structuri MOS sînt date în tabelul

Tabelul 12.1

Energile de barieră metal — SiO_2 și $\text{Si} - \text{SiO}_2$ măsurate prin excitație fotoelectrică și deduse din tensiunile de benzi netede ale structurilor MOS. Se indică și valorile corespunzătoare ale lucrului de ieșire față de vid, [19]

Metal	$\Phi_M(\text{Foto})$	$\Phi_M(\text{MOS})$	Lucru de ieșire față de vid
Mg	2,25	2,4	3,70
Al	3,2*	3,2	4,20
Ni	3,7	3,6	4,74
Cu	3,8	3,8	4,52
Ag	4,15	4,2	4,31
Au	4,1	4,1	4,70
Si	4,35		5,15

* Ales arbitrar ca referință

12.1. În tabel se indică de asemenea pentru comparație valorile lucrului de ieșire față de vid pentru materialele respective. Se observă că bariera de energie este în mare de același ordin cu lucrul de ieșire. Prezența oxidului pare să determine numai o scădere a barierei de energie în comparație cu lucrul de ieșire față de vid cu 0,5...1 eV.

12.5. MOBILITATEA DE SUPRAFAȚĂ

Mobilitatea electronilor și golurilor în straturile de inversie a fost studiată utilizând măsurarea conductanței canalului pentru structuri de tranzistoare MOS, [20]. Mobilitatea purtătorilor se determină din panta caracteristicii conductanță-tensiune de poartă.

Un set de valori tipice atât pentru electroni cât și pentru goluri este indicat în figura 12.12. Se observă că pentru un interval larg de variație a sarcinii Q_s (pe unitatea de suprafață) indusă în siliciu (sau cu o exprimare echivalentă, a cîmpului de la suprafață E_s) mobilitatea în stratul de inversie pare să fie relativ constantă, avînd o valoare de aproximativ jumătate din valoarea corespunzătoare volumului. Pentru valori mai mari ale cîmpului la suprafață mobilitatea începe să scadă ușor. Aceste rezultate nu sînt în concordanță cu teoria împrăstierii difuze la suprafață, [21], ale cărei rezultate sînt de asemenea indicate în figura 12.12.

Dependența de temperatură a mobilității din stratul de inversie în zona de mobilitate constantă a fost determinată, [20], ca fiind de forma

$\mu \sim T^{-1.5}$. Aceasta este dependența de temperatură indicată pentru mobilitatea de volum de către teoria împrăstierii pe rețea (vezi capitolul 4) care n-a fost încă observată.

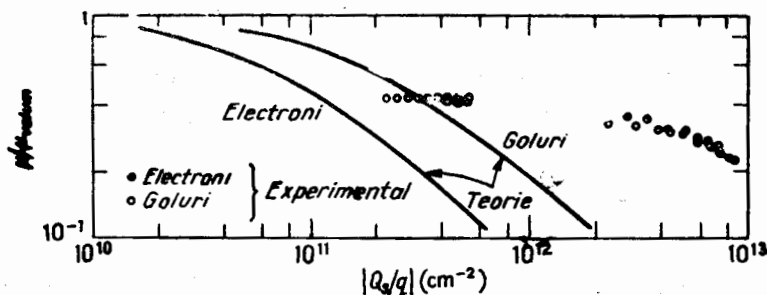


Fig. 12.12. Comparație între valorile tipice experimentale ale mobilităților în stratul de inversie și valorile teoretice pentru împrăștiere difuză la suprafață, [20].

12.6. CONDUȚIA PE SUPRAFAȚA OXIDULUI

Faptul că conducția pe suprafața exterioară a oxidului poate juca un rol important în determinarea caracteristicilor dispozitivelor aflate sub stratul de oxid a fost sugerat de către unii dintre primii cercetători, [22], ai suprafețelor de siliciu oxidate. Acest proces de conducție la suprafața oxidului este ilustrat schematic în figura 12.13, unde se prezintă o diodă n^+p cu poartă polarizată pozitiv. Datorită conducției pe suprafața exterioară a oxidului, potențialul ei va fi apropiat de potențialul porții. Aceasta se indică în porțiunea de sus a figurii, unde se prezintă potențialul suprafeței oxidului pentru diverse momente de timp. În esență se poate spune că „poarta” s-a extins pe o arie mai mare. Acest fapt la rândul lui determină formarea unei joncțiuni induse de cîmp sub această „poartă extinsă”. (Creșterea joncțiunii induse de cîmp poate fi de fapt utilizată pentru a studia desfășurarea procesului de conducție la suprafață, [23]).

Se poate arăta, [24], că procesul de conducție la suprafață este descris de o ecuație de aceeași formă cu ecuația de difuzie, în care coeficientul de difuzie se înlocuiește prin $1/R_{\square} C_o$, unde $R_{\square}$ este rezistența pe pătrat a suprafeței exterioare a oxidului, iar C_o este capacitatea oxidului.

Corespunzător, potențialul pe suprafața oxidului în cazul indicat în figura 12.13 va urma o distribuție de tip erfc. Studiarea vitezei procesului de încărcare poate fi utilizată pentru a determina rezistența pe pătrat a suprafeței oxidului, $R_{\square}$.

Acest model al conducției la suprafața oxidului a fost verificat în detaliu, [24], printr-o tehnică experimentală care dă direct potențialul suprafeței oxidului. Utilizînd lamele de sticlă și această tehnică de măsurare a potențialului, a fost studiată [25], rezistența pe pătrat a suprafeței sticlei, în funcție de umiditatea atmosferei, un factor care afectează foarte puternic procesul de conducție la suprafață. Rezultatele sînt indicate în

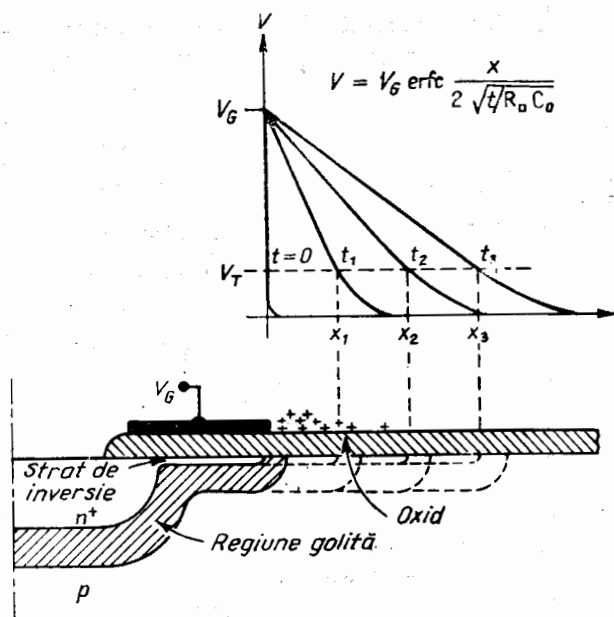


Fig. 12.13. Apariția unei joncțiuni induse de cîmp prin încărcarea suprafeței exterioare a oxidului, de la metalul porții, [23].

figura 12.14 împreună cu datele obținute pentru suprafețele oxidate termic prin măsurarea vitezei de creștere a joncțiunii induse de cîmp, [23]. Cele două seturi de date sînt într-o corespondență bună și indică influența hotărîtoare a umidității mai mari de 40% asupra rezistenței pe patrat. Deoarece constanta de timp a procesului de conducție la suprafață este dată de $\sim R_o C_o$, procesul de încărcare a oxidului se va desfășura foarte repede într-o atmosferă umedă și foarte încet într-o atmosferă uscată.

O consecință interesantă a procesului de conducție la suprafață este efectul asupra caracteristicilor MOS, după cum se indică în figura 12.15. Procesul de conducție la suprafață tinde să mărească aria stratului de

inversie. Deci pe măsură ce acest proces continuă, capacitatea siliciului va crește în timp odată cu capacitatea oxidului. Corespunzător combinația serie a celor două capacități va tinde către capacitatea numai a

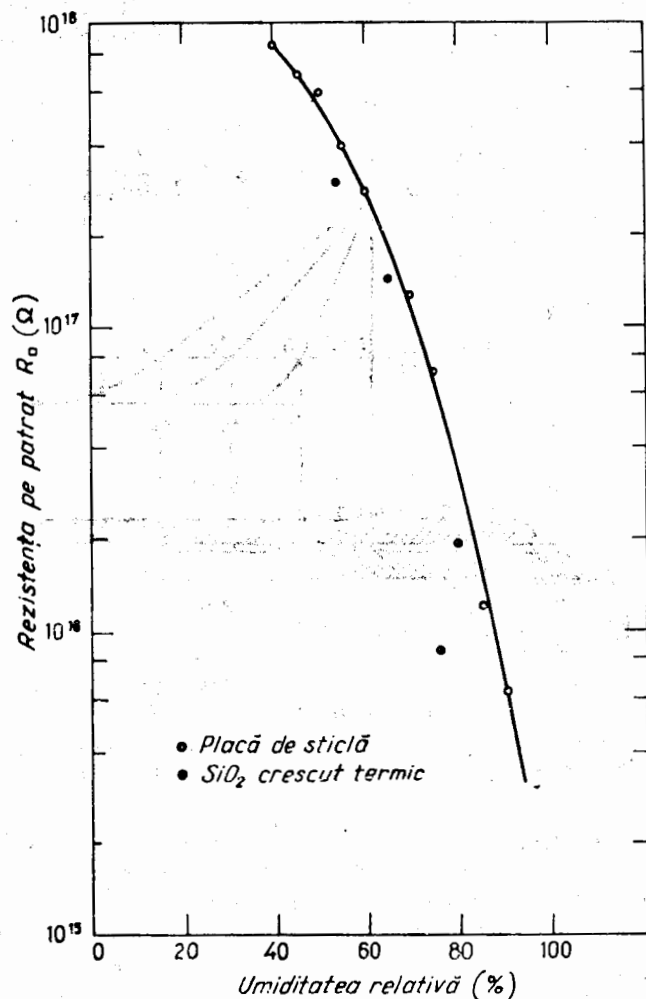


Fig. 12.14. Rezistența pe pătrat a unei plăci de sticlă și a bioxidului de siliciu obținut prin oxidare termică în funcție de umiditatea relativă, [23, 25].

stratului de oxid din cauza capacității mari crescînde a siliciului, pînă la frecvențe ale semnalului de măsură mult mai mari ca în alte cazuri, [26].

Deci așa cum se indică în figura 12.15, aspectul caracteristicii capacități-tensiune a structurii MOS va deveni cel corespunzător tipului de caracteristică de joasă frecvență.

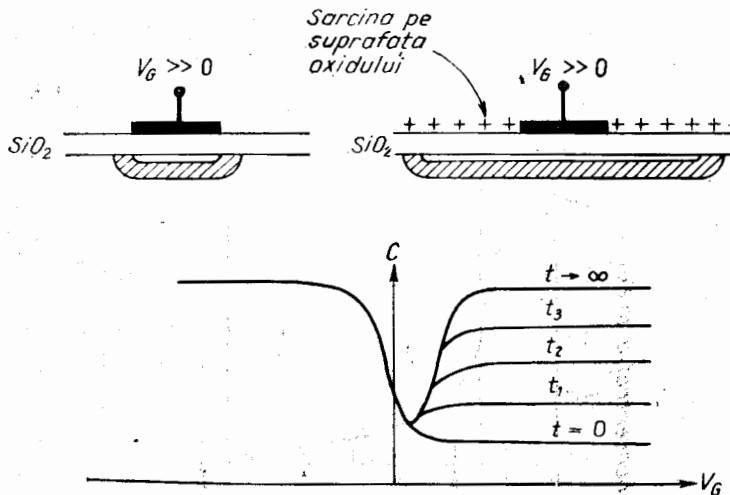


Fig. 12.15. Efectul conductivității pe suprafața oxidului asupra caracteristicii capacități-tensiune pentru o structură MOS.

12.7. ALȚI IZOLANȚI

Cu scopul de a utiliza complet posibilitățile potențiale ale structurilor metal-izolator-semiconductor, unele combinații de izolatori pot fi mult mai avantajoase chiar decât sistemul metal-bioxid de siliciu-siliciu. Dintre numeroasele posibilități, câteva au fost deja studiate.

S-a arătat, [27], că instabilitatea dispozitivelor MOS contaminate se reduce substanțial dacă un strat de sticlă de fosfor — adică SiO_2 bogat în P_2O_5 — este realizat pe partea exterioară a stratului de bioxid. Experimentări realizate cu trasori radioactivi, [19], au arătat că acest efect este determinat de solubilitatea mult mai mare a sodiului în sticla de fosfor în comparație cu solubilitatea în bioxidul de siliciu. Rezultă că sodiul tinde să se secrete în sticla de fosfor și ca urmare el nu mai este disponibil pentru redistribuire (drift) în stratul de bioxid de siliciu. Rezultatele unor determinări experimentale, [10], ale distribuției sodiului în sistemul sticlă de fosfor-bioxid de siliciu sînt prezentate în figura 12.16. Se observă creșterea cu trei ordine de mărime a concentrației de sodiu în sticla de fosfor, față de cea din stratul de bioxid de siliciu de sub ea.

De asemenea s-a găsit, [28], că independent de contaminarea cu sodiu există un proces de polarizare dipolară asociat cu însăși stratul de sticlă de fosfor. Se poate arăta că această polarizare dipolară determină o modificare în tensiunea de benzi netede, modificare a cărei valoare staționară este dată de

$$V_{FB} = - \alpha \left(\frac{x_0}{x_0} \right) V_P, \quad (12.2)$$

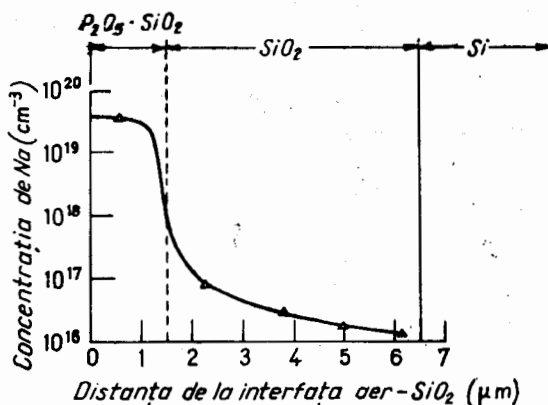


Fig. 12.16. Efectul stratului de bioxid de siliciu bogat în P_2O_5 asupra distribuției concentrației de sodiu în oxid, [10].

unde constanta de proporționalitate α , depinde de raportul dintre grosimea stratului de sticlă de fosfor și cea a stratului de oxid, x_0/x_0 . Această relație arată că modificarea valorii tensiunii de benzi netede poate avea loc în orice sens, depinzând de polaritatea tensiunii de poartă V_P , care se aplică în timpul procesului de polarizare.

Rezultatele unor măsurători experimentale realizate pe o structură cu un strat gros de sticlă de fosfor și cu un strat subțire de bioxid de siliciu, sînt indicate în figura 12.17. Se observă deplasarea caracteristicilor la stînga și la dreapta celei inițiale, pentru care $V_P = 0$.

Alt sistem dielectric cu două straturi, care a fost studiat în detaliu este compus dintr-un strat de sticlă de plumb și un strat de bioxid de siliciu, [29]. Acest sistem cu două straturi prezintă efecte de polarizare considerabile determinate de rearanjarea ionilor de plumb. Acești ioni împreună cu anionii lor sînt inițial uniform distribuiți în stratul de sticlă de plumb. Dacă se aplică o tensiune de polarizare ionii de plumb se pot rearanja, în timp ce anionii — care sînt mult mai puțini mobili — nu pot. Din această cauză se formează o sarcină spațială în stratul de sticlă de plumb, care determină o sarcină indusă în siliciu și în mod corespunzător

o modificare a tensiunii de benzi netede. Valoarea staționară a acestei modificări este dată de

$$V_{FB} = - \frac{K_0 x_o}{K_p x_0} V_p. \quad (12.3)$$

Deci și acest tip de polarizare va fi simetric, direcția sa depinzînd de polaritatea tensiunii de polarizare aplicate structurii.

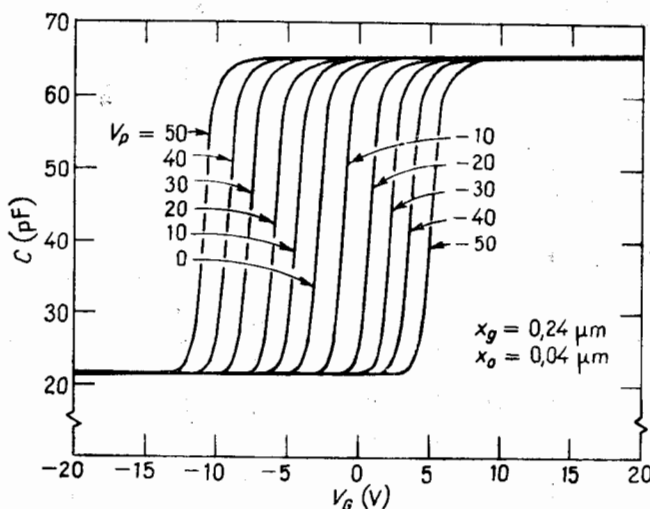


Fig. 12.17. Fenomene de polarizare asociate cu straturile de sticlă de fosfor, [28].

Mecanismul de drift asociat cu aceste straturi duble dielectrice este ilustrat în figura 12.18 în comparație cu mecanismul de drift al sodiului în bioxidul de siliciu. În această figură se indică distribuția inițială de sarcină din izolant și distribuția care rezultă după aplicarea unei tensiuni de polarizare negativă și pozitivă.

Cazul (a) corespunde contaminării cu sodiu a bioxidului de siliciu crescut termic. Inițial ionii pozitivi de sodiu se găsesc pe suprafața exterioră a oxidului. Distribuția lor nu se schimbă esențial prin aplicarea unei tensiuni negative pe poartă, dar ei pot fi deplasați spre interfața oxid-siliciu prin aplicarea unei tensiuni pozitive.

În (b) se ilustrează cazul unui izolant în care există inițial o distribuție de ioni mobili pozitivi compensată de ioni negativi imobili — corespunzînd cazului sticlei de plumb. Această distribuție poate fi modificată prin aplicarea fie a unei tensiuni negative fie a unei tensiuni pozitive pe poartă.

Ionii pozitivi se vor îngrămădi în fiecare caz lângă terminalul negativ lăsând în urmă o sarcină negativă, lângă terminalul pozitiv. Aceste două sarcini spațiale combinate vor induce sarcini atât în metal cât și în siliciu, după cum se indică în figură.

Cazul (c) ilustrează polarizarea datorită orientării dipolilor un exemplu constituindu-l sticla de fosfor. O polarizație dipolară uniformă poate fi

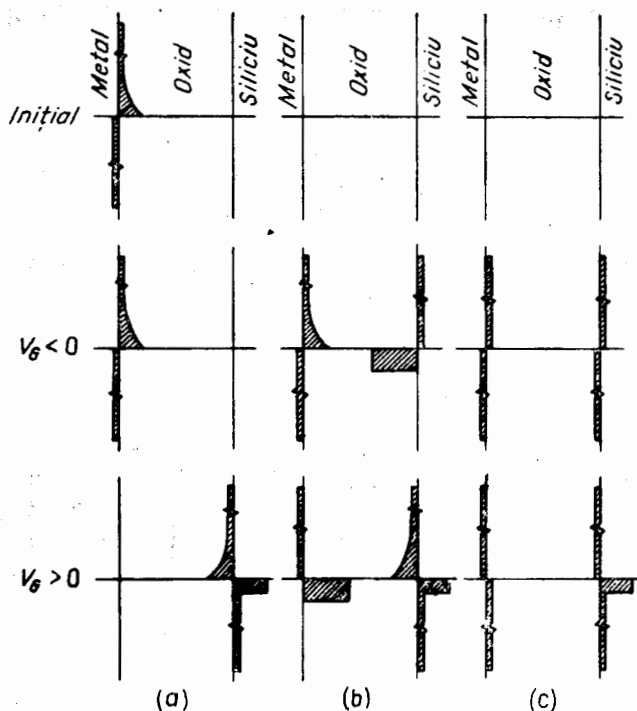


Fig. 12.18. Distribuțiile de sarcină într-o structură MOS la început și după procesul de drift până la saturație, pentru o tensiune de poartă negativă și pozitivă. Sunt indicate trei cazuri:

- (a) Corespunde oxidului obținut prin oxidare termică, contaminat pe suprafața exterioară cu ioni pozitivi mobili.
- (b) Corespunde unei sticle care conține o distribuție inițial uniformă de ioni pozitivi mobili, compensată de ioni negativi imobili.
- (c) Corespunde unei sticle cu o polarizabilitate dipolară uniformă. O polarizație dipolară uniformă este echivalentă cu o sarcină superficială egală și de sens opus pe cele două fețe ale dielectricului, [30].

considerată ca fiind echivalentă cu sarcini superficiale egale și de semn contrar care apar pe cele două fețe ale dielectricului. Aceste sarcini induc sarcini imagine de semn opus atât în metal cât și în semiconductor, după cum se indică în figură.

Alt compus al siliciului, nitrura de siliciu (Si_3N_4) a fost studiat ca izolanț posibil în structurile MIS, [31], cît și în combinație cu bioxidul de siliciu, [32]. Nitrura de siliciu are proprietatea foarte atractivă că diferite impurități — în particular sodiul, [33] — au un coeficient de difuzie mult mai mic ca în bioxidul de siliciu. Rezultă că tranzistoarele cu efect de cîmp de suprafață fabricate cu nitrură de siliciu vor fi mult mai puțin sensibile la contaminarea ionică descrisă anterior, decît cele fabricate cu bioxid de siliciu. Cu toate acestea se pare că nitrura de siliciu este inferioară bioxidului de siliciu prin faptul că este mult mai conductivă și prin densitatea mare de trape care determină o instabilitate a tensiunii de benzi netede a dispozitivelor MIS [31, 34].

BIBLIOGRAFIE

1. A. Many, Y. Goldstein și N. B. Grover, *Semiconductor Surfaces*, Wiley, 1965, Capitolele 5 și 9.
2. M. M. Atalla, E. Tannenbaum, și E. J. Schreiber, "Stabilization of Silicon Surfaces by Thermally Grown Oxides," *Bell System Tech. J.*, **38**, 749 (1959).
3. A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow și C. T. Sah, "Investigation of Thermally Oxidized Silicon Surfaces Using Metal-Oxide-Semiconductor Structures," *Solid-State Electronics*, **8**, 145 (1965).
4. E. H. Nicollian și A. Goetzberger, "MOS Conductance Technique for Measuring Surface State Parameters," *Appl. Phys. Letters*, **7**, 216 (1965).
5. L. Vadasz și A. S. Grove, "Temperature Dependence of MOS Transistor Characteristics Below Saturation," *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-13**, 863 (Decembrie 1966).
- 6a. A. S. Grove și D. J. Fitzgerald, "Surface Effects on P-N Junctions: Characteristics of Surface Space-Charge Regions under Non-Equilibrium Conditions," *Solid-State Electronics*, **9**, 783 (1966).
- 6b. D. J. Fitzgerald și A. S. Grove, "Radiation-Induced Increase in Surface Recombination Velocity of Thermally Oxidized Silicon Structures," *Proc. IEEE* (Correspondence) **54**, 1601 (1966).
7. G. Cheroff, F. Fang, și F. Hochberg, "Effect of Low Temperature Annealing on the Surface Conductivity of Si in the Si-SiO₂-Al System," *IBM Journal*, **8**, 416 (1964); P. Balk, "Effects of Hydrogen Annealing on Silicon Surfaces," Electrochemical Society Spring Meeting, San Francisco, May 1965, Abstract 109.
8. P. V. Gray și D. M. Brown, "Density of SiO₂-Interface States," *Appl. Phys. Letters*, **8**, 31 (1966).
9. E. H. Snow, A. S. Grove, B. E. Deal, și C. T. Sah, "Ion Transport Phenomena in Insulating Films," *J. Appl. Phys.*, **36**, 1664 (1965).
10. E. Yon, W. H. Ko, și A. B. Kuper, "Sodium Distribution in Thermal Oxide on Silicon by Radiochemical and MOS Analysis," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, 276 (1966).
11. D. A. Tremere, nepublicat.
12. P. Lamond, J. Kelley, și M. Papkoff, "Stable MOS Transistors," *Electro-Technology*, Dec. 1965, p. 40.
13. Pentru o trecere în revistă a efectelor de suprafață a radiației, în dispozitive semiconductoare vezi "Surface Effects of Radiation on Semiconductor Devices," J. P. Mitchell și D. K. Wilson, *Bell System Tech. J.*, **46**, 1 (1967).
14. A. S. Grove și E. H. Snow, "A Model for Radiation Damage in Metal-Oxide-Semiconductor Structures," *Proc. IEEE* (Correspondence), **54**, 894 (1966).

15. B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove, și E. H. Snow, "Characteristics of the Surface-State Charge (Q_{ss}) of Thermally Oxidized Silicon," *J. Electrochemical Soc.*, **114**, 266 (martie 1967).
16. P. Balk, P. J. Burkhardt și L. V. Gregor, "Orientation Dependence of Built-In Surface Charge on Thermally Oxidized Silicon," *Proc. IEEE (Correspondence)*, **53**, 2133 (1965).
17. R. Williams, "Photoemission of Electrons from Silicon into Silicon Dioxide," *Phys. Rev.*, **140**, A569 (1965).
18. A. M. Goodman, "Photoemission of Electrons from Silicon and Gold into Silicon Dioxide," *Phys. Rev.*, **144**, 588 (1966).
19. B. E. Deal, E. H. Snow, și C. A. Mead, "Barrier Energies in Metal-Silicon Dioxide-Silicon Structures," *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 1873 (1966).
20. O. Leistiko, A. S. Grove, și C. T. Sah, "Electron and Hole Mobilities in Inversion Layers on Thermally Oxidized Silicon Surfaces," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 248 (1965).
21. J. R. Schrieffer, "Effective Carrier Mobility in Surface-Space Charge Layers," *Phys. Rev.*, **97**, 641 (1955).
22. M. M. Atalla, A. R. Bray, și R. Lindner, "Stability of Thermally Oxidized Silicon Junctions in Wet Atmospheres," *Proc. IEE*, **106**, Part B, Supplement No. 17, 1130 (1960).
23. E. H. Snow, in "A Study of Failure Mechanisms in Silicon Planar Transistors", Technical Documentary Report Dec. 1965, RADC Contract AF30 (602)-3776.
24. W. Shockley, W. W. Hooper, H. J. Queisser și W. Schroen, "Mobile Electric Charges on Insulating Oxides with Application to Oxide Covered P-N Junctions," *Surface Science*, **2**, 277 (1964).
25. W. Schroen și W. W. Hooper, in "Failure Mechanisms in Silicon Semiconductors," Final Report RADC AF30 (602)-3016 (1964).
26. E. H. Nicollian și A. Goetzberger, "Lateral AC Current Flow Model for Metal-Insulator-Semiconductor Capacitors," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 108 (1965); S. R. Hofstein și G. Warfield, "Physical Limitations on the Frequency Response of a Semiconductor Surface Inversion Layer," *Solid-State Electronics*, **8**, 321 (1965).
27. D. R. Kerr, J. S. Logan, P. J. Burkhardt, și W. A. Pliskin, "Stabilization of SiO_2 Passivation Layers with P_2O_5 ," *IBM Journal*, **8**, 376 (1964).
28. E. H. Snow și B. E. Deal, "Polarization Phenomena and Other Properties of Phosphosilicate Glass Films on Silicon," *J. Electrochem. Soc.*, **113**, 263 (1966).
29. E. H. Snow și M. E. Dumesnil, "Space Charge Polarization in Glass Films," *J. Appl. Phys.*, **37**, 2123 (1966).
30. B. E. Deal, E. H. Snow și A. S. Grove, "Properties of the Silicon Dioxide-Silicon System," *SCP și Solid State Technology*, **9**, 25 (1966).
31. S. M. Hu, "Properties of Amorphous Silicon Nitride Films," *J. Electrochem. Soc.*, **113**, 693 (1966).
32. G. H. Schneer, W. van Gelder, V. E. Hauser, și P. F. Schmidt, "A Silicon Nitride Junction Seal on Silicon Planar Transistors," lucrarea 5.3 la IEEE Electron Devices Meeting, Washington, octombrie, 1966.
33. J. V. Dalton, "Sodium Drift and Diffusion in Silicon Nitride Films," *J. Electrochem. Soc.*, **113**, 165C (1966).
34. Vezi lucrările (Abstract Nos. 146-163) de la Electrochemical Society Fall Meeting, Philadelphia, octombrie, 1966.

Anexa la ediția în limba română

REZOLAVREA PROBLEMELOR

Unul din meritele lucrării lui A. S. Grove „*Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare*” este și acela de a propune spre rezolvare probleme, care departe de a fi simple aplicații ale formulelor din text, pun în evidență fenomene noi sau fixează valori numerice pentru mărimile importante.

Dorind să respectăm spiritul lucrării lui A. S. Grove, în rezolvarea problemelor s-au abordat în majoritatea cazurilor aspectele lor fizice, iar după obținerea rezultatelor numerice, s-au discutat în detaliu consecințele practice ale acestora sau valabilitatea ipotezelor de lucru.

În ceea ce privește modul concret de lucru, ar fi o mare greșală ca imediat după lectura lucrării de bază să se treacă la lectura rezolvării problemelor. Este absolut necesar ca să se încerce o rezolvare independentă a problemelor, situație ce obligă pe cititor, să rela, mai aprofundat, unele părți din lucrare și apoi să confrunte soluțiile proprii cu cele date în prezenta anexă. De aici pot rezulta și căi noi de rezolvare. Parcurgerea soluțiilor sub forma dată aici constituie la rindul ei o întregire a cunoștințelor căpătate și fixează mai precis datele esențiale din teoria și tehnologia dispozitivelor semiconductoare.

ing. A. Rusu

ing. M. Bodea

1. CREȘTEREA DIN FAZA DE VAPORI

1.2. Timpul t_1 , necesar pentru creșterea unui strat monoatomic este dat de relația

$$t_1 = \frac{d_1}{V}, \quad (1)$$

unde d_1 este grosimea stratului monoatomic, iar V viteza de creștere a stratului epitaxial.

Presupunind o distribuție uniformă a atomilor de siliciu, grosimea unui strat monoatomic se poate aproxima prin

$$d_1 = \frac{1}{\sqrt[3]{N_1}} = \frac{1}{\sqrt[3]{5 \cdot 10^{22}}} = 2,71 \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$

unde $N_1 = 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ este numărul de atomi de siliciu dintr-un cm^3 (vezi tabelul 4.1).

Pentru calculul vitezei de creștere a stratului epitaxial se folosește relația 1.5

$$V = \frac{k_S h_G}{k_S + h_G} \frac{C_T}{N_1} Y. \quad (2)$$

În condițiile problemei

$$k_S = 10^7 e^{-\frac{1,9}{8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 1,473}} = 3,17 \text{ cm/s},$$

$$h_G = 5 \text{ cm/s},$$

$$Y = 0,005,$$

$$C_T = 4,96 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3};$$

(în calculul lui C_T — relația 1.21 — s-a presupus o presiune de lucru de 1 atm.).

Înlocuind valorile de mai sus în relația (2) rezultă

$$V = \frac{3,17 \cdot 5}{3,17 + 5} \frac{4,96 \cdot 10^{13}}{5 \cdot 10^{22}} 0,005 = 9,62 \cdot 10^{-7} \text{ cm/s} = 0,58 \text{ } \mu\text{m/min}.$$

Din (1) se obține

$$t_1 = \frac{2,71 \cdot 10^{-8}}{9,62 \cdot 10^{-7}} = 2,82 \cdot 10^{-2} \text{ s}.$$

1.3. Fluxul datorat reacției la suprafață este dat de *

$$F_r = k_S C_{S,SiX} - (k_{Sr} C_{S,X})/K, \quad (1)$$

* vezi C. P. Powell, J. H. Oxley, J. M. Blocher, *Vapor Deposition*, John Wiley and Sons, New York, 1966, cap. 3.

unde K este constanta de echilibru a reacției, iar $C_{S, SiX}$ și $C_{S, X}$ concentrațiile la suprafață ale SiX , respectiv X .

Transportul prin gaz pentru SiX și X este caracterizat de fluxurile

$$F_{SiX} = h_G (C_{G, SiX} - C_{S, SiX}), \quad (2)$$

$$F_X = h_{GX} (C_{G, X} - C_{S, X}). \quad (3)$$

În condiții de staționaritate

$$F_r = F_{SiX} = -F_X = F. \quad (4)$$

Înlocuind (1), (2) și (3) în (4) și eliminând $C_{S, SiX}$ și $C_{S, X}$ se obține expresia fluxului F , iar apoi expresia vitezei de creștere a stratului epitaxial din relația $V = F/N_1$. Rezultă

$$V = \frac{1}{N_1} \frac{k_S C_{G, SiX} \left[1 - \frac{1}{K} \frac{k_{Sr}}{k_S} \frac{C_{G, X}}{C_{G, SiX}} \right]}{1 + \frac{k_S}{h_G} \left[1 + \frac{1}{K} \frac{k_{Sr}}{k_S} \frac{h_G}{h_{GX}} \right]}. \quad (5)$$

Relația (5) se reduce la expresia 1.5 fie dacă reacția se desfășoară practic numai în sensul $SiX \rightarrow Si + X$, deci $K \gg 1$, fie dacă $k_{Sr} \ll k_S$ și $h_G \ll h_{GX}$.

2. OXIDAREA TERMICĂ

2.1. Numărul de atomi de siliciu din stratul de siliciu de grosime x este egal cu numărul de molecule de dioxid de siliciu din stratul de dioxid de siliciu de grosime x_0 . Notînd cu ρ densitatea, cu A masa atomică sau moleculară, cu N numărul lui Avogadro și cu S suprafața plăcii se poate scrie relația:

$$N \frac{S x \rho_{Si}}{A_{Si}} = N \frac{S x_0 \rho_{SiO_2}}{A_{SiO_2}}.$$

Înlocuind cu valorile numerice (vezi tabelul 4.1) se obține

$$x = \frac{\rho_{SiO_2}}{\rho_{Si}} \cdot \frac{A_{Si}}{A_{SiO_2}} \cdot x_0 = \frac{2,27}{2,33} \cdot \frac{28,09}{60,08} x_0 = 0,455 x_0.$$

2.2. Se va nota aria plăcii A , iar densitatea de molecule de oxigen în exces n_0 .

(a) Greutatea G_0 , a stratului de oxid se obține din relația

$$G_0 = A x_0 \rho_{SiO_2} = 1 \cdot 0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 2,27 = 4,54 \cdot 10^{-5} \text{ g.}$$

(b) Numărul total N_0 , de molecule de oxigen, în exces este

$$N_0 = A x_0 n_0 = 1 \cdot 0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{16} = 10^{12} \text{ molecule,}$$

a căror greutate este

$$G_0 = \frac{10^{12}}{6,023 \cdot 10^{23}} 16 = 2,66 \cdot 10^{-11} \text{ g.}$$

2.3. (a) Fluxul de oxidant, F , rezultă din relațiile 2.7, 2.8a și 2.8b

$$F = \frac{BN_1}{A + 2x_0} \quad (1)$$

Din figurile 2.5 și 2.6 se obține $B = 4,56 \mu\text{m}^2/\text{h}$, $B/A = 1 \mu\text{m}/\text{h}$.
Înlocuind în (1) rezultă

$$F = \frac{4,56 \cdot 10^{-2} \cdot 2,3 \cdot 10^{22} \cdot 10^{-13}}{4,56 \cdot 10^{-2} + 2 \cdot 0,2} = 2,35 \cdot 10^9 \mu\text{m}^{-2} \text{h}^{-1}.$$

(b) Din relația generală pentru variația grosimii oxidului în funcție de timp — expresia 2.8 — se obține timpul t , necesar pentru creșterea unui strat de oxid de grosime Δx_0 , peste un strat de oxid de grosime x_1

$$t = \frac{\Delta x_0}{B} (\Delta x_0 + 2x_1 + A). \quad (2)$$

Grosimea x_1 a unui strat monomolecular de oxid presupunând o distribuție uniformă a moleculelor se poate aproxima prin

$$x_1 = \frac{1}{\sqrt[3]{N_1}} = 3,52 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}.$$

Înlocuind în relația (2) valoarea lui x_1 în locul lui Δx_0 și valorile numerice corespunzătoare se obține

$$t = \frac{3,52 \cdot 10^{-4}}{4,56 \cdot 10^{-2}} (3,52 \cdot 10^{-4} + 2 \cdot 0,2 + 4,56 \cdot 10^{-2}) = 3,44 \cdot 10^{-3} \text{ h} = 12,39 \text{ s}.$$

2.4. Valorile constantelor B și B/A sînt următoarele (vezi fig. 2.5 și 2.6):

	$B (\mu\text{m}^2/\text{h})$	$B/A (\mu\text{m}/\text{h})$
O_2 uscat, 1 200°C	$4,56 \cdot 10^{-2}$	1,00
H_2O , 1 000°C	$3,54 \cdot 10^{-1}$	1,54

Înlocuind aceste valori numerice în relația 2.9 se obține

$$x_0 = 2,28 \cdot 10^{-2} [\sqrt{1 + 87,72t} - 1] \quad (\text{O}_2 \text{ uscat, 1 200}^\circ\text{C})$$

și

$$x_0 = \frac{2,30 \cdot 10^{-1}}{2} [\sqrt{1 + 6,16t} - 1] \quad (\text{H}_2\text{O, 1 000}^\circ\text{C}),$$

unde t se înlocuiește în ore.

Ambele relații sint reprezentate grafic în figura P.2.1.

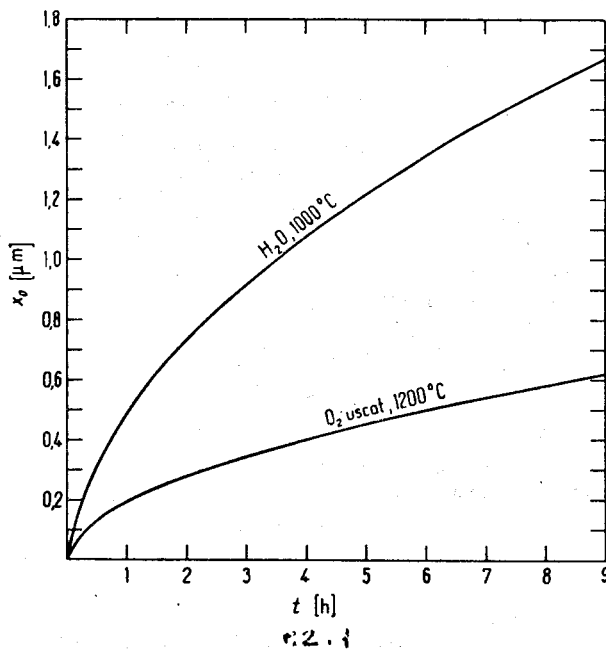


Fig. P.2.1

2.5. Folosind figura P.2.1 se obține :

(a) $x_o = 0,19 \mu\text{m}$;

(b) $x_o = 0,56 \mu\text{m}$;

(c) $x_o = 0,62 \mu\text{m}$;

(d) $x_o = 0,60 \mu\text{m}$.

Pentru punctele (a) și (b) soluția este directă. Pentru punctele (c) și (d) soluția se obține dînd următoarea interpretare mărimii τ (vezi relația 2.8c) : τ reprezintă timpul necesar pentru realizarea grosimii x_i de oxid, în condițiile în care se desfășoară procesul de oxidare actual. De exemplu, pentru (c) :

- după etapa (a) : $x_{oa} = 0,19 \mu\text{m}$;
- oxidînd în condițiile etapei (b), pentru realizarea unei grosimi de oxid x_{oa} este necesar un timp $\tau_b \simeq 0,25 \text{ h}$;
- grosimea finală a oxidului x_o se obține, din curba corespunzătoare oxidării în condițiile (b) pentru timpul $t_b + \tau_b = 1,25 + 0,25 = 1,5 \text{ h}$:

$$x_o = 0,62 \mu\text{m}.$$

2.6. Din problema 2.3, relația (2), se obține expresia timpului

$$t = \frac{\Delta x_o}{B} (\Delta x_o + 2x_i + A).$$

Înlocuind valorile numerice (vezi figurile 2.5 și 2.6) se obține

$$t = \frac{0,1}{4,56 \cdot 10^{-2}} (0,1 + 2 \cdot 0,2 + 4,56 \cdot 10^{-2}) = 1,1965 \text{ h} = 1 \text{ h } 11 \text{ min } 47 \text{ s}.$$

2.7. Constanta de viteză a reacției de la suprafață se poate determina utilizând relația 2.10, care se rescrie astfel

$$\frac{1}{k_g} + \frac{1}{h} = \frac{A}{B} \frac{C^*}{N_1}. \quad (1)$$

Deoarece în condițiile uzuale în care se desfășoară oxidarea termică $h \gg k_g$, relația (1) devine — prin neglijarea lui $1/h$ față de $1/k_g$

$$k_g = \frac{B}{A} \frac{N_1}{C^*}. \quad (2)$$

Din figura 2.6 și din text (vezi pagina 46) se obțin următoarele valori:

	B/A ($\mu\text{m/h}$)	C^* (cm^{-3})
oxigen uscat ($1\,200^\circ\text{C}$)	1	$5 \cdot 10^{16}$
vapori de apă ($1\,200^\circ\text{C}$)	11,9	$3 \cdot 10^{19}$

Din tabelul 4.1 rezultă $N_1 = 2,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

Înlocuind valorile numerice în relația (1) se obține:

$$k_g(\text{O}_2, 1\,200^\circ\text{C}) = 1 \cdot \frac{10^{-4}}{3\,600} \cdot \frac{2,3 \cdot 10^{22}}{5 \cdot 10^{16}} = 1,28 \cdot 10^{-2} \text{ cm/s};$$

$$k_g(\text{H}_2\text{O}, 1\,200^\circ\text{C}) = 11,9 \cdot \frac{10^{-4}}{3\,600} \cdot \frac{2,3 \cdot 10^{22} \times 2}{3 \cdot 10^{19}} = 2,53 \cdot 10^{-4} \text{ cm/s}.$$

2.8. Rezolvarea urmărește aceleași etape ca și cele din paragraful 2.1, cu deosebirea că expresia fluxului F_1 este

$$F_1 = \frac{h_g}{kT} (p_g - p_s) = \frac{h_g}{H_1^* kT} (C^{*2} - C_0^*), \quad (1)$$

unde s-a ținut cont de presupunerea din enunț:

$$\begin{aligned} C^* &= H_1 \sqrt{p_G}, \\ C_o &= H_1 \sqrt{p_S}, \end{aligned} \quad (2)$$

unde H_1 este o constantă.

Din condiția de staționaritate ($F_1 = F_2 = F_3 = F$)

$$\frac{h_G}{H_1^2 k T} (C^{*2} - C_o^2) = \frac{D}{x_o} (C_o - C_i) = k_S C_i, \quad (3)$$

se poate determina concentrația C_i . Aceasta rezultă din rezolvarea ecuației de gradul doi

$$\left(1 + \frac{k_S x_o}{D}\right)^2 C_i^2 + \frac{k_S}{h} C_i - C^{*2} = 0, \quad (4)$$

unde s-a notat

$$h = \frac{h_G}{H_1^2 k T}. \quad (5)$$

(a) Pentru cazul difuziei infinit rapide ($D \rightarrow \infty$) se obțin relațiile

$$C_o = C_i, \quad (6)$$

$$C_i^2 + \frac{k_S}{h} C_i - C^{*2} = 0. \quad (7)$$

Rezolvând ecuația (7) și introducând rezultatul în ecuația diferențială $N_1 dx_o/dt = F$ rezultă

$$N_1 \frac{dx_o}{dt} = \frac{k_S}{2} \left[-\frac{k_S}{h} + \sqrt{\left(\frac{k_S}{h}\right)^2 + 4C^{*2}} \right] = \text{const.} \quad (8)$$

Ecuația (8) indică o creștere liniară a grosimii oxidului în funcție de timp, la fel ca în situația în care legea lui Henry este respectată, însă cu alte viteze de creștere.

(b) Pentru cazul unei constante de reacție la suprafață infinite ($k_S \rightarrow \infty$) rezultă

$$C_i = 0, \quad (9)$$

$$C_o = \frac{1}{2} \left[-\frac{D}{hx_o} + \sqrt{\left(\frac{D}{hx_o}\right)^2 + 4C^{*2}} \right] \simeq C^* \quad (10)$$

și ecuația diferențială corespunzătoare

$$N_1 \frac{dx_o}{dt} = \frac{D}{x_o} C_o = \frac{D}{x_o} C^*. \quad (11)$$

Ecuatia (11) indică o lege parabolică de variație în timp a grosimii oxidului.
(c) În cazul general se obține ecuația

$$N_1 \frac{dx_o}{dt} = - \frac{2k_s C^{*2}}{\frac{k_s}{h} + \sqrt{\left(\frac{k_s}{h}\right)^2 + 4C^{*2} \left(1 + \frac{k_s x_o}{D}\right)^2}}$$

prin a cărei rezolvare * se obține sub o formă implicită dependența $x_o(t)$.

3. DIFUZIA ÎN SOLIDE

3.1. Procedind că în paragraful 3.2 se obține ecuația

$$\frac{\partial C}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial x}. \quad (1)$$

Expresia fluxului, considerînd o specie încărcată pozitiv, este

$$F = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu \mathcal{E} C - k_s C. \quad (2)$$

Înlocuind pe (2) în (1) se obține

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - (\mu \mathcal{E} - k_s) \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (3)$$

unde D , $\mathcal{E}$, k_s s-au considerat independente de x .

Pentru $\mathcal{E} = 0$ se obține ecuația de difuzie

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + k_s \frac{\partial C}{\partial x}. \quad (4)$$

3.2. Pentru expresia 3.13 condițiile inițiale și la limită sînt date de 3.10, 3.11 și 3.12, iar pentru expresia 3.27 de 3.18, 3.19 și de

$$C(x, 0) = \begin{cases} 0 & \text{pentru } x \neq 0 \\ \infty & \text{pentru } x = 0. \end{cases}$$

Verificarea acestor condiții precum și a ecuației de difuzie comportă calcule algebrice simple (pentru proprietățile funcției erfc , vezi tabelul 3.1).

* Pentru formula de rezolvare vezi Rljic, I. M. și Gradstein, I. S., *Tabele de integrale, sume serii și produse*, Editura tehnică, București, 1965, pag., 93.

3.3. Folosind curbele din figurile 3.16, 3.16a, și 3.16b valoarea concentrației la suprafață rezultă

$$(a): > 10^{21} \text{ cm}^{-3};$$

$$(b): > 10^{21} \text{ cm}^{-3};$$

$$(c): 8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}.$$

Pentru toate cazurile s-a luat $C_B = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\bar{\rho} = 10^{-4} \Omega\text{cm}$.

În acest caz, al valorilor mici ale rezistivității medii, distribuția dreptunghiulară conduce la evaluarea cea mai realistă. Acest fapt rezultă din examinarea curbei de solubilitate solidă maximă a fosforului în siliciu care indică o concentrație maximă de ordinul $6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (vezi fig. 3.7).

3.4. În cele ce urmează mărimile referitoare la etapa de predifuzie se vor nota cu indicele 1, iar cele corespunzătoare etapei de difuzie cu indicele 2. Concentrațiile de impurități donoare se consideră pozitive, iar cele de impurități acceptoare negative.

(a) Profilul de impurități după predifuzie este dat de expresia

$$C_1(x) = -C_{o1} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t_1}} + C_B. \quad (1)$$

După predifuzie se obține o distribuție gaussiană de impurități

$$C_2(x) = -C_{o2} e^{-\frac{x^2}{4D_2 t_2}} + C_B, \quad (2)$$

dacă se realizează condiția (vezi fig. 3.12)

$$\sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} \leq 0,25 \quad (3)$$

și dacă redistribuirea impurităților din substrat se presupune neglijabilă.

Pentru început trebuie verificat dacă se îndeplinește condiția (3). Din figura 3.2 rezultă pentru bor, la temperatura de 990°C

$$D_1 = 6 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^2/\text{h}^{1/2},$$

iar la temperatura de 1200°C

$$D_2 = 0,6 \mu\text{m}^2/\text{h}^{1/2}.$$

Din enunț $t_1 = 15 \text{ min} = 0,25 \text{ h}$ și $t_2 = 9 \text{ h}$.

Înlocuind valorile numerice în (3) se obține

$$\sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} = \frac{6 \cdot 10^{-2} \sqrt{0,25}}{6 \cdot 10^{-1} \sqrt{9}} = 1,67 \cdot 10^{-2} \leq 0,25.$$

Concentrația la suprafață se determină cu ajutorul curbelor care dau concentrația la suprafață în funcție de rezistivitatea medie a stratului difuzat pentru o distribuție gaussiană, strat difuzat de tip p (vezi fig. 3.16d).

Rezistivitatea medie $\bar{\rho}$, a stratului difuzat este (vezi relația 3.29)

$$\bar{\rho} = 4,532 \frac{V}{I} x_j = 4,532 \cdot 60 \cdot 7 \cdot 10^{-4} = 0,19 \Omega \text{ cm.} \quad (4)$$

Din figura 3.16d se obține concentrația la suprafață

$$C_{o2} \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Pentru a găsi expresia numerică a profilului de impurități după difuzie mai trebuie determinată mărimea $D_2 t_2$. După difuzie joncțiunea se plasează la adâncimea x_j deci

$$C_2(x_j) = -C_{o2} e^{-\frac{x_j^2}{4D_2 t_2}} + C_B = 0. \quad (5)$$

Se obține

$$D_2 t_2 = \frac{x_j^2}{4 \ln \frac{C_{o2}}{C_B}} = \frac{7^2}{4 \ln \frac{6 \cdot 10^{17}}{5 \cdot 10^{15}}} = 2,56 \mu\text{m}^2. \quad (6)$$

(I) *Observație*: Mărimea $D_2 t_2$ se poate calcula și direct deoarece se cunoaște timpul și temperatura la care are loc difuzia. Se obține

$$D_2 t_2 = 0,36 \cdot 9 = 3,24 \mu\text{m}^2 \quad (6')$$

Diferența între valorile (6) și (6') nu este extrem de mare. Ea provine în esență din imprecizia de care este afectată cunoașterea valorii reale a timpului și a temperaturii de difuzie. Deoarece V/I și x_j sînt mărimi care se pot măsura cu o precizie mult mai bună și totodată caracterizează global procesul de difuzie, rezultatul afectat de o eroare mai mică este cel dat de (6).

Înlocuind valorile numerice în (2) rezultă

$$C_2(x) = -6 \cdot 10^{17} e^{-\frac{x^2}{10,24}} + 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad (7)$$

unde x este exprimat în μm .

(b) Cantitatea totală Q , de impurități, pe unitatea de arie, introdusă în semiconductor se determină din relația (vezi relația 3.22)

$$Q = C_{o2} \sqrt{\pi D_2 t_2} = 6 \cdot 10^{17} \sqrt{\pi \cdot 2,56 \cdot 10^{-8} \cdot 9} = 5,10 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}. \quad (8)$$

(II) *Observație*: Mărimea Q se poate calcula și cu relația 3.15

$$Q = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{D_1 t_1} C_{o1}, \quad (9)$$

unde se va lua concentrația la suprafață C_{o1} egală cu solubilitatea solidă maximă a borului la temperatura de predifuzie.

Din figura 3.7 rezultă prin extrapolare

$$C_{o1} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}.$$

Înlocuind valorile numerice în (9) se obține

$$Q = \frac{2}{\sqrt{\pi}} 6 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-4} \sqrt{0,25} \cdot 3 \cdot 10^{20} = 1,01 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}. \quad (8')$$

Din aceleași motive ca cele arătate la observația anterioară, valoarea afectată de o eroare mai mică este cea dată de (8) și nu cea dată de (8').

(III) *Observație*: Relația (9) în care se înlocuiește valoarea Q dată de (8) și valorile D_1, t_1 corespunzătoare temperaturii și timpului de predifuzie permite o estimare a concentrației la suprafață

$$C_{o1} = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3},$$

valoare care justifică presupunerea unei concentrații la suprafață egale cu solubilitatea solidă maximă.

(c) Gradientul concentrației de impurități la jonctiune este dat de relația

$$\left. \frac{dC}{dx} \right|_{x=x_j} = \frac{x_j}{2D_2 t_2} C_B = \frac{7 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 2,56 \cdot 10^{-8} \cdot 9} 5 \cdot 10^{15} = 7,60 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-4}.$$

(d) Este instructiv de evaluat și adâncimea stratului predifuzat (de fapt adâncimea x'_j a jonctiunii care se formează după predifuzie). Mărima x'_j rezultă din ecuația

$$C_1(x'_j) = -C_{o1} \operatorname{erfc} \frac{x'_j}{2\sqrt{D_1 t_1}} + C_B = 0.$$

Se obține:

$$x'_j = 2\sqrt{D_1 t_1} \operatorname{argerfc} \frac{C_B}{C_{o1}} = 2 \cdot 6 \cdot 10^{-2} \sqrt{0,25} \operatorname{argerfc} \frac{5 \cdot 10^{15}}{3 \cdot 10^{20}} = 0,18 \text{ } \mu\text{m},$$

unde $\operatorname{argerfc}$ s-a determinat din figura P.3.1.

(e) Cu scopul de a da și a fixa o imagine asupra ordinului de mărime se calculează și grosimea oxidului crescut în timpul difuziei ($B = 4,56 \cdot 10^{-2} \text{ } \mu\text{m}^2/\text{h}$, $A = 1 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}$, vezi figurile 2.5 și 2.6).

Deoarece $A^2/4Bt = 1,27 \cdot 10^{-3} \ll 1$ se utilizează relația aproximativă

$$x_o = \sqrt{Bt} = \sqrt{4,56 \cdot 10^{-2} \cdot 9} = 0,64 \text{ } \mu\text{m}.$$

Valoarea calculată cu relația exactă 2.9 este 0,618 μm .

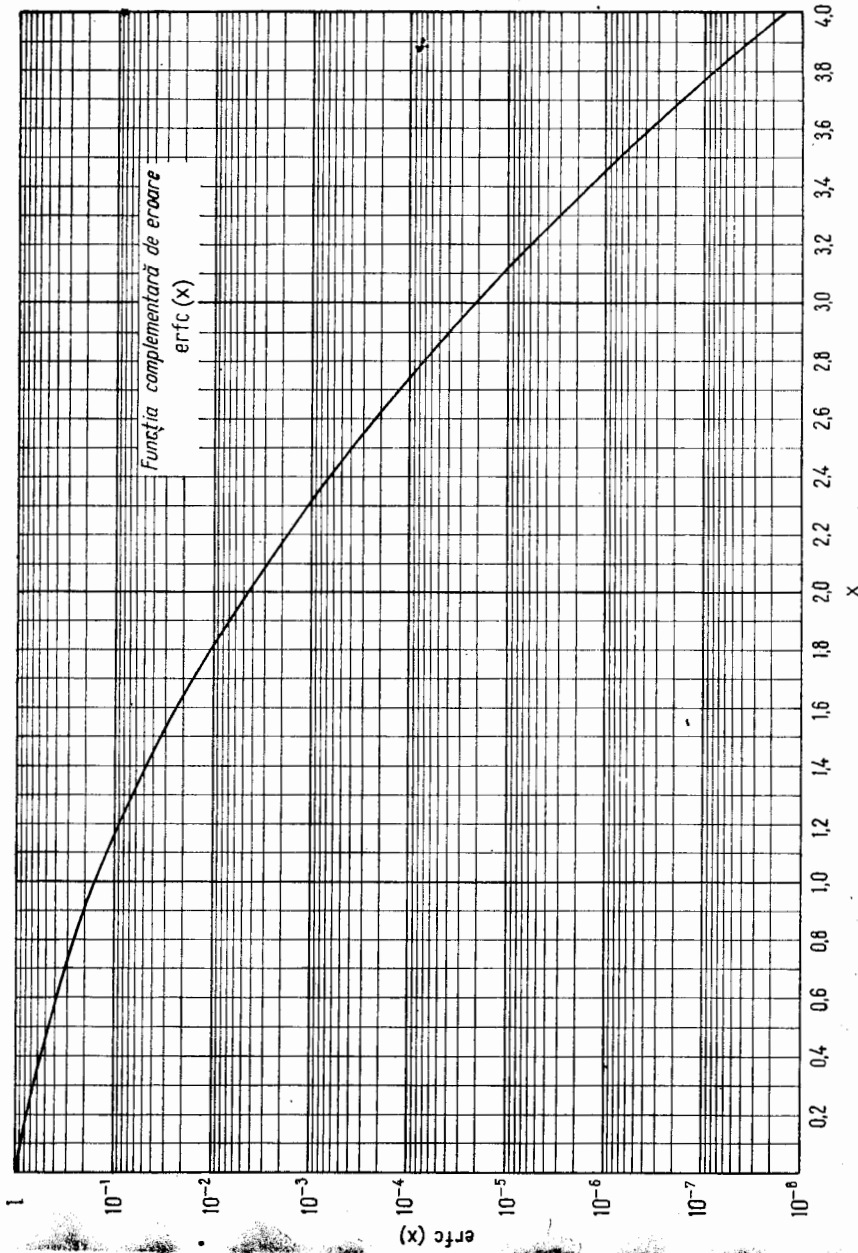


Fig. P.3.1

3.5. Urmărind aceeași cale de rezolvare ca la problema 3.4 se obțin următoarele rezultate:

$$(a) \quad \bullet \quad \sqrt{D_1} = 0,45 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}^{1/2}; \quad t_1 = 0,1 \text{ h},$$

$$\sqrt{D_2} = 1,3 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}^{1/2}; \quad t_2 = 16 \text{ h}.$$

$$\sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} = \frac{0,45 \sqrt{0,1}}{1,3 \sqrt{16}} = 2,74 \cdot 10^{-2} \ll 0,25.$$

$$\bullet \quad \bar{\rho} = 4,532 \cdot 0,8 \cdot 37 \cdot 10^{-4} = 1,34 \cdot 10^{-2} \text{ } \Omega\text{cm}.$$

$$C_{o2} \approx 2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$D_2 t_2 = \frac{37^2}{4 \ln \frac{2,5 \cdot 10^{19}}{4 \cdot 10^{14}}} = 31 \text{ } \mu\text{m}^2.$$

$$C_2(x) = -2,5 \cdot 10^{19} e^{-\frac{x^2}{124}} + 4 \cdot 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)},$$

unde distanța x se dă în μm .

$$(b) \quad Q = 2,5 \cdot 10^{19} \sqrt{\pi \cdot 1,3 \cdot 10^{-4} \sqrt{16}} = 2,31 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}.$$

$$(c) \quad \left. \frac{dC}{dx} \right|_{x=x_j} = \frac{37 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 31 \cdot 10^{-8} \cdot 16} \cdot 4 \cdot 10^{14} = 1,49 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-4}.$$

$$(d) \quad C_{o1} = 5,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$$

$$x'_j = 2 \cdot 0,45 \cdot \sqrt{0,1} \cdot \text{argerfc} \frac{4 \cdot 10^{14}}{5,5 \cdot 10^{20}} = 1 \text{ } \mu\text{m}.$$

$$(e) \quad B = 7 \cdot 10^{-2} \text{ } \mu\text{m}^2/\text{h}, \quad B/A = 2 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}, \quad A^2/4Bt = 2,73 \cdot 10^{-4} \ll 1$$

$$x_o \simeq \sqrt{Bt} = \sqrt{7 \cdot 10^{-2} \cdot 16} = 1,06 \text{ } \mu\text{m}.$$

(valoarea exactă 1,04 μm)

3.6. Fluxul de impurități în prezența unui cîmp electric este dat de relația 3.3

$$F(x) = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu \mathcal{E} C = -D_{\text{ef}} \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (1)$$

unde s-a presupus o specie încărcată pozitiv (de exemplu difuzează atomi donori ionizați).

În cazul de față $\mathcal{E} = \mathcal{E}(x)$, este cîmpul electric intern și este datorat impurităților ionizate. Relația care dă cîmpul electric intern se poate deduce din condiția (I):

$$j = j_n + j_p = 0, \quad (2)$$

în care înlocuind

$$j_n = qn\mu_n \mathcal{E}(x) + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (3)$$

$$j_p = qp\mu_p \mathcal{E}(x) - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (4)$$

se obține

$$\mathcal{E}(x) = \frac{kT}{q} \frac{\mu_p \frac{dp}{dx} - \mu_n \frac{dn}{dx}}{p\mu_p + n\mu_n}. \quad (5)$$

Observație: În expresia curentului electric s-a ținut seama doar de contribuția purtătorilor mobili (electroni și goluri), ionii impurităților, prin mobilitatea lor extrem de scăzută, neaducînd o contribuție importantă.

Pentru determinarea concentrațiilor de electroni și de goluri se folosește sistemul ipotezelor (II) și (III):

$$\left. \begin{aligned} p + C &= n \\ pn &= n_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

unde s-a presupus că la temperatura ridicată a procesului de difuzie toate impuritățile donoare, C , sînt ionizate.

Observație: În ceea ce privește ipoteza neutralității electrice, trebuie arătat că riguros această ipoteză nu poate fi valabilă! Într-adevăr existența cîmpului electric implică existența unei sarcini electrice nete, totuși abaterea de la condiția de neutralitate exactă este suficient de mică pentru a putea presupune valabilă condiția de neutralitate (această situație se denumește condiția de cuasineutralitate).

Prin rezolvarea sistemului (6) se obține

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{1}{2} (\sqrt{C^2 + 4n_i^2} + C) \\ p &= \frac{1}{2} (\sqrt{C^2 + 4n_i^2} - C) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ținînd cont de relațiile (7), expresia (5) a cîmpului electric devine

$$\mathcal{E}(x) = - \frac{kT}{q} \frac{1}{\sqrt{C^2 + 4n_i^2}} \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (8)$$

care înlocuită în (1) și ținînd cont de relația lui Einstein conduce la

$$D_{\text{ef}} = D \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 4(n_i/C)^2}} \right]. \quad (9)$$

Se observă cele două valori limită ale coeficientului de difuzie

$$D_{ef} \simeq D, \quad \text{dacă} \quad C \ll n_i$$

și

$$D_{ef} \simeq 2D, \quad \text{dacă} \quad C \gg n_i.$$

3.7. Pentru a estima valoarea cimpului electric la suprafață se presupune că profilul de impurități la predifuzie este dat de

$$C(x) = C_S \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_{ef}t}}. \quad (1)$$

Ținând cont de relația (8) din problema anterioară rezultă direct cimpul la suprafață

$$\mathcal{E}(0) = \frac{kT/q}{\sqrt{\pi D_{ef}t}} \frac{C_S}{\sqrt{C_S + 4n_i^2}}.$$

La 1200°C $C_S = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (vezi fig. 2.7), $n_i = 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (valoare obținută prin extrapolare din figura 4.4) și $\sqrt{D}$ (bor) = 0,6 $\mu\text{m}/\text{h}^{1/2}$ (vezi fig. 2.3).

Deoarece în apropierea suprafeței C_S și n_i sînt comparabile nici unul din cele două cazuri limită ($D_{ef} = D$ sau $D_{ef} = 2D$) nu este valabil. Totuși în estimarea valorii lui $\mathcal{E}(0)$ presupunînd cele două valori limită ale lui D_{ef} rezultă două valori $\mathcal{E}_1(0)$ și $\mathcal{E}_2(0)$ care mărginesc superior, respectiv inferior valoarea reală $\mathcal{E}(0)$.

Înlocuind datele numerice se obține

$$0,085 < \mathcal{E}(0) \quad (V/\mu\text{m}) < 0,12$$

3.8. Concentrația inițială de impurități (înainte de oxidare) este indicată în figura P.3.2, cu linie întreruptă.

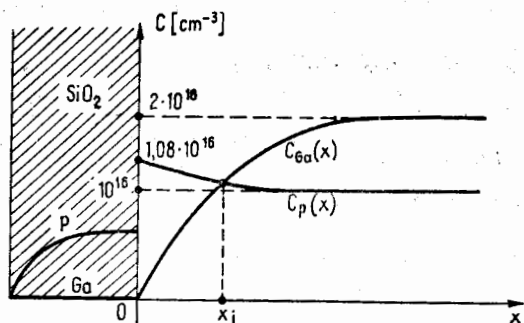


Fig. P.3.2.

Deoarece galiul difuzează foarte rapid prin stratul de bioxid de siliciu (coeficientul de difuzie prin bioxidul de siliciu la 1200°C are valoarea 100 $\mu\text{m}^2/\text{h}$) se va putea presupune că la suprafață concentrația sa este nulă în tot timpul procesului de oxidare. Ca urmare distribuția galiului va fi dată de

$$C_{Ga}(x) = C_{BGa} \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_{Ga}t}}, \quad (1)$$

expresie care rezultă din 3.39 presupunînd timpul necesar pentru stabilirea concentrației de suprafață neglijabil de mic față de timpul de oxidare.

La 1200°C, $D_{Ga} = \sqrt{0,8} \mu\text{m/h}^{1/2}$ (vezi fig. 3.2). Înlocuind valorile numerice în (1) se obține

$$C_{Ga}(x) = -2 \cdot 10^{16} \operatorname{erf} \frac{x}{2,26} \quad (\text{cm}^{-3}), \quad (2)$$

unde x este dat în μm .

Redistribuirea fosforului în cazul descris în această problemă este practic neglijabilă. Întrădevăr din figura 3.26 rezultă că la suprafață concentrația este numai de 1,08 ori mai mare ca în volum ($C_{SP} = 1,08 C_{BP}$).

Rezultă că distribuția de fosfor după oxidare se va putea presupune practic identică cu cea inițială (vezi fig. P.3.2).

Concentrația totală de impurități este dată aproximativ de

$$C(x) = -2 \cdot 10^{16} \operatorname{erf} \frac{x}{2,26} + 10^{16} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3)$$

Adâncimea joncțiunii x_j , rezultă din rezolvarea ecuației $C(x_j) = 0$:

$$x_j = 2,26 \operatorname{argerf} \frac{10^{16}}{2 \cdot 10^{16}} = 1,07 \mu\text{m}.$$

3.9. Grosimea minimă x_0 a oxidului care maschează un proces de difuzie dat rezultă din relația 3.42 în care se impune condiția ca adâncimea x_j a joncțiunii care se formează sub stratul de oxid să fie $x_j = 0$:

$$x_0 = 2r \sqrt{Dt} \operatorname{argerfc} \left[\frac{(m+r) C_B}{2mr C_0} \right]. \quad (1)$$

Admițind că m , coeficientul de segregare, este independent de valoarea concentrației rezultă că și solubilitățile solide maxime ale impurității în siliciu și în bioxidul de siliciu vor fi tot în raportul m .

Presupunind că valoarea concentrației C_0 este dată de solubilitatea solidă maximă a borului în bioxidul de siliciu, rezultă solubilitatea solidă maximă

$$C_0 = \frac{\text{a borului în siliciu, la } 1100^\circ\text{C}}{m} = \frac{4 \cdot 10^{20}}{10^{-2}} = 4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

(valoarea solubilității maxime s-a obținut din figura 3.7, iar valoarea lui m din tabelul 3.2).

Pentru bor, la 1100°C, în siliciu, $\sqrt{D} = 0,21 \mu\text{m/h}^{1/2}$, iar în bioxidul de siliciu $\sqrt{D_0} = 10^{-2} \mu\text{m/h}^{1/2}$, ($r = \sqrt{D_0/D} = 4,76 \cdot 10^{-2}$).

Înlocuind valorile numerice se obține

$$x_0 = 2 \cdot 4,76 \cdot 10^{-2} \cdot 0,21 \cdot \sqrt{2} \operatorname{argerfc} \left[\frac{10^{-2} + 4,76 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-2} \cdot 4,76 \cdot 10^{-2}} \frac{10^{16}}{4 \cdot 10^{22}} \right] = 0,085 \mu\text{m}.$$

3.10. Ținând cont de redistribuirea atât a impurităților din strat cât și a celor din substrat profilul final de impurități este dat de *

$$C(x) = \frac{C_1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t}} \right) - \frac{C_2}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_2 t}} \right), \quad (1)$$

(pentru notațiile utilizate vezi figura P.3.3).

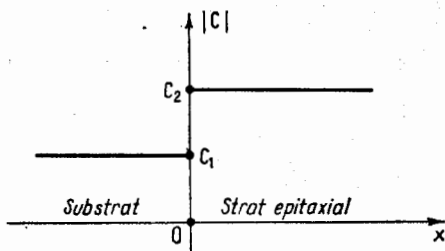


Fig. P.3.3.

Locul de formare a joncțiunii, x_j , este dat de condiția $C(x_j) = 0$ și rezultă din rezolvarea ecuației

$$C_1 \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x_j}{2\sqrt{D_1 t}} \right) = C_2 \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x_j}{2\sqrt{D_2 t}} \right). \quad (2)$$

Ecuația (2) se rezolvă relativ greu, prin încercări, însă în unele cazuri particulare soluția se găsește ușor, după cum se va arăta în continuare. Coeficienții de difuzie și corespunzător mărimile $2\sqrt{Dt}$ au valorile (vezi fig. 3.2 și 3.3):

bor : $1 \mu\text{m}^2/\text{h}$ și $1,095 \mu\text{m}$;

fosfor : $1 \mu\text{m}^2/\text{h}$ și $1,095 \mu\text{m}$;

stibiu : $0,36 \mu\text{m}^2/\text{h}$ și $0,657 \mu\text{m}$.

$$(a) \quad 10^{14} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x_j}{1,095} \right) = 10^{16} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x_j}{1,095} \right)$$

$$\operatorname{erf} \frac{x_j}{1,095} = \frac{10^{14} - 10^{16}}{10^{14} + 10^{16}} = -0,98.$$

Din figura P.3.1 se obține argerfc $0,02 = 1,64$ deci

$$x_j = -1,8 \mu\text{m}.$$

* Vezi „Runyan, W. R. *Silicon Semiconductor Technology*, McGraw Hill, New York, 1965”, pag. 124.

(b), (d) Întrucît $C_1 = C_2$, indiferent de valoarea coeficienților de difuzie atît profilul impurităților din substrat cît și cel al impurităților din strat trec prin punctul $C_1/2 = C_2/2$ situat în origină, deci $x_j = 0$.

Totuși există o deosebire între cele două cazuri determinată de faptul că în cazul (d) redistribuirea impurităților substratului este mult mai mică.

(c) Procedînd la fel ca la (a) se obține

$$x_j = 1,8 \text{ } \mu\text{m}.$$

3.11. (a) Constantele B și B/A pentru cele două oxidări rezultă din figurile 2.5 și 2.6:

$$\begin{array}{ll} \text{oxidare :} & B_1 = 0,9 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{h}, \quad B_1/A_1 = 11,9 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}; \\ \text{H}_2\text{O, } 1200^\circ\text{C} & \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \text{difuzie :} & B_2 = 4,56 \cdot 10^{-2} \text{ } \mu\text{m}^2/\text{h}, \quad B_1/A_1 = 1 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}. \\ \text{O}_2 \text{ uscat, } 1200^\circ\text{C} & \end{array}$$

Grosimea x_{o2} a oxidului în fereastra bazei rezultă din relația 2.9

$$x_{o2} = \frac{4,56 \cdot 10^{-2}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{50/60}{4,56 \cdot 10^{-2}/4}} - 1 \right) = 0,173 \text{ } \mu\text{m}.$$

După oxidare se obține o grosime a oxidului x'_{o1}

$$x'_{o1} = \sqrt{B_1 t_1} = \sqrt{0,9 \cdot 80/60} = 1,095 \text{ } \mu\text{m}.$$

S-a utilizat legea parabolică de variație deoarece — vezi paragraful 2.1 — $4B_1 t_1/A_1^2 = 839 \gg 1$.

Determinarea grosimii x_{o1} a oxidului după difuzia bazei implică cunoașterea mărimii τ (vezi relația 2.8c):

$$\tau = \frac{x_{o1}^2 + A_2 x'_{o1}}{B_2} = \frac{1,2 + 4,56 \cdot 10^{-2} \cdot 1,2}{4,56 \cdot 10^{-2}} = 27,5 \text{ h}.$$

Deoarece $(t_2 + \tau) = 28,83 \text{ h} \gg A_2^2/4B_2 = 1,16 \cdot 10^{-2} \text{ h}$ se poate aplica legea de creștere parabolică

$$x_{o2} = \sqrt{B_2(t_2 + \tau)} = \sqrt{4,56 \cdot 10^{-2} \cdot 28,83} = 1,15 \text{ } \mu\text{m}.$$

Se observă creșterea neesențială a grosimii oxidului de pe plachetă după difuzia bazei

(b) 1. Profilul de impurități al difuziei bazei.

Predifuzia de fosfor este caracterizată de (vezi figura 3.3)

$$\sqrt{D_1 t_1} = 3 \cdot 10^{-2} \sqrt{0,5} = 2,12 \cdot 10^{-2} \text{ } \mu\text{m},$$

iar difuzia de

$$\sqrt{D_2 t_2} = 1 \cdot \sqrt{50/60} = 0,91 \text{ } \mu\text{m}.$$

Deoarece

$$\sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} = 2,32 \cdot 10^{-2} \ll 0,25$$

profilul de impurități după difuzie este Gaussian

$$C'(x) = C_0 e^{-\frac{x^2}{4D_2 t_2}} - C_B. \quad (1)$$

Rezistivitatea medie a stratului difuzat este

$$\bar{\rho} = 4,532 \frac{V}{I} x_j = 4,532 \cdot 14 \cdot 4 \cdot 10^{-4} = 2,55 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}.$$

Din figura 3.16b se determină (pentru $C_B = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

$$C_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

Produsul $4 D_2 t_2$ (vezi și observația (I) din problema 3.4) se determină din condiția

$$C'(x_j) = 0,$$

sau

$$4 D_2 t_2 = \frac{x_j^2}{\ln \frac{C_0}{C_B}} = \frac{4^2}{\ln \frac{5 \cdot 10^{18}}{5 \cdot 10^{15}}} = 2,32 \mu\text{m}^2.$$

Profilul de impurități este dat de

$$C'(x) = 5 \cdot 10^{18} e^{-\frac{x^2}{2,32}} - 5 \cdot 10^{15} \text{ (cm}^{-3}\text{)},$$

unde x este dat în μm .

2. Pentru a caracteriza redistribuirea impurităților din substrat și colector se utilizează relația (vezi problema 3.10)

$$C(y) = \frac{C_S}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{y}{2\sqrt{Dt}} \right) + \frac{C_B}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{y}{2\sqrt{Dt}} \right). \quad (2)$$

(Pentru notații vezi figura P.3.4).

Deoarece placheta a fost supusă unei succesiuni de procese termice (creșterea epitaxială, oxidare, difuzie etc.) mărimea Dt se înlocuiește cu o valoare efectivă dată de suma mărimilor Dt pentru fiecare proces *.

* Vezi „Runyan, W. R. *Silicon Semiconductor Technology*, McGraw Hill, New-York, 1965, pag. 139.

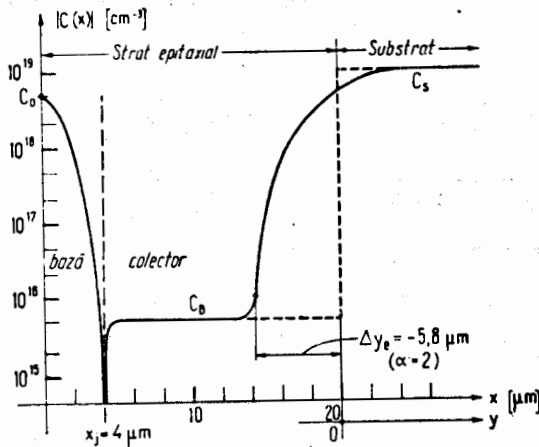


Fig. P.3.4.

În cazul de față se obține (vezi fig. 3.2):

procesul termic	temperatura (°C)	timp (h)	$\sqrt{D}$ ($\mu\text{m}/\text{h}^{1/2}$)	Dt μm^2
creștere epitaxială	1 250	1/3	1	0,33
oxidare	1 200	4/3	0,6	0,48
predifuzie	800	1/2	10^{-2}	neglijabil
difuzie	1 200	5/6	0,6	0,3

valoarea efectivă, $(Dt)_{\text{ef}} = 1,11 \mu\text{m}^2$

Relația (2) devine

$$C''(y) = -C_B - \frac{C_S - C_B}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{y}{2\sqrt{(Dt)_{\text{ef}}}} \right) =$$

$$= -5 \cdot 10^{15} - 2,5 \cdot 10^{18} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{y}{2,11} \right) \quad (\text{cm}^{-3}), \quad (3)$$

unde y este dat în μm .

Profilul global se obține prin adunarea profilelor C' și C''

$$C(x) = 5 \cdot 10^{18} e^{-\frac{x^2}{2,32}} - 5 \cdot 10^{15} - 2,5 \cdot 10^{18} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x-20}{2,11} \right) \quad (\text{cm}^{-3}), \quad (4)$$

unde x este dat în μm .

(c) Se va presupune că redistribuirea impurităților din substrat nu afectează localizarea joncțiunii colector-bază, după cum se va verifica de altfel mai departe la punctul 3.

1. Numărul total de impurități Q introdus în bază prin difuzie este legat de concentrația de suprafață C_0 prin relația (vezi 3.22)

$$Q = C_0 \sqrt{\pi D_2 t_2} = 5 \cdot 10^{18} \sqrt{\pi \cdot 2,31/4} = 6,73 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}. \quad (5)$$

2. Din (1), se obține gradientul de concentrație la joncțiune

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=x_j} = - \frac{x_j}{2D_2 t_2} C_B = \frac{4 \cdot 10^{-4}}{1,16 \cdot 10^{-8}} 5 \cdot 10^{18} = 1,72 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-4}$$

3. Se va determina distanța Δy_e la care concentrația de impurități din bază este egală cu αC_B .

Presupunind contribuția termenului exponențial neglijabilă, din (3) se obține ecuația

$$\alpha C_B = C_B + \frac{C_S - C_B}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{\Delta y_e}{2 \sqrt{(Dt)_{ef}}} \right]. \quad (6)$$

Soluția ecuației (6) este

$$\Delta y_e = -2 \sqrt{(Dt)_{ef}} \operatorname{argerfc} \frac{2C_B(\alpha - 1)}{C_S - C_B}, \quad (7)$$

sau înlocuind valorile numerice

$$\Delta y_e = -2,11 \operatorname{argerfc} [10^{-4}(\alpha - 1)] \text{ (}\mu\text{m)}.$$

Se vor considera ilustrativ trei cazuri date în tabelul de mai jos,

neuniformitatea concentrației	α	$\Delta y_e (\mu\text{m})$
100 %	2	- 5,8
10 %	1,1	- 6,58
1 %	1,01	- 7,28

Urmărind valorile de mai sus rezultă că termenul exponențial din (4) este neglijabil chiar pentru neuniformități relativ mici ale concentrației.

Profilul global de impurități este indicat în figura P.3.4.

4. ELEMENTE DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR

4.1 (a) Deoarece la un semiconductor intrinsec concentrațiile de electroni și de goluri sînt egale

$$p = n = n_i, \quad (1)$$

folosind expresiile 4.4 și 4.5 pentru aceste concentrații, rezultă:

$$N_c e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_i - E_v}{kT}}. \quad (2)$$

În relația de mai sus s-a notat cu E_i poziția particulară a nivelului Fermi pentru semiconductorul intrinsec. De aici rezultă

$$E_i = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c}, \quad (3)$$

adică expresia cerută.

(b) Se va calcula depărtarea nivelului Fermi intrinsec față de mijlocul benzii interzise

$$\delta E = E_i - \frac{1}{2}(E_c + E_v) = \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (4)$$

În această expresie, dependența de temperatură este dată numai de factorul kT , deoarece N_v și N_c au aceeași variație cu temperatura. Folosind pentru N_c și N_v valorile date în tabelul 4.1, mărimea lui δE calculată cu relația (4) pentru cele trei temperaturi este :

$$T_1 = 273 - 78 = 195^\circ \text{ K}; \quad \delta E_1 = \frac{1}{2} \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 195 \cdot \ln \frac{1,04 \cdot 10^{19}}{2,8 \cdot 10^{19}} = -0,0083 \text{ eV};$$

$$T_2 = 273 + 27 = 300^\circ \text{ K}; \quad \delta E_2 = \frac{1}{2} \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \cdot \ln \frac{1,04 \cdot 10^{19}}{2,8 \cdot 10^{19}} = -0,0128 \text{ eV};$$

$$T_3 = 273 + 300 = 573^\circ \text{ K}; \quad \delta E_3 = \frac{1}{2} \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 573 \cdot \ln \frac{1,04 \cdot 10^{19}}{2,8 \cdot 10^{19}} = -0,0245 \text{ eV}.$$

Observând că aceste valori sînt foarte mici (în comparație cu lățimea benzii interzise) rezultă că în intervalul uzual de temperatură întotdeauna se poate presupune că la siliciu nivelul Fermi intrinsec este situat la mijlocul benzii interzise.

4.2. Problema se poate rezolva ușor folosind curbele din figura 4.7. În cele ce urmează se dă o soluție analitică.

Din relația 4.7 se obține mărimea distanței dintre nivelul Fermi și mijlocul benzii interzise (nivelul Fermi intrinsec)

$$E_i - E_F = kT \ln \frac{p}{n_i}; \quad (1)$$

s-a folosit concentrația de goluri întrucît borul este acceptor și este mai ușor să se lucreze cu purtători majoritari.

Concentrația de goluri se calculează cu relația 4.13 (în care s-a înlocuit $N_D = 0$)

$$p = \frac{1}{2} (N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2}). \quad (2)$$

Trebuie făcută observația că prin utilizarea acestor formule s-a admis ipoteza ionizării complete a impurităților (în acest sens a se vedea problema 4.8).

Pentru calculul concentrației intrinseci la diferite temperaturi se ține seama de dependența acesteia de temperatură de forma

$$n_i \sim T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (3)$$

unde E_g este lărgimea benzii interzise. Cunoscând valoarea lui n_i la 300°K (vezi tabelul 4.1) și neglijând slaba dependență a lui E_g cu temperatura rezultă:

$$\begin{aligned} (a) \quad T_1 = 195^\circ\text{K} \quad n_i &= n_{i300} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{300} \right)} = \\ &= 1,45 \cdot 10^{10} \left(\frac{195}{300} \right)^{3/2} e^{\frac{1,11}{2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-4}} \left(\frac{1}{195} - \frac{1}{300} \right)} = 7,28 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}; \end{aligned}$$

$$p = \frac{1}{2} (N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2}) \simeq N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$E_i - E_F = 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 195 \ln \frac{10^{16}}{7,28 \cdot 10^4} = 0,431 \text{ eV};$$

$$(b) \quad T_2 = 300^\circ\text{K};$$

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

$$p = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$E_i - E_F = 0,0259 \ln \frac{10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,348 \text{ eV};$$

$$(c) \quad T_3 = 573^\circ\text{K};$$

$$n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \left(\frac{573}{300} \right)^{3/2} e^{-\frac{1,11}{2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-4}} \left(\frac{1}{573} - \frac{1}{300} \right)} = 1,06 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$p = \frac{1}{2} (10^{16} + \sqrt{(10^{16})^2 + (1,06 \cdot 10^{15})^2}) = 1,002 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$E_i - E_F = 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 573 \ln \frac{1,002 \cdot 10^{16}}{1,06 \cdot 10^{15}} = 0,111 \text{ eV}.$$

În figurile P.4.1a, b și c sînt reprezentate pozițiile nivelelor energetice importante pentru cele trei cazuri.

Considerînd nivelul Fermi intrinsec ca axă a energiilor, fundul benzii de conducție are energia $E_c = E_G/2$, iar fundul benzii de valență: $E_v = -E_G/2$. Potențialul electronului se calculează cu relația $\Phi = -E/q$, deci are aceeași origină cu energia, același modul (pentru o exprimare a energiei în eV, $q = 1$), dar de semn schimbat.

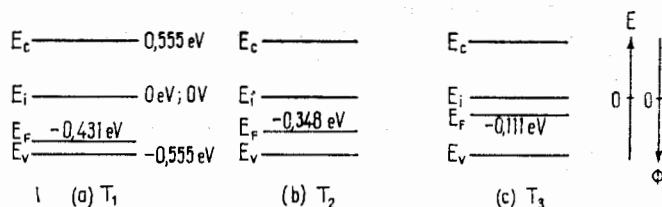


Fig. P.4.1.

4.3. Presupunînd un material semiconductor omogen polarizat cu o tensiune de 20 V rezultă o înclinare uniformă a tuturor nivelelor energetice. Observînd cotele desenului din figur P.4.2 se deduce dificultatea realizării unui desen la scară (s-a reprezentat cazul $T_2 = 300^\circ\text{K}$).

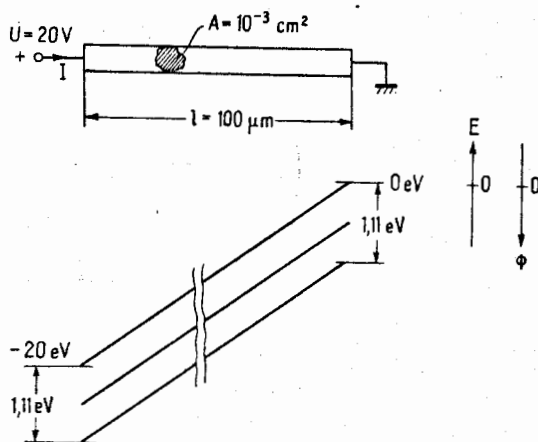


Fig. P.4.2.

Notînd cu R rezistența materialului, se poate calcula curentul I :

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U}{\rho \frac{l}{A}} = \frac{AU}{\rho l}. \quad (1)$$

Rezistivitatea ρ se calculează cu formula

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}. \quad (2)$$

Concentrațiile de purtători majoritari (p) au fost calculate în problema precedentă; concentrațiile de purtători minoritari ($n = n_i^2/p$) sînt foarte mici și nu vor fi luate în considerație pentru temperaturile T_1 și T_2 și vor avea o mică influență asupra rezistivității doar la temperatura T_3 .

Întrucît mobilitățile depind de concentrația de impurități se apelează la curbele din figura 4.11. În privința dependenței de temperatură, curbele prezentate (fig. 4.12) nu sînt complete; de aceea, cu materialul existent în prezenta lucrare, calculele se pot face exact doar pentru temperatura camerei (T_2). Se poate face o estimare a mobilității la temperaturi înalte (T_3) unde contează ciocnirile impurităților cu rețeaua (vezi fig. 4.12 în domeniul temperaturilor mai mari decît 300°K), deci se presupune o dependență de forma $\mu \sim T^{-2.5}$. Temperatura joasă ($T_1 = 195^\circ\text{K}$) se află într-un domeniu în care ambele tipuri de ciocniri (cu rețeaua și cu impuritățile) sînt importante și nu se poate stabili un criteriu analitic simplu.

Calculele indică următoarele rezultate:

(a) $T_2 = 300^\circ\text{K}$;

$$\begin{aligned}\mu_n &= 1\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \\ \mu_p &= 350 \text{ cm}^2/\text{Vs};\end{aligned}$$

$$\rho = \frac{1}{q p \mu_p} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16} \cdot 350} = 1,786 \Omega\text{cm};$$

$$I = \frac{10^{-3} \cdot 20}{1,786 \cdot 10^{-2}} = 1,12 \text{ A.}$$

(b) $T_3 = 573^\circ\text{K}$;

$$\mu_n = \mu_{n,300} \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.5} = 1\,000 \left(\frac{573}{300} \right)^{-2.5} = 198,34 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\mu_p = \mu_{p,300} \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.5} = 69,42 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} (1,12 \cdot 10^{-14} \cdot 198,34 + 1,002 \cdot 10^{16} \cdot 69,42)} = \\ &= 8,707 \Omega\text{cm};\end{aligned}$$

$$I = \frac{10^{-3} \cdot 20}{8,707 \cdot 10^{-2}} = 0,23 \text{ A.}$$

4.4. Funcția de distribuție Fermi-Dirac are expresia

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}}. \quad (1)$$

În figura P.4.3. curba a fost trasată automat folosind calculatorul de birou HP9100A cuplat cu ploterul HP9125A.

Pentru a caracteriza influența temperaturii se va observa intervalul energetic (ΔE) în care funcția de distribuție variază de la 0,9 la 0,1 (limitele pot constitui o convenție pentru aprecierea ionizării complete sau a neutralității unor nivele energetice).

Se obțin rezultatele:

$$(a) T_1 = 195^\circ\text{K}; \quad \Delta E_1 = 0,07 \text{ eV};$$

$$(b) T_2 = 300^\circ\text{K}; \quad \Delta E_2 = 0,11 \text{ eV};$$

$$(c) T_3 = 773^\circ\text{K}; \quad \Delta E_3 = 0,28 \text{ eV};$$

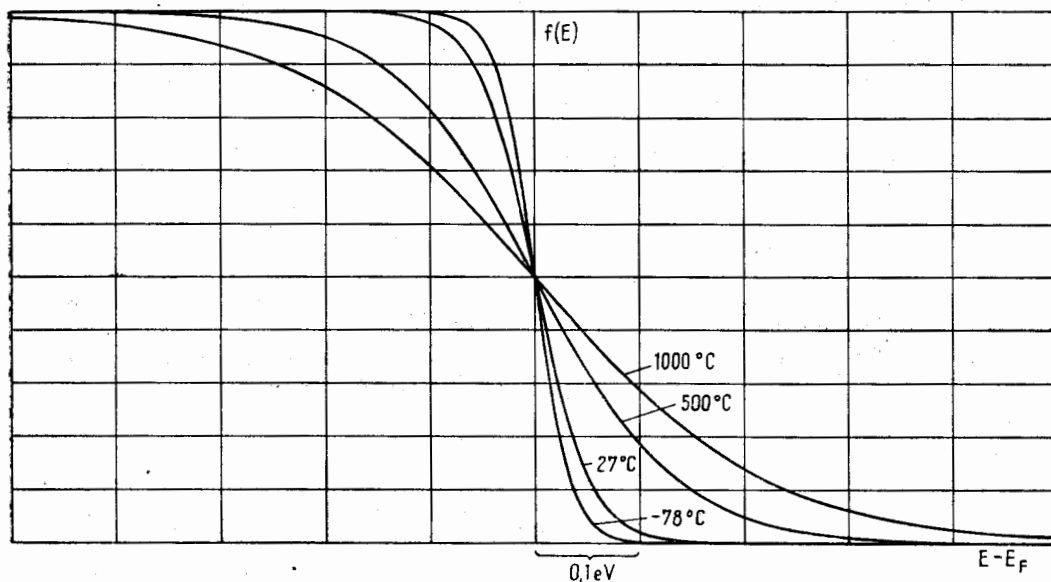


Fig. P.4.3.

Se observă creșterea acestui interval odată cu creșterea temperaturii, rămânând totuși mic în comparație cu lărgimea benzii interzise ($E_G = 1,11 \text{ V}$ la siliciu).

4.5. Ținând cont de distanța mare ($L = 1 \text{ cm}$) pe care se face măsurătoarea, distanță cu mult mai mare decât distanța dintre două ciocniri consecutive (în acest sens vezi și problema 4.6) rezultă o viteză medie, viteza de drift a purtătorilor

$$v = \frac{L}{t} = \frac{1 \text{ cm}}{250 \mu\text{s}} = 4 \cdot 10^3 \text{ cm/s} (= 144 \text{ km/h}).$$

Coeficientul de difuzie se calculează cu ajutorul relației lui Einstein

$$D = \frac{kT}{q} \mu. \quad (1)$$

Observind că se lucrează la cimpuri mici, pentru care există o dependență liniară între viteza de drift și intensitatea cimpului electric ($v = \mu \cdot \mathcal{E}$) rezultă

$$D = \frac{kT}{q} \frac{v}{\mathcal{E}} = 0,0259 \frac{4 \cdot 10^3}{10} = 10,36 \text{ cm}^2/\text{s}.$$

Trebuie făcută observația că se lucrează cu concentrații mici de purtători pentru a se putea neglija contribuția difuziei la deplasarea acestora.

4.6. Pentru calculul timpului dintre două ciocniri se are în vedere relația 4.19,

$$t = \frac{2m^* \mu}{q} = \frac{2 \cdot 0,911 \cdot 10^{-30} \cdot 500 \cdot 10^{-4}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 0,57 \cdot 10^{-12} \text{ s}.$$

Calculul distanței dintre două ciocniri (d) se face ținând seama că mișcarea este accelerată fără viteză inițială și că se cunoaște viteza medie (de drift)

$$d = vt = \mu \mathcal{E} t = 500 \cdot 100 \cdot 0,57 \cdot 10^{-12} = 2,85 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 2,85 \text{ Å}.$$

Această distanță, de ordinul dimensiunilor celulei cristaline (constanta rețelei la siliciu este 5,43 Å), indică predominanța ciocnirilor cu rețea în cadrul mecanismului de mobilitate.

4.7. La 27°C, concentrația intrinsecă $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ este mult mai mică decât diferența $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; în această situație se aplică relațiile simplificate 4.15 și 4.17,

$$p_p = N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3},$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{2 \cdot 10^{15}} = 1,05 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}.$$

Pentru calculul rezistivității trebuie cunoscute mobilitățile μ_n și μ_p ; acestea se determină din figura 4.11 corespunzător concentrației de impurități totale $C_T = N_A + N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$$\mu_n = 900 \text{ cm}^2/\text{Vs},$$

$$\mu_p = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

În aceste condiții, rezistivitatea materialului este

$$\rho = \frac{1}{q p \mu_p} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{15} \cdot 300} = 10,42 \Omega \text{ cm}.$$

Poziția nivelului Fermi se determină la fel ca în problema 4.2:

$$E_i - E_F = kT \ln \frac{p_p}{n_i} = 0,0259 \ln \frac{2 \cdot 10^{15}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,307 \text{ eV}.$$

4.8. Presupunând completa ionizare a impurităților, adică $n = N_D$, rezultă poziția nivelului Fermi pentru fiecare caz :

$$(a) E_{F1} - E_i = kT \ln \frac{n_1}{n_i} = kT \ln \frac{N_{D1}}{n_i} = 0,0259 \ln \frac{10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,348 \text{ eV};$$

$$(b) E_{F2} - E_i = 0,0259 \ln \frac{10^{18}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,467 \text{ eV};$$

$$(c) E_{F3} - E_i = 0,0259 \ln \frac{10^{19}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,527 \text{ eV}.$$

Se va aprecia ionizarea impurităților prin calculul probabilității ca nivelul donor să nu fie ocupat cu electroni și anume $1 - f(E_d)$, unde $f(E)$ este funcția de distribuție Fermi-Dirac. Ținând seama de notațiile din figura P.4.4 rezultă

$$\begin{aligned} 1 - f(E_d) &= 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_d - E_F}{kT}}} = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_G/2 - (E_c - E_d) - (E_F - E_i)}{kT}}} = \\ &= 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{0,505 - (E_F - E_i)}{kT}}} \end{aligned}$$

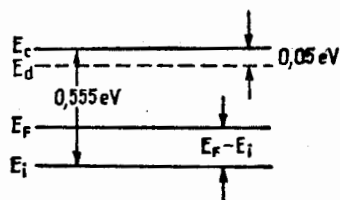


Fig. P.4.4.

Calculând pentru fiecare din cele trei cazuri rezultă :

$$(a) 1 - f(E_d) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{0,505 - 0,348}{0,0259}}} = 1 - 2,325 \cdot 10^{-3} = 0,9977 = 99,77 \%;$$

$$(b) 1 - f(E_d) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{0,505 - 0,467}{0,0259}}} = 1 - 0,1873 = 0,8126 = 81,26 \%;$$

$$(c) 1 - f(E_d) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{0,505 - 0,527}{0,0259}}} = 1 - 0,700 = 0,3 = 30,00 \%.$$

* O aproximare mai bună a situației reale se poate obține prin rezolvarea ecuației $n = N_D^+$, unde N_D^+ este concentrația de atomi donori ionizați. În acest caz pentru probabilitatea ca nivelul donor să nu fie ocupat cu electroni rezultă valorile : (a) 99,77 % ; (b) 83,59 % ; (c) 47,35 %.

Observind aceste rezultate se trage concluzia că ipoteza ionizării complete a impurităților este valabilă doar la primele două cazuri (unde concentrațiile au valori mai mici). La concentrații mari ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) această ipoteză duce la rezultate puternic depărtate de realitate. De altfel la aceste concentrații semiconductorul este degenerat ($pn \neq n_i^2$) nemaiputându-se folosi relațiile 4.12, 4.13 și cele derivate din acestea.

4.9. Urmind o cale asemănătoare ca la problema precedentă rezultă :

$$(a) N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, (N_A \gg n_i).$$

$$p = N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{3 \cdot 10^{15}} = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3};$$

$$C_T = N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$\mu_n = 1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \mu_p = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\rho = \frac{1}{qp\mu_p} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{15} \cdot 450} = 4,63 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

$$(b) N_A = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}; N_D = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$p = N_A - N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3};$$

$$C_T = N_A + N_D = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$\mu_n = 900 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \mu_p = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\rho = \frac{1}{qp\mu_p} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{15} \cdot 300} = 6,94 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

$$(c) N_D = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}; N_A = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$n = N_D - N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D - N_A} = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3};$$

$$C_T = N_A + N_D = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$\mu_n = 900 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \mu_p = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\rho = \frac{1}{qn\mu_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{19} \cdot 3 \cdot 10^{15} \cdot 900} = 2,315 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

$$(d) \ N'_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \ N''_D = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}; \ N_A = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3};$$

$$n = N'_D + N''_D - N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$p = \frac{n_i^2}{N'_D + N''_D - N_A} = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3};$$

$$C_T = N'_D + N''_D + N_A = 2,03 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$\mu_n = 630 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \mu_p = 185 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

$$\rho = \frac{1}{qn\mu_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{15} \cdot 630} = 3,307 \text{ } \Omega\text{cm};$$

Cele patru cazuri ale problemei pun în evidență deosebirile de rezistivitate la semiconductoare avînd aceeași concentrație de purtători majoritari (electroni sau goluri), deosebiri provenind din mărimea mobilității. Astfel, în cazurile (a) și (b), care au aceeași concentrație de goluri majoritare, rezistivitatea în al doilea caz este mai mică întrucît mobilitatea golurilor scade odată cu creșterea concentrației totale de impurități. Aceeași situație există și în cazurile (c) și (d). La cazurile (b) și (c) se pune în evidență faptul că mobilitatea golului este mai mică decît cea a electronului (la aceeași C_T) deci o rezistivitate mai mare în primul caz.

4.10. La temperatura de 300°C , comparativ cu 27°C cu loc următoarele fenomene:

- (1) mobilitatea scade puternic, deci rezistivitatea va crește;
- (2) în mecanismul mobilității devine preponderentă ciocnirea purtătorilor cu rețeaua în detrimentul ciocnirii acestora cu atomii de impurități, deci se vor atenua deosebirile dintre cele patru cazuri;
- (3) se vor modifica și concentrațiile de purtători datorită creșterii concentrației intrinseci n_i ; tot datorită acestui fapt în formula rezistivității se vor lua în considerare ambele tipuri de purtători.

Conform celor arătate mai sus rezultatele celor patru cazuri devin apropiate; se va exemplifica pe cazul (d) la care putem folosi cu aproximație graficele din figura 4.12:

$$\mu_p = 36 \text{ cm}^2/\text{Vs};$$

pentru calculul mobilității electronului se va păstra raportul μ_n/μ_p de la 27°C :

$$\mu_n = \mu_p \frac{\mu_n(27^\circ\text{C})}{\mu_p(27^\circ\text{C})} = 36 \frac{630}{185} = 122,6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

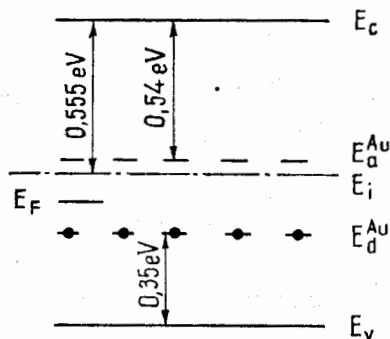
Notind $N = N'_D + N''_D - N_A = 3 \cdot 10^{15}$ și cunoscind $n_i(300^\circ\text{C}) = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, rezultă :

$$n = \frac{1}{2} \left(N + \sqrt{N^2 + 4n_i^2} \right) = \frac{1}{2} \left(3 \cdot 10^{15} + \sqrt{(3 \cdot 10^{15})^2 + (2 \cdot 10^{15})^2} \right) = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

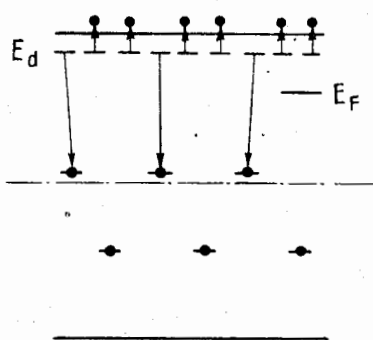
$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{(2 \cdot 10^{15})^2}{3,3 \cdot 10^{15}} = 1,21 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} (3,3 \cdot 10^{15} \cdot 122,6 + 1,21 \cdot 10^{15} \cdot 36)} = 13,95 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

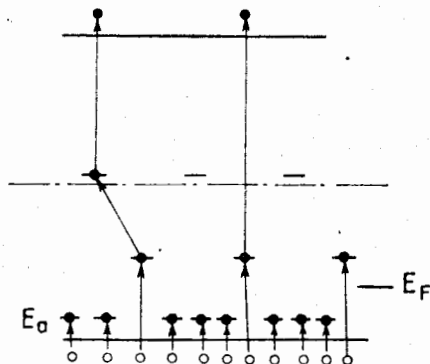
4.11. În figura P.4.5a se prezintă situația nivelelor energetice ale aurului introdus în siliciu pur, la 0°K : nivelul donor este ocupat cu electroni, iar cel acceptor este liber.



(a)



(b)



(c)

Fig. P.4.5.

În figura P.4.5b se prezintă cazul în care siliciul are o concentrație mare de atomi donori față de concentrația aurului. În această situație o parte din electronii de pe nivelele donoare ale impurității vor umple nivelul acceptor al aurului (a se observa poziția lui și anume sub nivelul

Fermi), iar restul vor trece în banda de conducție (electroni liberi). Deci, în această situație, nivelele energetice ale aurului sînt ocupate cu electroni. Din punct de vedere al purtătorilor mobili are loc o micșorare a concentrației de electroni, practic $n = N_d - N^{Au}$, și o creștere a concentrației de goluri (rezultînd din condiția $pn = n_i^2$).

În figura P.4.5c siliciul este de tip p . Toate nivelele acceptoare ale impurității (E_a) sînt ionizate. Apare posibilitatea creării de noi goluri prin captarea de electroni din banda de valență de către nivelele donoare ale aurului, nivele care acum sînt libere (se găsesc deasupra nivelului Fermi). Deci nivelele aurului sînt neumplute și se obține o creștere a concentrației de goluri (practic $p = N_A + N^{Au}$).

Este interesant de urmărit ce se întîmplă atunci cînd concentrația aurului crește devenind chiar mai mare decît a celorlalte impurități.

În cazul semiconductorului impurificat cu donori, creșterea concentrației aurului duce la scăderea concentrației de electroni; această scădere poate merge pînă la obținerea unei conductibilități intrinseci $n = p = n_i$. Crescînd mai departe concentrația aurului, semiconductorul devine de tip p , rezistivitatea sa scăzînd asimptotic spre o rezistivitate limită.

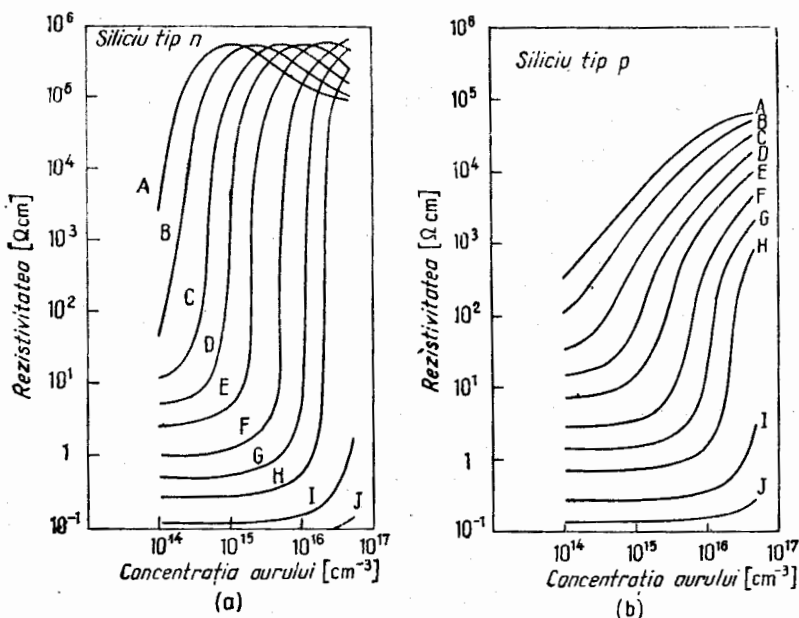


Fig. P.4.6.

La semiconductorul impurificat cu acceptori, rezistivitatea crește monoton spre aceeași valoare limită ca la cazul anterior (vezi figurile * P.4.6a și b).

Această rezistivitate limită ($\sim 10^4 \Omega \text{cm}$) depinde numai de proprietățile aurului, celelalte impurități avînd, comparativ, concentrații mult mai mici. De altfel, problema 4.12 se referă la o situație similară și anume la un semiconductor impurificat numai cu aur.

* Din lucrarea W. M. Bullis, „Properties of Gold in Silicon”, *Solid State Electron*, 9, 143 (1966).

4.12. La temperatura de 0°K nivelul acceptor este complet gol, iar cel donor complet umplut (vezi figura P.4.5a de la problema precedentă). Nivelul Fermi se găsește între cele două nivele, acceptor și donor. Odată cu creșterea temperaturii, o parte din electronii de pe nivelul donor pot ocupa un nivel superior (cel acceptor) locul lor fiind luat de electroni din banda de valență; în această bandă apar astfel goluri, deci semiconductorul este de tip *p* (vezi figura P.4.7).

Ecuatiile de bază pentru calculul stării de ocupare (ionizare) a nivelelor și pentru calculul concentrației de impurități sint neutralitatea electrică și produsul concentrațiilor de goluri și electroni, respectiv

$$\left. \begin{aligned} n + N f(E_a^{Au}) &= p + N [1 - f(E_d^{Au})], \\ pn &= n_i^2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Notățiile utilizate sint:

N = concentrația de atomi de aur;

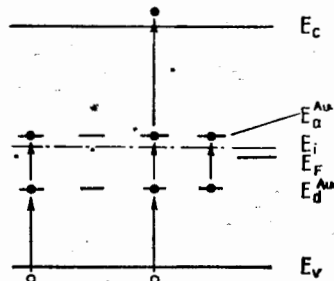


Fig. P.4.7.

$$f(E_a^{Au}) = \frac{1}{1 + g_a e^{\frac{E_a^{Au} - E_F}{kT}}} = \text{probabilitatea ocupării cu electroni a nivelului acceptor};$$

$$f(E_d^{Au}) = \frac{1}{1 + g_d e^{\frac{E_d^{Au} - E_F}{kT}}} = \text{probabilitatea ocupării cu electroni a nivelului donor};$$

$$g_a = 2/3, g_d = 1/4 = \text{factori de degenerare a celor două nivele*}.$$

Sistemul de mai sus corelat cu expresiile concentrațiilor de purtători

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}, \quad (2)$$

sau

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}, \quad (3)$$

este determinat, necunoscutele fiind p , n și E_F . Se observă ușor că ecuația pentru determinarea nivelului Fermi este

$$n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} + N \frac{1}{1 + g_a e^{\frac{E_a^{Au} - E_F}{kT}}} = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} + N \left[1 - \frac{1}{1 + g_d e^{\frac{E_d^{Au} - E_F}{kT}}} \right] \quad (4)$$

* vezi W. M. Bullis „Properties of Gold in Silicon” *Solid State Electron.* 9,143 (1966).

Această ecuație este relativ dificil de rezolvat. Ea se poate rezolva aproximativ observînd că $n < p < N [1 - f(E_d^{Au})]$ (vezi poziția calitativă a lui E_F); în acest caz rezultă

$$f(E_d^{Au}) = 1 - f(E_d^{Au}), \quad (5)$$

ecuația din care reiese că nivelul Fermi și deci concentrațiile p și n nu depind de concentrația de aur. Din ecuația de mai sus rezultă

$$E_F = \frac{E_d^{Au} + E_d^{Au}}{2} + kT \ln \sqrt{g_a g_d}, \quad (6)$$

sau

$$\begin{aligned} E_i - E_F &= \frac{(E_i - E_d^{Au}) + (E_i - E_d^{Au})}{2} - kT \ln \sqrt{g_a g_d} = \\ &= \frac{-0,015 + 0,205}{2} - 0,0259 \ln \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{4}} = 0,118 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Concentrațiile de purtători vor fi:

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} = 1,45 \cdot 10^{10} \cdot e^{\frac{0,118}{0,0259}} = 1,38 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3};$$

$$n = \frac{n_i^2}{p} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{1,38 \cdot 10^{12}} = 1,52 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

Folosind pentru mobilități valorile: $\mu_n = 1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ și $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, rezultă valoarea rezistivității (care este rezistivitatea limită pentru problema anterioară):

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19}(1,52 \cdot 10^8 \cdot 1200 + 1,38 \cdot 10^{12} \cdot 400)} = 1,13 \cdot 10^4 \Omega \text{cm}.$$

5. SEMICONDUCTOARE ÎN CONDIȚII DE NEECHILIBRU

5.1. În formula rezistivității

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

trebuie calculate concentrațiile de electroni și goluri, la neechilibru, n și p . Conform relației 5.5

$$p = p_{no} + \Delta p = p_{no} + \tau_p G_L. \quad (2)$$

Întrucît are loc o generare de perechi electron-gol ($\Delta p = \Delta n$) rezultă

$$n = n_{no} + \Delta n = n_{no} + \tau_n^s G_L, \quad (3)$$

$$(\tau_n = \tau_p = \tau).$$

Pentru a determina concentrațiile de echilibru, n_{no} și p_{no} , se folosesc curbele de rezistivitate din figura 4.14. Corespunzător rezistivității $\rho = 10 \Omega\text{cm}$ rezultă $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Presupunînd totală ionizare a impurităților

$$n_{no} = N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3};$$

$$p_{no} = \frac{n_i^2}{n_{no}} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{5 \cdot 10^{14}} = 4,2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}.$$

Excesul de purtători este

$$\Delta p = \tau_p G_L = 10^{-6} \cdot 10^{22} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Se observă că este un nivel mare de injecție $\Delta p = \Delta n \gg n_{no}$, concentrațiile fiind

$$p = 10^{16} \text{ cm}^{-3},$$

$$n = 1,05 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \approx p.$$

Contribuțiile diferite ale electronilor și golorilor la rezistivitate se datoresc numai diferențelor de mobilitate. Din figura 4.11 rezultă, pentru $C_T = N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$,

$$\mu_n = 1\,250 \text{ cm}^2/\text{Vs},$$

$$\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Calculînd, rezultă rezistivitatea

$$\rho = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} (1\,250 + 480) 10^{16}} = 0,361 \Omega\text{cm}.$$

La conductivitatea totală ($\sigma = 1/\rho$) electronii contribuie cu

$$\frac{\sigma_n}{\sigma} = \frac{q n \mu_n}{q(p \mu_p + n \mu_n)} \approx \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} = \frac{1\,250}{1\,250 + 480} = 0,723 = 72,3\%,$$

iar golorile cu 27,7%.

5.2. Relația 5.17,

$$p_n(x) = p_L - (p_L - p_{no}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (1)$$

trebuie să verifice ecuația diferențială 5.14 pentru regimul staționar ($\partial p_n / \partial t = 0$)

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + G_L - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0 \quad (2)$$

și condițiile la limită 5.15 și 5.16

$$p_n(\infty) = p_L = p_{no} + \tau_p G_L, \quad (3)$$

$$D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=0} = s_p [p_n(0) - p_{no}]. \quad (4)$$

Apare necesar să se calculeze primele două derivate ale lui $p_n(x)$,

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} = \frac{1}{L_p} (p_L - p_{no}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (5)$$

și

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = -\frac{1}{L_p^2} (p_L - p_{no}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (6)$$

Utilizînd relația $L_p^2 = D_p \tau_p$, verificările cerute devin chestiuni analitice simple.

5.3. Numărul de goli care se recombină pe unitatea de arie și de timp într-un punct al semiconductorului este dat de fluxul corespunzător

$$F_p = -D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} + \mu_i \mathcal{E} p_n.$$

Pentru a determina ponderile celor doi termeni ai fluxului trebuie apreciată mărimea nivelului de injecție. Similar ca în problema 5.1 rezultă

$$\Delta p = \tau_p G_L = 10^{-5} \cdot 10^{17} = 10^{12} \text{ cm}^{-3},$$

$$n_{no} = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \gg \Delta p.$$

Nivelul de injecție fiind mic, termenul de cîmp al fluxului de goluri, (purători minoritari) este neglijabil

$$F_p \simeq -D_p \frac{\partial p_n}{\partial x}. \quad (2)$$

Folosind calculele din problema precedentă rezultă (se va considera modulul)

$$\begin{aligned} F_p &= \frac{D_p (p_L - p_{no})}{L_p} \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}} = \\ &= \frac{D_p G_L \tau_p}{L_p} \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}} - G_L L_p \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-\frac{x}{L_p}}. \end{aligned}$$

La punctul (a) se cere $F_p(0)$,

$$F_p(0) = G_L L_p \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p}.$$

Lungimea de difuzie are mărimea (D_p se determină din figura 4.11)

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{10 \cdot 10^{-5}} = 10^{-2} \text{ cm}.$$

Înlocuind în formula fluxului se obține

$$F_p(0) = 10^{17} \cdot 10^{-2} \frac{\frac{100 \cdot 10^{-5}}{10^{-2}}}{1 + \frac{100 \cdot 10^{-5}}{10^{-2}}} = 9,09 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Mărimea cerută la punctul (b) — dimensional tot un flux — se va nota cu F_{pB} și rezultă din integrarea vitezei nete de recombinare din volum, după cum urmează

$$F_{pB} = \int_0^{3L_p} U dx = \int_0^{3L_p} \frac{p_n(x) - p_{no}}{\tau_p} dx = G_L L_p \frac{1}{1 + s_p \tau_p / L_p} (1 - e^{-3});$$

Înlocuind valorile numerice se obține

$$F_{pB} = 10^{17} \cdot 10^{-2} \frac{1}{1 + \frac{100 \cdot 10^{-5}}{10^{-2}}} (1 - e^{-3}) = 8,62 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

5.4. (a) Conform formulei 5.12, câmpul electric la suprafață este dat de relația

$$\mathcal{E}(0) = - \frac{D_n - D_p}{\mu_p p_n + \mu_n n_n} \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (1)$$

Pentru calculul derivatei $\partial p_n / \partial x|_{x=0}$ se folosește mărimea fluxului $F_p(0)$, calculat la problema anterioară

$$F_p(0) \simeq -D_p \left(\frac{\partial p_n}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} \quad (2)$$

Intrucit nivelul de injecție este mic ($n_n = n_{n0} \gg p_n$)

$$\rho \Big|_{x=0} = \frac{1}{q(n_n \mu_n + p_n \mu_p)} \Big|_{x=0} \simeq \frac{1}{q n_{n0} \mu_n} \simeq \rho_0, \quad (3)$$

unde ρ_0 este rezistivitatea la întineric a plachetei. Ținând seamă de relațiile (2) și (3), expresia (1), a câmpului electric, devine

$$\mathcal{E}(0) = -q\rho_0 \left(\frac{D_n}{D_p} - 1 \right) F_p(0). \quad (4)$$

Semnul minus reflectă orientarea câmpului electric față de sistemul de axe adoptat. Înlocuind datele numerice în formula (4), rezultă următoarea valoare (în modul) pentru câmpul electric:

$$\mathcal{E}(0) = 1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 1 \cdot \left(\frac{27}{10} - 1 \right) \cdot 0,9 \cdot 10^{14} = 2,45 \cdot 10^{-5} \text{ V/cm.}$$

Rezultatul obținut indică existența unui câmp electric de valoare foarte mică.

(b) Fluxul de goluri către suprafață se compune din cei doi termeni, de câmp și de difuzie

$$F_p(0) = F_{pd}(0) + F_{pc}(0) = -D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=0} + \mu_p p_n(0) \mathcal{E}(0). \quad (5)$$

Contribuția termenului de câmp la fluxul total este

$$\frac{F_{pc}(0)}{F_p(0)} = \frac{1}{1 + \frac{F_{pd}(0)}{F_{pc}(0)}}. \quad (6)$$

Se va calcula întâi raportul $F_{pd}(0)/F_{pc}(0)$

$$\frac{F_{pd}(0)}{F_{pc}(0)} = \frac{-D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=0}}{\mu_p p_n(0) \mathcal{E}(0)}. \quad (7)$$

Înlocuind în relația de mai sus expresia cîmpului electric, dată de (1) rezultă

$$\frac{F_{pd}(0)}{F_{pc}(0)} = \frac{D_p}{D_n - D_p} \cdot \frac{\mu_p p_n(0) + \mu_n n_n(0)}{\mu_p p_n(0)}. \quad (8)$$

Ținînd seamă de relațiile lui Einstein, $D = (kT/q)\mu$ și de inegalitatea $n_n(0) \approx n_{n0} \gg p_n(0)$ rezultă

$$\frac{F_{pd}(0)}{F_{pc}(0)} = \frac{D_n/D_p}{D_n/D_p - 1} \cdot \frac{n_{n0}}{p_n(0)}.$$

Concentrația de goluri la suprafață este (vezi relația 5.17)

$$p_n(0) = p_L - (p_L - p_{n0}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p},$$

unde

$$p_L = p_{n0} + G_L \tau_p \approx G_L \tau_p.$$

Înlocuind cu date numerice (vezi problema 5.3)

$$p_n(0) = 10^{12} - 10^{12} \frac{10^{-1}}{1 + 10^{-1}} = 9,09 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3};$$

$$\frac{F_{pd}(0)}{F_{pc}(0)} = \frac{\frac{27}{10}}{\frac{27}{10} - 1} \cdot \frac{6 \cdot 10^{15}}{0,9 \cdot 10^{12}} = 1,059 \cdot 10^4.$$

Acest rezultat dă o argumentare puternică asupra valabilității neglijării curentului de cîmp al minoritarilor la nivel mic de injecție.

Exprimarea aceluiași rezultat în forma cerută de problemă, anume cu relația (6), înseamnă

$$\frac{F_{pc}(0)}{F_p(0)} = 10^{-4} = 0,01\%.$$

5.5. (a) Timpul de viață în volum τ_p se poate determina direct din figura 5.16. Pentru temperatura de 920°C, concentrația de atomi de aur în volum este $N_t = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, iar timpul de viață corespunzător este $\tau_p = 5 \text{ ns}$. Dacă nu se dispune de acest grafic se procedează în felul următor: din figura 3.7 se determină N_t ca fiind dat de solubilitatea solidă maximă pentru temperatura dată și se calculează timpul de viață cu formula

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}, \quad (1)$$

unde $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, $v_{th} = 10^7 \text{ cm/s}$; rezultatul obținut este același.

Lungimea de difuzie este dată de

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}; \quad (2)$$

coeficientul de difuzie se determină din figura 4.11 pentru $C_T = N_D + N_t = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ și rezultă $D_p = 8 \text{ cm}^2/\text{s}$. Înlocuind în (2) se obține

$$L_p = \sqrt{8 \cdot 5 \cdot 10^{-9}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 2 \text{ } \mu\text{m}.$$

Viteza de recombinare la suprafață în absența regiunii de sarcină spațială se calculează cu relația 5.48 (vezi și relația 5.50)

$$s_{po} = \sigma_p v_{th} N_{st} = 5 \cdot 10^{-15} \cdot 10^7 \cdot 10^{10} = 500 \text{ cm/s}.$$

Pentru calculul vitezei maxime de recombinare la suprafață se utilizează relația 5.56

$$s_{pmax} = s_{po} \frac{N_D}{4n_i} = 500 \frac{2 \cdot 10^{16}}{2 \cdot 1,45 \cdot 10^{10}} = 3,45 \cdot 10^8 \text{ cm/s}.$$

(b) Din relația 5.17 rezultă concentrația de goluri la suprafață

$$p_n(0) = p_L - (p_L - p_{no}) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p}, \quad (3)$$

unde

$$p_{no} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{2 \cdot 10^{16}} = 1,05 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2},$$

$$p_L = p_{no} + \tau_p G_L = 1,05 \cdot 10^4 + 5 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{17} = 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2},$$

$$s_p = s_{po} = 500 \text{ cm/s}.$$

Înlocuind în relația (3) se obține

$$p_n(0) = 5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8 \frac{\frac{500 \cdot 5 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 10^{-4}}}{1 + \frac{500 \cdot 5 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 10^{-4}}} = 4,94 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}.$$

Pentru calculul fluxului de goluri la suprafață se ține seamă de relația 5.16:

$$F_p(0) = D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=0} = s_p [p_p(0) - p_{no}] = 500 (4,94 \cdot 10^8 - 1,05 \cdot 10^4) = 2,47 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

5.6. Înainte de difuzia aurului, concentrația de electroni este

$$n = N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3},$$

iar rezistivitatea, conform figurii 4.14,

$$\rho = 0,9 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

Ținând seamă de comentariile de la pag. 163 și de la problema 4.11, concentrația de electroni, după difuzia aurului, este

$$n_1 \simeq N_d - N_t = 2 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{15} = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Concentrația totală de impurități după difuzia aurului $C_{T1} = N_D + N_t = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, nu este mult diferită de cea dinainte $C_T = N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; neglijând, deci, scăderea slabă a mobilității și observînd că purtătorii minoritari nu aduc o contribuție importantă, rezultă rezistivitatea după difuzia aurului

$$\rho_1 = \rho \frac{n}{n_1} = 0,9 \frac{2 \cdot 10^{16}}{1,6 \cdot 10^{16}} = 1,125 \text{ } \Omega\text{cm}.$$

5.7. Se pleacă de la expresia generală a vitezei nete de recombinare (relația 5.40)

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t (pn - n_i^2)}{\sigma_n [n + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [p + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]} \quad [(1)]$$

și se fac neglijările corespunzătoare fiecărui caz. Dacă $U > 0$ există o recombinare netă, iar dacă $U < 0$ există o generare netă.

(a) Într-o regiune a unui semiconductor complet golită de purtători $p \ll n_i$ și $n \ll n_i$, relația (1) are valoarea aproximativă

$$U = - \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_i^2}{\sigma_n [n + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [p + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]} \quad (2)$$

Se observă că predomină generarea, rezultat în concordanță cu fenomenele fizice (procesele de generare-recombinare tind să restabilească echilibrul termic).

În mod uzual se lucrează cu centri de recombinare adînci (cel mai eficienți) pentru care

$$E_t = E_i,$$

$$\sigma_p = \sigma_n = \sigma, \quad (3)$$

(a se vedea observațiile de la pag. 154).

Ținând seama de relațiile (3), expresia vitezei nete de recombinare (2) devine

$$U = - \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2}{p + n + 2n_i} \simeq - \frac{\sigma v_{th} N_t n_i}{2}. \quad (4)$$

Cunoscând expresia 5.45 a timpului de viață ($\tau_p = \tau_n = \tau$), relația (4) devine

$$U = - \frac{n_i}{2\tau}. \quad (5)$$

(b) Dacă $p_n \ll p_{no}$ și $n_n = n_{no}$, inegalitatea $p_n n_n \ll n_i^2$ se menține în continuare, deci

$$p_n n_n = p_n n_{no} \ll p_{no} n_{no} = n_i^2 \quad (6)$$

și se poate folosi expresia (2) a vitezei nete de recombinare (deci predomină tot fenomenele de generare). În condițiile (3) se obține însă o formă particulară

$$U = - \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2}{n_n + n_p + 2n_i} \simeq - \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2}{n_{no}} = - \sigma v_{th} N_t p_{no} = - \frac{p_{no}}{\tau}. \quad (7)$$

Observație: Relația (7) se păstrează și pentru centri la care $E_t \neq E_i$, diferența dintre cele două energii nefiind prea mare. Se poate observa ușor că noua expresie a lui U este $U \simeq -p_{no}/\tau_p$.

(c) Dacă $p = n = n_0 \gg n_i$, expresia vitezei nete de recombinare este

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_0^2}{\sigma_n [n_0 + n_i e^{(E_t - E_i)/kT}] + \sigma_p [n_0 + n_i e^{(E_i - E_t)/kT}]}, \quad (8)$$

În acest caz $U > 0$, deci predomină fenomenele de recombinare. Ținând seamă de condițiile (3), expresia (8) devine

$$U \simeq \frac{\sigma v_{th} N_t n_0^2}{2 n_0 + n_i} = \frac{n_0}{2\tau}.$$

5.8. Se poate calcula timpul mediu, t , dintre două procese de emisie cu ajutorul relației

$$t = \frac{1}{|U_1|}, \quad (1)$$

unde U_1 este viteza netă de recombinare asociată unui singur centru de recombinare, adică

$$U_1 = \frac{U}{N_t}. \quad 2)$$

Ținând seamă de rezultatele obținute la punctul (a) de la problema precedentă și anume de relația (5), expresia (1) devine

$$t = \frac{2N_t \tau}{n_i} = \frac{2}{\sigma v_{th} n_i} \quad (3)$$

Folosind valori tipice: $\sigma = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, $v_{th} = 10^7 \text{ cm/s}$, $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, se obține

$$t = \frac{2}{5 \cdot 10^{-15} \cdot 10^7 \cdot 1,45 \cdot 10^{10}} = 2,76 \text{ ms.}$$

5.9. Cele două procese ale căror probabilități trebuie să fie egale sînt ilustrate în cazurile (b) și (c) ale figurii 5.11. Probabilitatea de emisie a unui electron, în unitatea de timp, de către un centru de recombinare este e_n . Probabilitatea de recombinare a unui electron de pe un centru cu un gol, în unitatea de timp, se obține din expresia vitezei de desfășurare a procesului (r_c , din expresia 5.30), raportată la un centru ($N_t = 1 \text{ cm}^{-3}$) ocupat cu electron ($f = 1$); nivelul energetic căutat rezultă, deci, din ecuația

$$e_n = v_{th} \sigma_p p. \quad (1)$$

Introducînd în (1) expresia lui e_n , din relația 5.32 se obține:

$$v_{th} \sigma_n n_i e^{(E_t - E_i)/kT} = v_{th} \sigma_p p, \quad (2)$$

sau

$$E_t - E_i = kT \ln \left[\frac{\sigma_p}{\sigma_n} + \ln \frac{p}{n_i} \right]. \quad (3)$$

Din relația (3) se trage concluzia că nivelul căutat are o poziție dependentă de nivelul de injecție (prin concentrația p); la echilibru termic (sau la nivele foarte mici de injecție) se poate scrie

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} \quad (4)$$

relația (3) devine

$$E_t - E_i = E_i - E_F + kT \ln \frac{\sigma_p}{\sigma_n}. \quad (5)$$

Presupunînd $\sigma_p = \sigma_n$

$$E_t - E_i = E_i - E_F. \quad (6)$$

rezultă că acest nivel se află simetric cu nivelul Fermi față de mijlocul benzii interzise.

Centrii de recombinare activi au nivele mai joase decît cel calculat, situație rezultată din cerința scăderii ponderii emisie electronilor în favoarea recombinării lor cu golurile.

5.10. Pentru a se putea face permanent comparația dintre cazul unui singur nivel situat la mijlocul benzii interzise ($E_t = E_i$) și cel al nivelelor distribuite uniform în banda interzisă se va considera o aceeași concentrație de volum de centri N_t ; rezultă deci, în al doilea caz, o densitate pe energii a centrilor

$$D_t = \frac{N_t}{E_G} \quad (1)$$

(a) Pentru un interval energetic infinitesimal dE_t se poate aplica, pentru calculul vitezei nete de recombinare-generare, relația 5.41

$$dU = \sigma v_{th} \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} dN_t \quad (2)$$

Ținând seamă de faptul că centrii sînt distribuiți uniform, deci

$$dN_t = D_t dE_t \quad (3)$$

și că se poate aplica superpoziția efectelor, rezultă următoarea expresie pentru viteza netă de recombinare-generare:

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t (pn - n_i^2)}{n_i} \int_{E_v}^{E_c} \frac{dE_t}{\frac{n + p}{n_i} + 2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (4)$$

Observație: Superpoziția efectelor nu este o ipoteză în deplină concordanță cu realitatea fizică. În situația existenței mai multor nivele în banda interzisă apar și tranziții ale purtătorilor prin mai mulți pași (2,3,...) ceea ce duce la o viteză netă de recombinare-generare superioară celei calculate cu relația (4).

Făcînd schimbarea de variabilă

$$u = e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}, \quad (5)$$

relația (4) devine

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t kT (pn - n_i^2)}{n_i} \int_{m_1}^{m_2} \frac{du}{u^2 + \frac{p + n}{n_i} u + 1}, \quad (6)$$

unde

$$\frac{m_1}{m_2} = e^{\frac{E_v - E_i}{kT}} = \frac{n_i}{N_c}; \quad m_2 = e^{\frac{E_c - E_i}{kT}} = \frac{N_c}{n_i} \quad (7)$$

Soluția integralei din relația (6) are forme analitice diferite după semnul discriminantului trinomialului de gradul doi: $u^2 + [(p+n)/n_i] u + 1$. Acest discriminant este

$$\Delta = \left(\frac{p+n}{2n_i} \right)^2 - 1. \quad (8)$$

Se observă că semnul discriminantului depinde de condițiile de neechilibru, prin concentrațiile p și n . Se vor analiza cazurile $\Delta > 0$ și $\Delta < 0$; cazul $\Delta = 0$ nu prezintă interes fiind o situație singulară de neechilibru.

(1) $\Delta > 0$; după rezolvarea integralei, relația (6) devine

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t kT (pn - n_i^2)}{n_i} \cdot \frac{1}{u_1 - u_2} \ln \frac{u - u_1}{u - u_2} \Big|_{m_1}^{m_2}, \quad (9)$$

unde u_1 și u_2 sînt rădăcinile trinomialului

$$u_{1,2} = -\frac{p+n}{2n_i} \pm \sqrt{\left(\frac{p+n}{2n_i} \right)^2 - 1}. \quad (10)$$

Expresia (9) a vitezei nete de recombinare-generare se poate simplifica pentru cazul în care

$$p+n \gg 2n_i. \quad (11)$$

Această inegalitate nu restrînge mult domeniul de lucru, el cuprinzînd atît toate cazurile de exces de purtători cît și cazuri de regiuni golite de purtători (de exemplu, regiuni golite numai de purtători minoritari).

Ținînd seama de (11), rădăcinile u_1 și u_2 devin

$$u_1 \approx 0, \quad (12)$$

$$u_2 \approx -\frac{p+n}{n_i},$$

iar relația (9), după prelucrări matematice simple, capătă forma

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t E_G (pn - n_i^2)}{n+p} \left[1 - \frac{kT}{E_G} \ln \left(1 + \frac{N_e}{p+n} \right) \right]. \quad (13)$$

Pentru cazul unui singur nivel energetic ($E_t = E_i$), se va nota viteza netă de recombinare-generare cu U_1 , dată de expresia (vezi 5.41)

$$U_1 = \frac{\sigma v_{th} N_i (pn - n_i^2)}{n+p+2n_i} \approx \frac{\sigma v_{th} N_i (pn - n_i^2)}{n+p}$$

Raportul celor două mărimi, U/U_1 , ținând seama de condiția (1), este

$$\frac{U}{U_1} = 1 - \frac{kT}{E_G} \ln \left(1 + \frac{N_c}{p+n} \right). \quad (15)$$

Relația (15) pune în evidență faptul că viteza netă de recombinare-generare este mai mică în cazul nivelelor distribuite în banda interzisă. Acest lucru este explicabil deoarece numai o parte din nivele și anume cea din vecinătatea mijlocului benzii interzise, este eficientă. Deosebirile devin din ce în ce mai mici pe măsură ce crește nivelul de injecție. Într-adevăr, pentru concentrații mari de purtători ($p+n \gg N_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) cele două viteze devin egale ($U/U_1 \rightarrow 1$).

(2) $\Delta < 0$ ($p+n < 2n_i$). După rezolvarea integralei, relația (6) devine

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t kT (pn - n_i^2)}{n_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \operatorname{arctg} \frac{u + (p+n)/2n_i}{\sqrt{-\Delta}} \Big|_{m_1}^{m_2}. \quad (16)$$

Discuția acestui rezultat se va face în cadrul punctului (b) al problemei, punct care constituie particularizarea cea mai frecvent întâlnită.

(b) Cazul $p \ll n_i$ și $n \ll n_i$ corespunde situației $p+n \ll 2n_i$. În aceste condiții se poate aproxima $\Delta \simeq -1$ și relația (16) devine după prelucrări simple

$$U = \frac{\sigma v_{th} D_t E_G (pn - n_i^2)}{n_i} \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{N_c}{n_i} + \frac{p+n}{2n_i} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{n_i}{N_v} + \frac{p+n}{2n_i} \right) \right] \frac{kT}{E_G}. \quad (17)$$

Se pot face următoarele aproximări:

$$pn - n_i^2 \simeq -n_i^2; \quad (18)$$

$$\operatorname{arctg} \left(\frac{N_c}{n_i} + \frac{p+n}{2n_i} \right) \simeq \operatorname{arctg} \frac{N_c}{n_i} \simeq \operatorname{arctg} 10^9 \simeq \frac{\pi}{2}; \quad (19)$$

$$\operatorname{arctg} \left(\frac{n_i}{N_v} + \frac{p+n}{2n_i} \right) \simeq \frac{n_i}{N_v} + \frac{p+n}{2n_i} \simeq 10^{-9} + \frac{p+n}{2n_i} \ll \frac{\pi}{2}; \quad (20)$$

Introducând aceste rezultate în relația (17) expresia vitezei nete de recombinare-generare devine

$$U \simeq -\sigma v_{th} D_t E_G n_i \frac{\pi}{2} \frac{kT}{E_G}. \quad (21)$$

Pentru cazul unui singur nivel de recombinare, mărimea similară (vezi problema 5.7, punctul a) este

$$U_1 \simeq -\sigma v_{th} N_t \frac{n_i}{2} \quad (22)$$

și ținând seama de condiția de echivalență (1), raportul U/U_1 are valoarea

$$\frac{U}{U_1} = \frac{\pi k T}{E_G}; \quad (23)$$

Și în acest caz se constată o scădere a vitezei nete de recombinare-generare; scăderea este independentă de mărimea golirii.

(c) Din paragraful 5.3 rezultă că între viteza netă de recombinare-generare și timpul de viață la nivel mic de injecție τ , există o dependență de tip invers proporțional, deci discuțiile asupra raportului U/U_1 se extind și asupra raportului τ_1/τ (semnificația indicilor fiind aceeași).

Este interesant de calculat timpul de viață în regiuni puternic golite de purtători (cazul b); acesta rezultă din relația (vezi problema 5.7,a)

$$U = - \frac{n_i}{2\tau} \quad (24)$$

Folosind pentru U expresia dată de relația (21), timpul de viață este

$$\tau = \sigma v_{th} D_L (\pi k T). \quad (25)$$

6. JONCTIUNI pn

6.1 (a) La echilibru termic, concentrațiile de goli și de electroni au expresiile

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}, \quad (1)$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}. \quad (2)$$

Convenția privind originea și semnul energiilor sau potențialului este cea stabilită de figura 6.7d. Relația 6.27 dă expresia variației cu distanța a nivelului energetic intrinsec și, introdusă în (1) și (2), constituie soluția problemei (nivelul Fermi, la echilibru termic, nu variază cu distanța),

$$n = n_i e^{[E_F + q\Phi_T(1-x/w)^2]/kT}, \quad (3)$$

$$p = n_i e^{-[E_F + q\Phi_T(1-x/w)^2]/kT}. \quad (4)$$

Observind că

$$C_B = n_i e^{-E_F/kT}$$

expresiile (3) și (4) devin:

$$n = \frac{n_i^2}{C_B} e^{q\Phi_T(1-x/w)^2/kT}, \quad (5)$$

$$p = C_B e^{-q\Phi_T(1-x/w)^2/kT}. \quad (6)$$

Se verifică imediat concentrațiile la limitele regiunii de sarcină spațială (se va ține seama de relațiile 6.15, 6.16 și 6.29)

$$n(0) = \frac{n_i^2}{C_B} e^{q\Phi_T/kT} = \frac{n_i^2}{C_B} e^{q(\Phi_{FP} + |\Phi_{Fn}|)} = n_i e^{q|\Phi_{Fn}|/kT} = N_D,$$

$$n(w) = \frac{n_i^2}{C_B},$$

$$p(0) = C_B e^{-q\Phi_T/kT} = \frac{n_i^2}{N_D},$$

$$p(w) = C_B.$$

(b) Conform relațiilor 6.9 și 6.13 fluxurile de difuzie și de cîmp ale electronilor și golurilor sînt respectiv :

$$Fdn = D_n \frac{dn}{dx}, \quad (7)$$

$$Fdp = -D_p \frac{dp}{dx}, \quad (8)$$

$$Fcn = \mu_n \mathcal{E} n, \quad (9)$$

$$Fep = \mu_p \mathcal{E} p. \quad (10)$$

Pentru planul în care $E_i = E_F$ se determină din (1) și (2)

$$p = n = r_i. \quad (11)$$

derivatele concentrațiilor de purtători (vezi 6.11 și 6.27), la echilibru termic, sînt

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{E_i=E_F} = \frac{p}{kT} \left. \frac{dE_i}{dx} \right|_{E_i=E_F} = \frac{n_i}{kT} \frac{2q\Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W} \right), \quad (12)$$

$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{E_i=E_F} = - \frac{n}{kT} \left. \frac{dE_i}{dx} \right|_{E_i=E_F} = - \frac{n}{kT} \frac{2q\Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W} \right), \quad (13)$$

unde x_1 este abscisa planului în cauză

$$x_1 = W \left(1 - \sqrt{\frac{-E_F}{q\Phi_T}} \right). \quad (14)$$

Intensitatea cîmpului electric în acest plan este, conform relațiilor 6.24 și 6.25,

$$E(x_1) = \frac{qC_B W}{K_s \epsilon_0} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right). \quad (15)$$

Ținînd seama de 6.22, expresia (15) se poate pune sub forma

$$E(x_1) = \frac{2\Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right). \quad (16)$$

Introducînd rezultatele de la (11)...(16) în expresiile fluxurilor (1)...(4), se obține

$$F_{dn}(x_1) = -\frac{2\mu_n n_i \Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right), \quad (17)$$

$$F_{dp}(x_1) = -\frac{2\mu_p n_i \Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right), \quad (18)$$

$$F_{cn}(x_1) = \frac{2\mu_n n_i \Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right), \quad (19)$$

$$F_{cp}(x_1) = \frac{2\mu_p n_i \Phi_T}{W} \left(1 - \frac{x_1}{W}\right). \quad (20)$$

Se observă că se verifică relațiile

$$F_p = F_{dp} + F_{cp} = 0, \quad (21)$$

$$F_n = F_{dn} + F_{cn} = 0, \quad (22)$$

relații obligatorii pentru echilibrul termic.

(c) Legătura dintre flux și curentul electric este dată de

$$i = qA_J F, \quad (23)$$

unde A_J este aria structurii. Mărimile care intervin în calcule sînt:

$$\mu_n = 1\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs},$$

$$\mu_p = 350 \text{ cm}^2/\text{Vs} \text{ (vezi fig. 4.11),}$$

$$n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}, \text{ (} T = 300 \text{ }^\circ\text{K),}$$

$$\Phi_T = \frac{E_G}{2} + \Phi_F = 0,55 + 0,35 = 0,9 \text{ V (vezi fig. 6.6 și observația din subsolul paginii 182),}$$

$$W = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 \Phi_T}{q C_B}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 0,9}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16}}} = 3,41 \cdot 10^{-5} \text{ cm} =$$

$$= 0,341 \text{ } \mu\text{m (vezi relația 6.22),}$$

$$1 - \frac{x_1}{W} = \sqrt{\frac{-E_F}{q \Phi_T}} = \sqrt{\frac{\Phi_F}{\Phi_T}} = \sqrt{\frac{0,35}{0,9}} = 0,624, \text{ (vezi relația (14)).}$$

Introducând valorile obținute în relații de forma (23) rezultă:

$$i_{dn} = -1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-3} \frac{2 \cdot 1000 \cdot 1,45 \cdot 10^{10} \cdot 0,9}{3,3 \cdot 10^{-5}} \cdot 0,6 = -75,9 \text{ } \mu\text{A,}$$

$$i_{dp} = i_{dn} \frac{\mu_p}{\mu_n} = -26,6 \text{ } \mu\text{A,}$$

$$i_{cn} = -i_{dn} = 75,9 \text{ } \mu\text{A,}$$

$$i_{cp} = -i_{dp} = 26,6 \text{ } \mu\text{A.}$$

În comparație cu curenții direcți ai diodei din figura 6.2 (miliamperi), acești curenți sînt mult mai mici. Neglijînd contribuția curenților de recombinare, curentul direct, în această regiune de nivel mic de injecție este dat, practic, de curentul de difuzie al electronilor. La aplicarea unei tensiuni directe pe joncțiune acest curent crește exponențial (devenind deci mult mai mare decît valoarea calculată pentru echilibru termic), celelalte componente rămînînd practic neschimbate.

6.2. În cadrul aproximației de golire se consideră că pe toată lungimea W a regiunii de sarcină spațială se poate neglija concentrația purtătorilor mobili de sarcină față de cea a ionilor

$$|p - n| \ll |N_D - N_A|. \quad (1)$$

În continuare se va analiza cazul unei joncțiuni abrupte $n+p$; în acest caz, conform notațiilor curenți $N_A = C_B$. Regiunea de golire se extinde numai în regiunea p și inegalitatea (1) devine

$$p \ll C_B. \quad (2)$$

Relația de mai sus nu mai este valabilă în apropierea marginii regiunii de golire; de exemplu $p(W) = C_B$. Se va nota cu x_a abscisa punctului pentru care mai poate fi considerată valabilă inegalitatea (2) și se va determina valoarea sa din convenția

$$p(x_a) = 0,1 C_B. \quad (3)$$

Procedînd asemănător ca la problema anterioară, punctul (a), distribuția după distanță a golurilor este dată de

$$p(x) = C_B e^{-q\Phi_T(1-x/W)^{2/3}/kT}, \quad (4)$$

unde

$$\Phi_T = \Phi_B + |V_R|, \quad (5)$$

sau

$$\Phi_T = \Phi_B - |V_F|, \quad (6)$$

după cum joncțiunea este polarizată invers sau direct.

Introducînd relația (4) în condiția (3) se obține

$$\frac{x_a}{W} = 1 - \sqrt{\frac{2,3}{q\Phi_T} \frac{kT}{W}}. \quad (7)$$

Pentru a se aprecia valabilitatea aproximației de golire, se va considera un caz tipic $C_B = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ($\Phi_B = 0,9 \text{ V}$, conform problemei 6.1) și se va calcula raportul x_a/W pentru patru valori ale tensiunii aplicate pe joncțiune:

$V_F = -0,8 \text{ V}$,	$\Phi_T = 0,1 \text{ V}$,	$x_a/W = 1 - 0,772 = 0,228$;
$V_F = -0,4 \text{ V}$,	$\Phi_T = 0,5 \text{ V}$,	$x_a/W = 1 - 0,346 = 0,654$;
$V_R = 1 \text{ V}$,	$\Phi_T = 1,9 \text{ V}$,	$x_a/W = 1 - 0,177 = 0,823$;
$V_R = 100 \text{ V}$,	$\Phi_T = 100,9 \text{ V}$,	$x_a/W = 1 - 0,024 = 0,976$.

Se observă că aproximația de golire este satisfăcătoare pentru cazul polarizării inverse, la polarizări directe erorile fiind mari.

Procedînd asemănător pentru electroni se obține distanța x_d

$$\frac{x_d}{W} = 1 - \sqrt{1 - 2,3 \frac{kT}{q\Phi_T}}. \quad (8)$$

care, pentru aceleași tensiuni, dă valorile:

$V_F = -0,8 \text{ V}$;	$x_d/W = 0,364$;
$V_F = -0,4 \text{ V}$,	$x_d/W = 0,061$;
$V_R = 1 \text{ V}$;	$x_d/W = 0,016$;
$V_R = 100 \text{ V}$,	$x_d/W = 2,95 \cdot 10^{-4}$;

Se poate trage concluzia că pentru electroni aproximația de golire este mult mai justificată decît pentru goluri.

6.3. Folosînd aproximația de golire, densitatea de sarcină ρ , în interiorul regiunii de sarcină spațială, are expresia (vezi fig. 6.10b)

$$\rho = -axq, \quad (1)$$

unde a este gradientul concentrației de impurități. Ecuația lui Poisson are în acest caz forma

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{ax}{K_s\epsilon_0} \quad (2)$$

Integrând de două ori această ecuație, se obține

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{ax^2}{2K_s\epsilon_0} + C_1 \quad (3)$$

$$\Phi = \frac{ax^3}{6K_s\epsilon_0} + C_1x + C_2 \quad (4)$$

unde C_1 și C_2 sînt constante de integrare. Acestea se determină din condițiile la limită: (I) este normal ca regiunea golită să se extindă simetric față de joncțiunea metalurgică, (II) la capetele ei cîmpul electric trebuie să fie nul:

$$\mathcal{E}\left(x = \frac{W}{2}\right) = \mathcal{E}\left(x = -\frac{W}{2}\right) = -\frac{d\Phi}{dx} \Big|_{x=\pm\frac{W}{2}} = 0 \quad (5)$$

A doua condiție este legată de anularea potențialului la $x = W/2$

$$\Phi\left(x = \frac{W}{2}\right) = 0 \quad (6)$$

Din (5) și (6) rezultă valorile celor două constante

$$C_1 = -\frac{qaW^2}{8K_s\epsilon_0} \quad (7)$$

$$C_2 = \frac{qaW^3}{24K_s\epsilon_0} \quad (8)$$

care înlocuite în relațiile (3) și (4) conduc la următoarele rezultate

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dx} = -\frac{qa}{2K_s\epsilon_0} \left(x^2 - \frac{W^2}{4} \right) \quad (9)$$

$$\Phi = \frac{qa}{6K_s\epsilon_0} \left(x^3 - \frac{6}{8}W^2x + \frac{W^3}{4} \right) \quad (10)$$

Punând condiția ca la stînga regiunii golite să se regăsească potențialul total aplicat joncțiunii

$$\Phi \left(x = -\frac{W}{2} \right) = \Phi_T, \quad (11)$$

rezultă lărgimea regiunii de sarcină spațială

$$W = \left(\frac{12 K_s \epsilon_0 \Phi_T}{qa} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Cîmpul electric are valoarea maximă în planul $x = 0$

$$\mathcal{E}_{\max} = \mathcal{E}(x = 0) = \frac{qaW^2}{8K_s\epsilon_0} = 1,5 \frac{\Phi_T}{W}. \quad (13)$$

Pentru determinarea diferenței interne de potențial, Φ_B , se transcrie relația (12) în condițiile echilibrului termic ($\Phi_T = \Phi_B$, $W = W_0$)

$$W_0 = \left(\frac{12 K_s \epsilon_0 \Phi_B}{qa} \right)^{1/3}. \quad (14)$$

Relația (14) are două necunoscute W_0 și Φ_B . O altă legătură dintre ele rezultă din exprimarea concentrației de purtători la unul din capetele regiunii golite, de exemplu,

$$p(W_0/2) = aW_0/2, \quad (15)$$

din care reiese

$$\Phi_B = \frac{2kT}{q} \ln \frac{aW_0}{2n_i}. \quad (16)$$

Mărimile Φ_B și W_0 se calculează din sistemul ecuațiilor (14) și (16). Se observă că relațiile (12), (13) și (16) sînt identice cu cele prezentate în lucrare, respectiv 6.31, 6.32 și 6.33. În figura P.6.1 se reprezintă grafic variația cîmpului electric și a potențialului conform cu relațiile (9) și (10).

6.4. În figura P.6.2a se prezintă diagrama energetică a unui contact metal-semiconductor pentru cazul $\Phi > (E_c - E_F)$, la echilibru termic ($E_F = \text{constant}$).

Regiunea de sarcină spațială se extinde numai în semiconductor, metalul avînd o rezistivitate extrem de scăzută. Adoptînd și aici aproximația de golire, densitatea de sarcină în regiunea golită ($0 < x < W_0$) este

$$\rho = qN_D. \quad (1)$$

Distribuția de potențial se obține din integrarea ecuației lui Poisson

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{K_s\epsilon_0}, \quad (2)$$

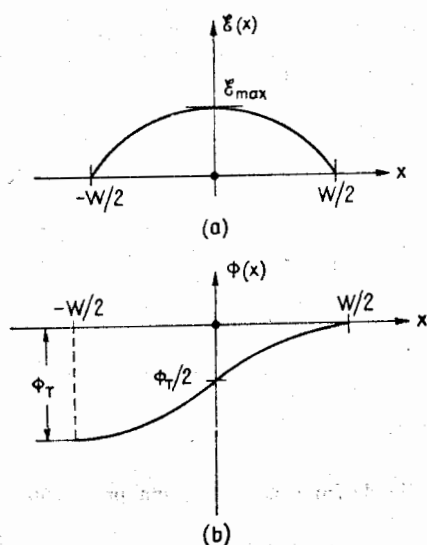


Fig. P.6.1.

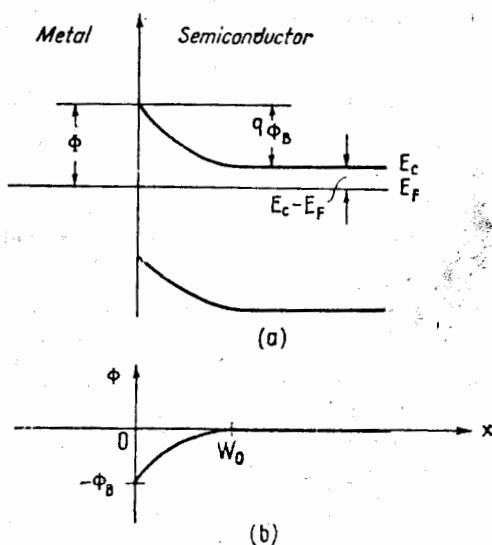


Fig. P.6.2.

ținând seamă de condițiile la limită

$$\mathcal{E}(W_0) = -\left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=W_0} = 0 \quad (3)$$

și

$$\Phi(W_0) = 0. \quad (4)$$

După efectuarea calculelor se obține dependența potențialului de distanță (vezi și figura P.6.2b)

$$\Phi(x) = -\frac{qN_D}{2K_s\epsilon_0} (x - W_0)^2. \quad (5)$$

Pentru determinarea lățimii W_0 a regiunii golite, se ține cont de relația

$$\Phi(x=0) = -\Phi_B. \quad (6)$$

unde Φ_B este diferența internă de potențial și este dată de

$$\Phi_B = \frac{\Phi - (E_c - E_F)}{q} \quad (7)$$

Din relațiile (5) și (6) rezultă

$$W_o = \sqrt{\frac{2K_s\epsilon_0}{qN_A} \Phi_B} \quad (8)$$

relație întru totul similară cu relația 6.22 dedusă pentru cazul joncțiunii abrupte asimetrice.

Pentru cazul în care $\Phi < (E_c - E_F)$ regiunea de sarcină spațială dispăre; la suprafață, semiconductorul se îmbogățește cu electroni (regiune de acumulare de grosime foarte mică), după cum se vede în figura P.6.3.

Ambele cazuri prezintă interes pentru practică: în primul caz se obține o structură redresoare lucrând cu purtători majoritari (electroni)-dioda Schottky, iar în al doilea caz se obține un contact ohmic.

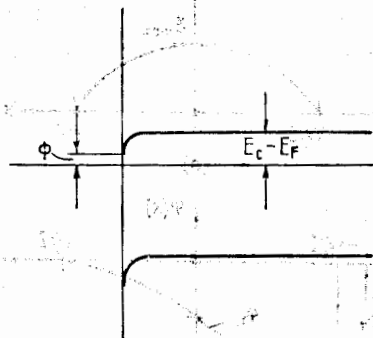


Fig. P.6.3.

6.5. Pentru calculul mărimilor cerute este necesar să se cunoască adâncimea joncțiunii x_j , și gradientul concentrației de impurități în acest punct, a . Distribuția de impurități în urma procesului de difuzie este de tip gaussian; concentrația totală de impurități este dată de

$$C(x) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} - C_B, \quad (1)$$

unde

$$Q = 10^{15} \text{ cm}^{-2},$$

$$\sqrt{D} = 0,65 \text{ } \mu\text{m}/\text{h}^{1/2} \text{ (din figura 3.2),}$$

$$t = 1 \text{ h,}$$

$$C_B = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ (corespunzător rezistivității de } 0,175 \text{ } \Omega\text{cm, conform figurii 4.14.).}$$

Joncțiunea se formează la o adâncime x_j pentru care

$$C(x_j) = 0, \quad (2)$$

Ținând seama de (1) rezultă

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \left(\ln \frac{Q}{C_B \sqrt{\pi Dt}} \right)^{1/2} = 2 \cdot 0,65 \cdot 1 \left(\ln \frac{10^{15}}{6 \cdot 10^{18} \cdot \sqrt{3,14 \cdot 0,65 \cdot 10^{-4} \cdot 1}} \right)^{1/2} = 2,90 \text{ } \mu\text{m.}$$

Gradientul concentrației de impurități în dreptul joncțiunii este

$$a = \left. \frac{dC}{dx} \right|_{x=x_J} = \frac{C_B x_J}{2Dl} = \frac{6 \cdot 10^{16} \cdot 2,81 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot (0,65 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 1} = 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-4} \quad (3)$$

(a) Cunoscând expresia capacității pe unitatea de arie (relația 6.35), capacitatea structurii C_J este dată de

$$C_J = A_J \frac{K_s \epsilon_0}{W} \quad (4)$$

Pentru lățimea regiunii de trecere se vor folosi diagramele din cuprinsul lucrării, după cum urmează:

— joncțiune abruptă asimetrică (figura 6.9):

$$\bullet V_R = 0 \text{ V}; \quad W = 0,14 \text{ } \mu\text{m}; \quad C_J = 10^{-3} \frac{11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}}{0,14 \cdot 10^{-4}} = 74,04 \text{ pF};$$

$$\bullet V_R = 10 \text{ V}; \quad W = 0,48 \text{ } \mu\text{m}; \quad C_J = 10^{-3} \frac{11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}}{0,48 \cdot 10^{-4}} = 21,59 \text{ pF}$$

— joncțiune gradată liniar; aici figura 6.12 nu dă rezultate bune pentru că se referă la distribuții de tip erfc și de aceea se folosește relația 6.31

$$W = \left[\frac{12 K_s \epsilon_0 \Phi_T}{qa} \right]^{1/3} \quad (5)$$

unde

$$\Phi_T = \Phi_B + V_R; \quad \Phi_B = 0,7 \text{ V (vezi fig. 6.11)}. \quad (6)$$

Aplicând formula (5) rezultă:

$$\bullet V_R = 0, \quad \Phi_T = 0,7 \text{ V};$$

$$W = \left[\frac{12 \cdot 11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 0,7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{21}} \right]^{1/3} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm};$$

$$C_J = 10^{-3} \frac{11,7 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}}{3 \cdot 10^{-5}} = 34,55 \text{ pF};$$

$$\bullet V_R = 10 \text{ V}; \quad \Phi_T = 10,7 \text{ V};$$

$$W = 7,46 \cdot 10^{-5} \text{ cm}; \quad C_J = 13,90 \text{ pF}.$$

La tensiunea $V_R = 0$ V, aproximația liniară este cea mai bună, la tensiunea $V_R = 10$ V caracterul asimetric al joncțiunii este pronunțat (W este mare) și cea mai bună aproximație o constituie joncțiunea abruptă asimetrică.

(b) Conform relației 6.34 se poate considera că aproximația joncțiunii gradate liniar devine nesatisfăcătoare pentru tensiuni la care

$$W > \frac{C_B}{a/2} = \frac{6 \cdot 10^{16}}{2 \cdot 10^{21}/2} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm} = 0,6 \text{ } \mu\text{m}. \quad (7)$$

Această grosime corespunde unei tensiuni (conform figurii 6.9)

$$V_R = 12 \text{ V},$$

ceea ce justifică afirmațiile de mai sus privind domeniile de valabilitate a uneia sau alteia din ipoteze.

6.6. Se va exemplifica modul de construcție a distribuției de goluri, pentru electroni procedura fiind similară.

Ecuatia de transport a golurilor în regim staționar (vezi 5.9) este

$$\frac{dF_p}{dx} = -U, \quad (1)$$

unde $U = -n_i/2\tau$ este viteza de generare a perechilor electron-gol în regiunea de trecere, iar F_p fluxul de goluri.

Fluxul de goluri, în această regiune, are expresia

$$F_p = -D_p \frac{dp}{dx} + v_{lim} p \quad (2)$$

Această relație se deduce din 5.10 ținând seama de existența unui cîmp electric puternic în care viteza electronilor se limitează ($v_{lim} = \mu_p \mathcal{E}$).

Integrînd ecuația (1) se obține distribuția de flux

$$F_p = \frac{n_i}{2\tau} x + F_p(0). \quad (3)$$

Mărimea fluxului de goluri, la $x = 0$, este dată de valoarea constantă a fluxului de minoritari (goluri în regiunea n^+) care sînt absorbiți în interiorul regiunii de sarcină spațială sau, în termeni cunoscuți, de curentul de difuzie de goluri (vezi 6.52):

$$F_p(0) = \frac{1}{9} J_{p,dif} = D_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} = \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \quad (4)$$

Cu aceasta expresia (3) devine

$$F_p = \frac{n_i}{2\tau} x + \frac{J_{p,dif}}{q} \quad (5)$$

Reprezentarea grafică a relației (5) este dată în figura P.6.4a

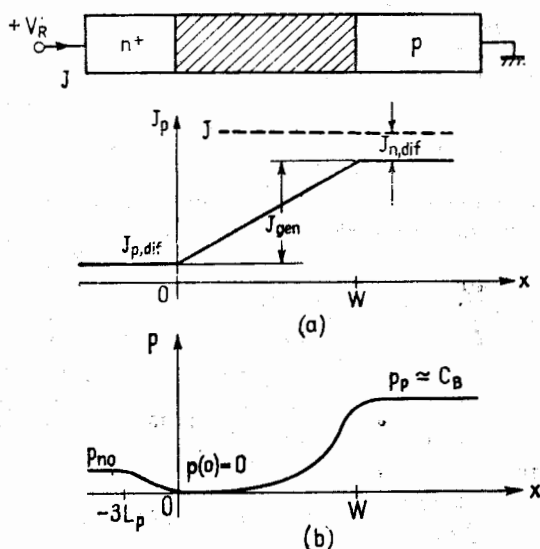


Fig. P.6.4.

Mărimea cu care crește curentul de goluri în interiorul regiunii golite este curentul de generare, J_g ,

$$J_g = q [F_p(W) - F_p(0)] = q \frac{n_i}{2\tau} W. \quad (6)$$

Se observă ușor că

$$J = J_{pd} + J_g + J_{nd}.$$

Se vor calcula cei trei curenți J_{pd} , J_{nd} și J_g pentru cele două diode; de la început trebuie observat, din figura 6.18, că

$$E_{Fn} = E_c, \quad (7)$$

ceea ce implică

$$n_n = N_D = N_c. \quad (8)$$

Lăţimea regiunii golite, în ipoteza unei joncţiuni abrupte asimetrice (vezi fig. 6.9) este

$$W = 0,7 \text{ } \mu\text{m}.$$

Pentru joncţiunea din germaniu rezultă:

$$J_{p,\text{dif}} = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \sqrt{\frac{1,4}{10^{-6}}} \cdot \frac{(2,4 \cdot 10^{13})^2}{1,04 \cdot 10^{19}} = 10,49 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2;$$

$$J_{n,\text{dif}} = q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{C_B} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \sqrt{\frac{26}{10^{-6}}} \cdot \frac{(2,4 \cdot 10^{13})^2}{10^{16}} = 47 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2;$$

$$J_{\text{gen}} = q \frac{n_i}{2\tau} W = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \frac{2,4 \cdot 10^{13}}{2 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,7 \cdot 10^{-4} = 134 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2.$$

Acceaşi curenţi, pentru joncţiunea din siliciu, sînt:

$$J_{p,\text{dif}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \sqrt{\frac{1,45}{10^{-6}}} \cdot \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{2,8 \cdot 10^{10}} = 1,422 \cdot 10^{-15} \text{ A/cm}^2;$$

$$J_{n,\text{dif}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \sqrt{\frac{26}{10^{-6}}} \cdot \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{10^{16}} = 17,15 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2;$$

$$J_{\text{gen}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{1,45 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,7 \cdot 10^{-4} = 81,20 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2.$$

Din aceste rezultate apare clar că la siliciu ponderea curentului de generare $J_{\text{gen}}/J_{\text{dif}} \approx J_{\text{gen}}/J_{n,\text{dif}}$, este mai mare decît la germaniu.

Pentru determinarea distribuţiei de goluri se apelează la relaţiile (2) şi (3) care dau ecuaţia diferenţială

$$-D_p \frac{dp}{dx} + v_{\text{lim}} p = \frac{n_i}{2\tau} x + \frac{J_{p,\text{dif}}}{q}, \quad (9)$$

Adusă sub forma

$$\frac{dp}{dx} = p\varphi(x) + \psi(x), \quad (10)$$

unde

$$\varphi(x) \equiv \frac{v_{\text{lim}}}{D_p} \quad (11)$$

și

$$\psi(x) \equiv -\frac{n_i}{2\tau D_p} x - \frac{J_{p,dif}}{\rho D_p}, \quad (12)$$

ecuația (9) are soluția

$$p(x) = e^{\int_a^x \varphi(x) dx} \cdot \frac{1}{\int_a^x e^{-\int_a^z \varphi(z) dz} \psi(x) dx} \left[C + \int_a^x e^{-\int_a^z \varphi(z) dz} \psi(x) dx \right], \quad (13)$$

Condițiile la limită sînt

$$p(0) = 0 \text{ (asemănător cu relația 6.47)} \quad (14)$$

și

$$p(W) = C_B. \quad (15)$$

Din prima condiție rezultă $a = 0$, iar din a doua se calculează constanta C .
Introducînd (11) și (12) în (13) și integrînd se obține:

$$p(x) = e^{\frac{v_{lim}}{D_p} x} \left[C + \frac{n_i}{2\tau v_{lim}} x e^{\frac{v_{lim}}{D_p} x} + \left(\frac{n_i D_p}{2\tau v_{lim}^2} + \frac{J_{p,dif}}{qv_{lim}} \right) \left(e^{\frac{v_{lim}}{D_p} x} - 1 \right) \right]. \quad (16)$$

Expresia (16) este relativ complicată pentru calcule manuale; o reprezentare numerică, cu ajutorul unui calculator este mult mai ușoară. În figura P.6.4b s-a prezentat o distribuție calitativă.

O expresie simplificată a distribuției de goluri se poate obține în situația în care se poate neglija fluxul de difuzie față de cel de cîmp; acest lucru este posibil în toată regiunea de golire, cu excepția capetelor unde cîmpul este mic. În acest caz, din relația (9) se obține

$$p = \frac{J_{p,dif}}{qv_{lim}} + \frac{n_i}{2\tau} x, \quad (17)$$

adică o distribuție liniară.

6.7. Curentul invers al unei joncțiuni este dat de (vezi tabelul 6.1)

$$I_R = I_{gen} + I_{dif} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W A_J + q D \frac{n_i^2}{C_N L} A_J. \quad (1)$$

Deoarece numai curentul de generare depinde de tensiunea aplicată, V_R , prin intermediul lățimii regiunii golite, W , se obține

$$\frac{dI_R}{dV_R} = \frac{dI_{gen}}{dV_R} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} A_J \frac{dW}{dV_R} A_J. \quad (2)$$

Cunoscând expresia lăţimii regiunii golite

$$W = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 (\Phi_B + V_R)}{qC_B}}, \quad (3)$$

relaţia (2) devine

$$\frac{dI_R}{dV_R} = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau} A_J \frac{K_s \epsilon_0}{WC_B}. \quad (4)$$

O altă formă a conductanţei dI_R/dV_R se poate da în funcţie de mărimea curentului de generare, prin prelucrarea relaţiei (4) în funcţie de (1) şi (2); se obţine relaţia simplă

$$\frac{dI_R}{dV_R} = \frac{I_{gen}}{2(\Phi_B + V_R)}. \quad (5)$$

Pentru siliciu (pentru a se face comparaţia cu datele din figura 6.19b) mărimea conductanţei, conform relaţiei (5), rezultă

$$I_{gen} = 200 \text{ pA};$$

s-a procedat la o extragere directă a acestui curent din figura 6.19b, întrucît în problemă nu se dă aria joncţiunii şi s-a ținut seamă de rezultatele din problema precedentă şi anume că $I_R = I_{gen}$.

$$\Phi_B = 0,9 \text{ V, (vezi problema 6.1),}$$

$$\left. \frac{dI_R}{dV_R} \right|_{V_R=10 \text{ V}} = \frac{180}{2(0,9 + 10)} = 8,26 \text{ pA/V.}$$

Din figura 6.19b rezultă conductanţa

$$\left. \frac{dI_R}{dV_R} \right|_{V_R=10 \text{ V}} = \frac{I_R|_{V_R=10 \text{ V}} - I_R|_{V_R=3,6 \text{ V}}}{10 - 3,6} \frac{180 - 100}{10 - 3,6} = 12,5 \text{ pA/V.}$$

Exceptînd eventualele nepotriviri dintre datele problemei şi situaţia experimentală, deosebirile de rezultate sînt şi consecinţa aplicării aproximaţiei de golire în calculele teoretice; în acest sens, a se vedea şi problema 6.2.

6.8. O rezolvare exactă, după o cale similară cu cea din problema 6.6, ar duce tot la soluţii analitice complicate. În cele ce urmează se vor folosi două ipoteze:

(1) aproximaţia de golire; variaţia nivelului intrinsec cu distanţa, conform relaţiei 6.27, este

$$E_i(x) = -q\Phi_T \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (1)$$

(2) cuasinivelele Fermi pentru electroni și goluri sînt constante în regiunea de sarcină spațială, între ele existînd distanța, vezi 6.65,

$$E_{Fn} - E_{Fp} = -qV_J. \quad (2)$$

Distribuțiile de electroni și de goluri sînt descrise de relațiile 6.60 și 6.61,

$$n = n_i e^{(E_{Fn} - E_i)/kT}, \quad (3)$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_{Fp})/kT}. \quad (4)$$

Înlocuind expresia nivelului energetic intrinsec (1) în relațiile (3) și (4) se obțin distribuțiile cerute

$$n = n_i e^{[E_{Fn} + q\Phi_T(1-z/W)^2]/kT}, \quad (5)$$

$$p = n_i e^{-[q\Phi_T(1-z/W)^2 + E_{Fp}]/kT}. \quad (6)$$

Relațiile (5) și (6) se pot pune sub altă formă dacă se ține seama că

$$\Phi_T = \Phi_B + V_F \quad (V_F < 0), \quad (7)$$

$$n_i e^{-E_{Fp}/kT} = n_i e^{+q\Phi_{Fp}/kT} = p_p, \quad (8)$$

$$n_i e^{E_{Fn}/kT} = n_i e^{[E_{Fn} - E_i(0)]/kT} e^{-q\Phi_T/kT} = n_n e^{-q\Phi_T/kT}. \quad (9)$$

Pentru înțelegerea relațiilor (7), (8) și (9) se reamintește că originea potențialelor este nivelul intrinsec din zona p, adică $E_i(W)$. Introducînd acestea în (5) și (6), distribuțiile respective devin

$$n = n_n e^{q\Phi_T[(1-z/W)^2 - 1]/kT}, \quad (10)$$

$$p = p_p e^{-q\Phi_T(1-z/W)^2/kT}.$$

Pentru comparația cu datele din figura 6.22 se vor calcula mărimile $p(0) = p_n$ și $n(W) = n_p$

$$p(0) = p_p e^{-q\Phi_T/kT}, \quad (11)$$

$$n(W) = n_n e^{q\Phi_T/kT}. \quad (12)$$

Din figura 6.22 reies unele date ale problemei: $n_n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $p_p = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Cu aceste date, potențialul aplicat joncțiunii, Φ_T , (vezi figura 6.6) este

$$\Phi_T = \Phi_B + V_F \approx \frac{E_G}{2} + \Phi_{Fp} + V_F = 0,555 + 0,23 - 0,35 = 0,435 \text{ V}.$$

Înlocuind în (11) și (12) se obține

$$p(0) = 10^{14} e^{-0,435/0,0259} = 5,08 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3},$$

$$n(W) = 10^{19} e^{-0,85/0,0259} = 5,08 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}.$$

Aceleași rezultate se obțin și cu relațiile echivalente 6.66 și 6.67.

Aceste rezultate sînt în bună concordanță cu datele figurii, $p_n = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_p = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Faptul că prin aplicarea aproximației de golire erorile la calculul concentrației de goluri sînt mai mari decît cele pentru electroni este în deplină concordanță cu rezultatele problemei 6.2.

6.9. Expresia curentului unei joncțiuni polarizate direct (vezi tabelul 6.1) este

$$I_F = I_{\text{rec}} + I_{\text{dif}} = -\frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W e^{q|V_F|/2kT} A_J - qD \frac{n_i^2}{C_B L} e^{q|V_F|/kT} A_J. \quad (1)$$

Dependența de tensiunea directă V_F are loc atît prin intermediul exponențialelor cit și prin lățimea benzii interzise. Cunoșcînd relațiile (joncțiune n^+p , abruptă asimetrică)

$$W = W_0 \sqrt{\frac{\Phi_B - |V_F|}{\Phi_B}} \quad (2)$$

și

$$e^{q\Phi_B/kT} = \frac{N_D C_B}{n_i^2}, \quad (\text{vezi 6.15, 6.16 și 6.17}), \quad (3)$$

se obține forma dorită a curentului direct

$$I_F = -\frac{1}{2} q \frac{\sqrt{N_D C_B}}{\tau} W_0 \sqrt{\frac{\Phi_B - |V_F|}{\Phi_B}} e^{q(V_F - \Phi_B)/2kT} A_J - qD_n \frac{N_D}{L_n} e^{q(V_F - \Phi_B)/kT} A_J. \quad (4)$$

6.10. Se va aprecia valabilitatea ipotezei cuasiechilibrului prin calculul variației cuasinelor Fermi în interiorul regiunii de sarcină spațială; se va exemplifica pentru goluri, la electroni procedura fiind similară. Folosind relația 6.63, densitatea de curent de goluri este dată de

$$J_p = qF_p = p\mu_p \frac{dE_{Fp}}{dx}. \quad (1)$$

Înlocuind în relația (1) expresia concentrației de goluri,

$$p = n_i e^{(E_i - E_{Fp})/kT}, \quad (2)$$

se obține

$$d(e^{-E_{Fp}/kT}) = -\frac{1}{kTn_i\mu_p} J_p e^{-\frac{E_i}{kT}} dx. \quad (3)$$

Mărimea dorită, $E_{Fp}(0) - E_{Fp}(W)$, se obține prin integrarea ecuației (3) între limitele $x = 0$ și $x = W$. Pentru calcule trebuie cunoscută variația cu distanța a nivelului intrinsec, (relația 6.27),

$$E_i(x) = -q\Phi_p(1 - x/W)^2 \quad (4)$$

și a curentului de goluri; pentru acesta din urmă, similar ca la problema 6.6, se găsește expresia (pentru polarizare directă)

$$J_p(x) = -|J_{p,dif}| - x/W |J_{rec}|. \quad (5)$$

Această distribuție liniară, dedusă în ipoteza unei viteze de recombinare constantă (vezi 6.73) este corectă doar la nivele mici de injecție și în orice caz e mai puțin justificată decît la polarizarea inversă.

Înlocuind relațiile (4) și (5) în ecuația (3) și integrînd se obține

$$e^{-\frac{E_{Fp}(W)}{kT}} - e^{-\frac{E_{Fp}(0)}{kT}} = \frac{1}{kTn_i\mu_p} \int_0^W \left(|J_{p,dif}| + \frac{W}{x} |J_{rec}| \right) e^{\frac{q\Phi_T}{kT}(1-x/W)^2} dx. \quad (6)$$

Integrala din membrul drept al ecuației (6) este dificil de rezolvat analitic. În cele ce urmează se va utiliza o metodă asemănătoare cu cea descrisă în lucrarea: C. T. Sah, R. N. Noyce și W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics", *Proc. IRE*, 45, 1228, (1957). Pentru aceasta se simplifică expresia de variație a nivelului intrinsec, considerînd-o liniară

$$E_i(x) = -q\Phi_T(1 - x/W). \quad (7)$$

În plus se va considera cazul unor joncțiuni pentru care curentul de difuzie este neglijabil ($|J_{p,dif}| \ll |J_{rec}|$). Rezolvînd integrala se obține

$$e^{-\frac{E_{Fp}(W)}{kT}} - e^{-\frac{E_{Fp}(0)}{kT}} = \frac{|J_{rec}|}{kTn_i\mu_p} W \frac{e^\theta - 1 - \theta}{\theta^2}, \quad (8)$$

unde $\theta = q\Phi_T/kT$. Pentru $\theta \ll 1$ se observă că

$$\frac{e^\theta - 1 - \theta}{\theta^2} \simeq \frac{\theta^2/2}{\theta^2} = \frac{1}{2}, \quad (9)$$

dar această aproximație corespunde cazului

$$\Phi_T = \Phi_B - V_F \ll kT/q, \quad (10)$$

adică la nivele mari de injecție, ceea ce nu corespunde situației presupuse inițial. În cele ce urmează se va face un calcul pentru o joncțiune din siliciu tipică, având următoarele date: $C_B = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $\tau = 1 \mu\text{s}$; $V_F = -0,35 \text{ V}$; $\Phi_T = 0,553 \text{ V}$; $\mu_p = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; $W = W_0 \sqrt{\Phi_T/\Phi_B} = 0,342 \sqrt{0,553/0,903} = 0,268 \mu\text{m}$; $E_{Fp}(W) = -0,348198 \text{ eV}$. Se calculează:

$$|J_{\text{rec}}| = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W e^{q|V_F|/2kT} = \frac{1}{2} 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{1,45 \cdot 10^{10}}{10^{-6}} 2,68 \cdot 10^{-5} \cdot e^{\frac{0,35}{2 \cdot 0,0259}} = 2,67 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$$

Introducând aceste date în (8) se obține

$$E_{Fp}(0) = -0,343517 \text{ eV.}$$

Se observă că diferența $E_{Fp}(0) - E_{Fp}(W)$, $0,004682 \text{ eV}$ este foarte mică, ceea ce justifică aproximația cuasiechilibrului la nivel mic de injecție. Prin creșterea polarizării, are loc o creștere exponențială a curentului, atât a celui de recombinare, cât și a celui de difuzie, aici neglijat, care face ca ipoteza cuasiechilibrului să nu mai fie corectă la nivele mari de injecție. Relația (8) neținând seama de acest lucru arată chiar o scădere a diferenței $E_{Fp}(0) - E_{Fp}(W)$ odată cu creșterea nivelului de injecție, lucru valabil doar în domeniul nivelelor mici.

6.11. Raportul dintre curentul de difuzie și curentul de recombinare în funcție de tensiunea directă este dat de relația 6.81

$$\frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{rec}}} = 2 \frac{n_i}{N_A} \frac{L_n}{W} e^{q|V_F|/2kT} \quad (1)$$

(s-a considerat o joncțiune abruptă asimetrică, $n+p$ pentru care $I_{\text{dif}} = I_{\text{dif},n} \gg I_{\text{dif},p}$).

În calculele ce urmează se va neglija influența tensiunii directe prin intermediul lui W și se va ține seama doar de termenul exponențial. Plecând de la expresia curentului direct, în modul,

$$I_F = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W e^{q|V_F|/2kT} A_J + q D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} e^{q|V_F|/kT} A_J, \quad (2)$$

se obține

$$e^{q|V_F|/2kT} = -\frac{I_{o,\text{rec}}}{2 I_{o,\text{dif}}} + \sqrt{\left(\frac{I_{o,\text{rec}}}{2 I_{o,\text{dif}}}\right)^2 + \frac{I_F}{I_{o,\text{dif}}}}, \quad (3)$$

unde s-a notat

$$I_{o,\text{rec}} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W A_J, \quad (4)$$

$$I_{o,\text{dif}} = q D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} A_J. \quad (5)$$

Înlocuind aceste rezultate în relația (1) se obține raportul dorit

$$\frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{reo}}} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4I_F I_{p,\text{dif}}}{I_{o,\text{reo}}^2}} - 1 \right), \quad (6)$$

sau în altă formă ținând seamă de expresia lui W și de (4) și (5)

$$\frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{reo}}} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{8L_n \tau}{K_s \epsilon_0 \Phi_T} \frac{I_F}{A_J}} - 1 \right). \quad (7)$$

Acest rezultat este extrem de interesant: nu mai apare concentrația n_i care departaja puternic rezultatele în funcție de material; mărimile de material care intervin în (7), μ_n , K_s , parțial Φ_T (prin concentrația n_i , aflată însă sub logaritm) nu diferă mult de la un semiconductor la altul. Concluzia care reiese este că, în funcție de curentul direct, nu apar deosebiri mari între valorile raportului $I_{\text{dif}}/I_{\text{reo}}$ pentru un material sau altul și că acest raport variază, în anumite limite, proporțional cu rădăcina pătrată a curentului direct. Figura 6.24 dovedește clar acest lucru; de exemplu pentru joncțiunile din germaniu sau siliciu, curentul de difuzie devine important începând de la aceeași valoare a curentului direct, aproximativ 50 μA .

6.12. Plecând de la expresia curentului direct (făcând abstracție de semn și ținând seamă de notațiile de la problema precedentă)

$$I_F = I_{\text{reo}} + I_{\text{dif}} = I_{o,\text{reo}} e^{q|V_F|/2kT} + I_{o,\text{dif}} e^{q|V_F|/kT} \quad (1)$$

și efectuînd derivata, se obține

$$\frac{dI_F}{dV_F} = \frac{q}{kT} \left(\frac{I_{\text{reo}}}{2} + I_{\text{dif}} \right). \quad (2)$$

Se poate utiliza și expresia generală a curentului direct (vezi 6.82)

$$I_F = I_o e^{q|V_F|/mkT}, \quad m = 1 \dots 2, \quad (3)$$

în care caz conductanța este

$$\frac{dI_F}{dV_F} = \frac{qI_F}{mkT}. \quad (4)$$

Comparînd expresiile (2) sau (4) cu mărimea similară în cazul polarizării inverse $dI_R/dV_R = 0,5 I_{\text{gen}}/(\Phi_B + V_R)$, (vezi relația (5) de la problema 6.7), rezultă evident valoarea mult mai mare a conductanței la polarizări directe.

Se vor face calculele pentru dioda din siliciu din problema 6.6, la $V_F = 0,4$ V.

$$I_{\text{rec}} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} W A_J e^{q|V_F|/2kT} = \frac{1}{2} 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{1,45 \cdot 10^{10}}{10^{-6}} 2,56 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-3} \cdot e^{\frac{0,4}{2 \cdot 0,0259}} = 67,03 \text{ nA};$$

$$I_{\text{dif}} = q \sqrt{\frac{D_n}{\tau} \frac{n_i^2}{N_A}} A_J e^{q|V_F|/kT} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \frac{26}{10^{-6}} \cdot \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{10^{16}} \cdot 10^{-3} \cdot e^{\frac{0,4}{0,0259}} = 87,41 \text{ nA}$$

$$I_F = I_{\text{rec}} + I_{\text{dif}} = 154,44 \text{ nA}$$

Înlocuind în formula (2) se obține

$$\frac{dI_F}{dV_F} = 4 \, 668 \text{ nA/V.}$$

Din figura 6.24, pentru același caz, rezultă:

$$I_F = 190 \text{ nA,}$$

$$\frac{dI_F}{dV_F} = 4 \, 500 \text{ nA/V;}$$

se observă că rezultatele sînt în foarte bună concordanță.

6.13. Ținînd seamă de relațiile (3), (4) și (5) de la problema 6.11, se obține (V și I fiind luate în modul)

$$V_F = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{W N_A}{2 L_n n_i} \left(\sqrt{1 + \frac{8 L_n}{K_s \epsilon_0 \Phi_T} \frac{I_F}{A_J}} - 1 \right) \right]. \quad (1)$$

În relația (1) se va neglija slaba variație cu temperatura mărimilor W , L_n , τ și se va lua în considerație în special n_i care variază cu temperatura după legea

$$n_i = a T^{3/2} e^{-\frac{E_G}{2kT}}; \quad a = \text{constantă.} \quad (2)$$

Conform acestei ipoteze relația (1) devine

$$V_F = \frac{E_G}{2q} - \frac{3}{2} \frac{kT}{q} \ln T + \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{W N_A}{2 L_n a} \left(\sqrt{1 + \frac{8 L_n}{K_s \epsilon_0 \Phi_T} \frac{I_F}{A_J}} - 1 \right) \right]. \quad (3)$$

Relația (3) indică o scădere a tensiunii directe pe jonțiune la creșterea temperaturii. Pentru utilizarea ca termometru este mai utilă determinarea mărimii $\partial V_F / \partial T$; relația (3) este mai puțin operantă pentru calculul derivatei datorită greutăților în evaluarea termenului $\partial I_F / \partial T$, de aceea se alege o cale mai simplă. Se tratează expresia curentului direct (vezi tabelul 6.1) ca o funcție de temperatură de forma

$$I_F = I_F [T, n_i(T), V_F(T)] \quad (4)$$

și se diferențiază, observând că

$$dI_F = 0, \quad (5)$$

conform cerinței problemei de a se menține constant curentul prin joncțiune. Efectuând calculele se obține :

$$\frac{\partial V_F}{\partial T} = -\frac{k}{q} \left(3 + \frac{E_G - qV_F}{kT} \right). \quad (6)$$

Din analiza relației (6) rezultă următoarele concluzii privind utilizarea joncțiunii ca termometru :

- sensibilitatea ($\partial V_F / \partial T$) este direct proporțională cu lărgimea benzii interzise ;
- sensibilitatea depinde de temperatură ;
- la curenți mari, deci și V_F mare, sensibilitatea scade ; de altfel, în aceste condiții, relația (6) își pierde din valabilitate fiind posibil să conteze și alte efecte cum ar fi acela al rezistenței regiunilor neutre.

6.14. Observind relațiile 6.87 și 6.89 se deduce dependența tensiunii de străpungere de cîmpul critic

$$BV \sim E_{\text{crit}}^2, \quad (1)$$

la joncțiunile abrupte asimetrice și

$$BV \sim E_{\text{crit}}^{1.5}, \quad (2)$$

la joncțiunile gradate liniar. Pentru comparație se va considera că joncțiunile planare au aceeași adîncime x_j și variază doar concentrația de volum C_B între aceleași limite. Întrucît pentru aceste limite, cîmpul critic este independent de tipul joncțiunii (vezi figura 6.27), relațiile (1) și (2) arată clar că diferența dintre tensiunile de străpungere ale joncțiunilor difuzate plane sau planare descrise de aproximația liniar gradată este mai mică decît diferența pentru cazul în care joncțiunile satisfac aproximația abrupt asimetrică.

6.15. La creșterea temperaturii, drumul mediu dintre două ciocniri consecutive ale unui electron sau gol crește, deci scade probabilitatea de ciocnire a acestora cu rețeaua în interiorul regiunii de sarcină spațială. Pentru a se declanșa străpungerea prin avalanșă trebuie crescută tensiunea inversă aplicată joncțiunii, efectul fiind mărirea regiunii de sarcină spațială și creșterea cîmpului electric. Deci semnul variației cu temperatura a tensiunii de străpungere la multiplicarea în avalanșă este pozitiv.

6.16. Circuitul cu care se face comutarea este prezentat în figura P.6.5, iar variația în timp a concentrației de goli, a curentului și tensiunii pe joncțiune în figura P.6.6a, b și c.

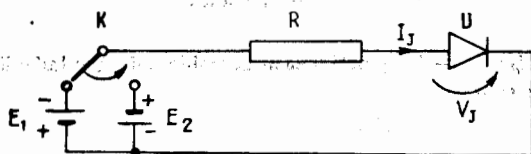


Fig. P.6.5.

Urmărind procesul în timp se observă existența a două etape distincte:

(a) $0 < t < t_1$; tensiunea pe jonțiune variază de la $-E_1$ la 0 datorită procesului de descărcare a capacității de barieră C_J , dioda fiind blocată. Întrucît, pe această durată, curentul direct nu a apărut, t_1 se va numi timp de întârziere, notat t_r , dat de expresia (neglijînd rezistența diodei care este blocată)

$$t_r = \bar{C}_J R \ln \left(1 + \frac{E_1}{E_2} \right), \quad (1)$$

unde s-a considerat o valoare medie a capacității jonțiunii, $\bar{C}_J$, datorită dependenței acesteia de tensiune.

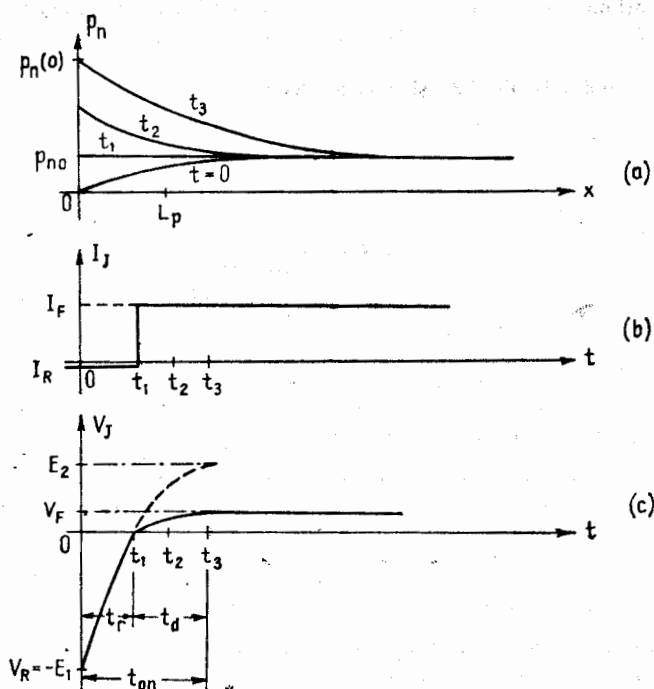


Fig. P.6.6.

(b) $t_1 < t < t_3$, $t_d = t_3 - t_1$; jonțiunea se deschide și dacă e îndeplinită condiția $E_2 \gg V_F$ curentul direct este constant

$$I_F = \frac{E_1 - V_F}{R} \approx \frac{E_1}{R} = \text{const.} \quad (2)$$

Pe durata t_d , acest curent introduce sarcina de goluri:

$$Q_{pn} = q [p_n(0) - p_{no}] X A_J, \quad (3)$$

unde $X = L_p$ la joncțiuni groase și $X = W_B/2$ la joncțiuni subțiri. În acest fel pentru timpul t_d se obține expresia

$$t_d = \frac{Q_{pn}}{I_F} = \frac{q [p_n(0) - p_{no}] X A_J}{I_F}. \quad (4)$$

La joncțiuni groase, și considerind curentul I_F determinat doar de fenomene de difuzie se obține $t_d = \tau_p$. Pentru acest caz timpul total de comutare directă este:

$$t_{on} = t_r + t_d \simeq \bar{C}_J R \ln \left(1 + \frac{E_1}{E_2} \right) + \tau_p. \quad (5)$$

O valoare exactă a acestui timp se obține prin integrarea ecuațiilor de transport și ținând seamă de toate fenomenele care contribuie la mecanismul curentului.

7. TRANZISTOARE CU JONȚIUNI

7.1. Relația de legătură dintre curentul de colector și curentul de bază

$$I_C = h_{FE} I_B \quad (1)$$

se derivează în raport cu I_B

$$\frac{dI_C}{dI_B} = h_{fe} = h_{FE} + I_B \frac{dh_{FE}}{dI_B}. \quad (2)$$

Observând că

$$\frac{dh_{FE}}{dI_B} = \frac{dh_{FE}}{dI_C} \frac{dI_C}{dI_B} = h_{fe} \frac{dh_{FE}}{dI_C}, \quad (3)$$

relația (2), ținând seamă de (1), devine

$$h_{fe} = \frac{h_{FE}}{1 - \frac{I_C}{h_{FE}} \frac{dh_{FE}}{dI_C}}.$$

7.2. (a) Ecuația de transport pentru goluri (vezi 7.7) este

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{no}}{L_p^2} = 0, \quad (1)$$

unde $L_p^2 = \sqrt{D_p \tau_p}$, iar condițiile la limită pe care trebuie să le verifice (7.8 și 7.9) sînt

$$p_n(0) = p_{n0} e^{qV_{EB}/kT} \quad (2)$$

și

$$p_n(W_B) = 0. \quad (3)$$

Verificările cerute reprezintă chestiuni analitice simple.

(b) Conform relației 7.19 expresia lui α_T este

$$\alpha_T = \left(\frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=W_B} \right) / \left(\frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=0} \right). \quad (4)$$

Derivînd relația 7.10 se obține

$$\frac{dp_n}{dx} = -\frac{p_{n0}}{L_p} \frac{\cosh \frac{x}{L_p}}{\sinh \frac{W_B}{L_p}} - \frac{p_n(0) - p_{n0}}{L_p} \frac{\cosh \frac{W_B - x}{L_p}}{\sinh \frac{W_B}{L_p}}. \quad (5)$$

Pentru $x = W_B$ și $x = 0$, gradientul concentrației de goluri este

$$\frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=W_B} = -\frac{1}{L_p \sinh \frac{W_B}{L_p}} \left[p_{n0} \left(\cosh \frac{W_B}{L_p} - 1 \right) + p_n(0) \right] \simeq -\frac{1}{L_p \sinh \frac{W_B}{L_p}} p_n(0), \quad (6)$$

respectiv

$$\frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=0} = -\frac{1}{L_p \sinh \frac{W_B}{L_p}} \left[p_{n0} \left(1 - \cosh \frac{W_B}{L_p} \right) + p_n(0) \cosh \frac{W_B}{L_p} \right] \simeq -\frac{p_n(0) \cosh \frac{W_B}{L_p}}{L_p \sinh \frac{W_B}{L_p}}. \quad (7)$$

Ținînd seamă de (6) și (7), relația (4) devine

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh \frac{W_B}{L_p}}, \quad (8)$$

iar pentru $W_B/L_p \ll 1$

$$\alpha_T = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_p} \right)^2} \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_p} \right)^2. \quad (9)$$

7.3. Cunoscând legătura dintre factorii de amplificare în curent în conexiunea cu emiterul comun h_{FE} , și în conexiunea cu baza comună h_{FB} ,

$$h_{FE} = \frac{h_{FB}}{1 - h_{FB}} \quad (1)$$

și relația 7.22

$$h_{FB} = \gamma \alpha_T, \quad (2)$$

cei doi factori de amplificare propuși sînt

$$h_{FE,\gamma} = h_{FE} \Big|_{\alpha_T=1} = \frac{\gamma}{1 - \gamma} \quad (3)$$

și

$$h_{FE,\alpha_T} = h_{FE} \Big|_{\gamma=1} = \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T}. \quad (4)$$

Ținînd seamă de (1), (3) și (4) se obține

$$\frac{1}{h_{FB}} = \frac{1}{h_{FE}} - 1 = \frac{1}{\alpha_T \gamma} - 1 = \frac{1}{\frac{h_{FE,\alpha_T}}{1 + h_{FE,\alpha_T}} \frac{h_{FE,\gamma}}{1 + h_{FE,\gamma}}} - 1 = \frac{1 + h_{FE,\alpha_T} + h_{FE,\gamma}}{h_{FE,\alpha_T} h_{FE,\gamma}}. \quad (5)$$

Întrucît, în mod uzual, $h_{FE,\alpha_T} \gg 1$ și $h_{FE,\gamma} \gg 1$, relația (5) devine

$$\frac{1}{h_{FE}} = \frac{1}{h_{FE,\gamma}} + \frac{1}{h_{FE,\alpha_T}}.$$

7.4. Dacă eficiența emitorului este 1 și se neglijează curentul invers al joncțiunii colector-bază, curentul de bază este dat de curentul de recombinare al gurilor din regiunea bazei. Ținînd seamă de 7.15, 7.12 și de definiția lui α_T se obține

$$I_B = I_E (1 - \alpha_T) = q D_{pB} \frac{n_i^2}{N_{DB} W_B} e^{qV_{EB}/kT} A_J (1 - \alpha_T). \quad (1)$$

Folosind relația aproximativă pentru α_T (vezi 7.21) și înlocuind lungimea de difuzie a gurilor în regiunea bazei L_{pB} cu expresia $\sqrt{D_{pB} \tau_p}$, relația (1) devine

$$I_B = q A_J \frac{n_i^2}{N_{DB}} \frac{W_B}{2\tau_p} e^{qV_{EB}/kT}. \quad (2)$$

Se observă că relația (2) indică o variație invers proporțională a curentului de bază cu timpul de viață, deci la o creștere a dozei de radiație curentul de bază crește. Pentru a pune în evidență timpul de viață (deci și curentul de bază) în absența iradierii se va considera o lege de variație a acestuia cu doza de radiație de forma (a se vedea și relația 5.60)

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0}}{1 + a\Phi}, \quad (3)$$

unde a este o constantă; se observă că pentru doze mari ($a\Phi \gg 1$):

$$a = K\tau_{p0}. \quad (4)$$

Notind cu I_{B0} valoarea curentului de bază în absența iradierii ($\Phi = 0$),

$$I_{B0} = qA_J \frac{n_i^2}{N_{DB}} \frac{W_B}{2\tau_{p0}} e^{qV_{EB}/kT}, \quad (5)$$

relația (2), ținând seamă de (3) și (5) devine

$$I_B = I_{B0}(1 + a\Phi), \quad (6)$$

ceea ce indică o creștere liniară a curentului de bază cu doza de radiație.

Procedind analog, pentru factorul de amplificare în curent, h_{FE} , se obține

$$h_{FE} = \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T} \simeq \frac{2L_p^2}{W_B^2} = \frac{2D_p\tau_p}{W_B^2} = \frac{2D_p\tau_{p0}}{W_B^2} \cdot \frac{1}{1 + a\Phi} = \frac{h_{FE0}}{1 + a\Phi}, \quad (7)$$

deci o variație de tip hiperbolic.

7.5. Sarcina golurilor minoritare aflate în exces în regiunea bazei este dată de

$$Q = qA_J \int_0^{W_B} [p_n(x) - p_{n0}] dx. \quad (1)$$

Folosindu-se distribuția de goluri dată de relația 7.10 ($V_{EB} \gg kT/q$), sarcina Q , conform (1), rezultă

$$Q = qA_J \frac{p_n(0)}{\sinh \frac{W_B}{L_p}} L_p \left(\cosh \frac{W_B}{L_p} - 1 \right). \quad (2)$$

Dacă se consideră o variație liniară a golurilor în regiunea bazei (cazul $W_B/L_p \ll 1$) relația (2) are forma aproximativă (vezi și expresia 7.8)

$$Q = \frac{1}{2} qA_J p_n(0) W_B \simeq \frac{1}{2} qA_J \frac{n_i^2}{N_{DB}} W_B e^{qV_{EB}/kT}. \quad (3)$$

Reluând relația (2) de la problema 7.4 și ținând seamă de (3), curentul de bază este dat de

$$I_B = \frac{Q}{\tau_p} \quad (4)$$

Pentru curentul de colector (vezi relațiile 7.12, 7.15, (3) și considerind $h_{FE} = 1$) se obține

$$I_C = I_E = I_{\text{dif},B} = Q \frac{2D_{pB}}{W_B^2} \quad (5)$$

Ținând seamă de relația 7.28 a timpului de tranzit, expresia (5) devine

$$I_C = \frac{Q}{t_{tr}} \quad (6)$$

Pentru factorul de amplificarea în curent h_{FE} , se obține expresia

$$h_{FE} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\tau_p}{t_{tr}} \quad (7)$$

independentă de mărimea sarcinii Q . Evident, principala calitate a relațiilor (4), (6) și (7) este simplitatea. În realitate apar abateri importante cum ar fi, de exemplu, variația lui h_{FE} cu nivelul de injecție (implicit și cu Q). Deosebirea provine din nerespectarea unor ipoteze luate în considerare aici, dintre care cele mai importante sînt: eficiența emitorului $\gamma = 1$, nivel mic de injecție, profil uniform de impurități în regiunea bazei.

7.6. Egalînd cu zero fluxul de electroni la echilibru termic (a se vedea relația 5.11 și problema 6.1),

$$-D_n \frac{dn_n}{dx} - \mu_n n_n \mathcal{E} = 0, \quad (1)$$

se obține cîmpul electric

$$\mathcal{E} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dx} \quad (2)$$

Presupunînd în mod simplificator $n_n = N_{DB}$ (ipoteza cuasineutralității) relația (2) devine

$$\mathcal{E} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N_{DB}} \frac{dN_{DB}}{dx} \quad (3)$$

Distribuția de impurități în regiunea bazei, acceptînd forma exponențială, este

$$N_{DB}(x) = N_{DB}(0) e^{-cx/W_B}, \quad (4)$$

unde constanta c are expresia

$$c = \ln \frac{N_{DB}(0)}{N_{DB}(W_B)} \quad (5)$$

Introducând relațiile (4) și (5) în (3), cimpul electric este dat de

$$\mathcal{E} = \frac{kT}{q} \frac{1}{W_B} \ln \frac{N_{DB}(0)}{N_{DB}(W_B)}, \quad (6)$$

deci independent de x . (Atenție : acest lucru este valabil numai pentru un profil exponențial!)

Din figura 7.13 rezultă : $N_{DB}(0) = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_{DB}(W_B) = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ și $W_B = 2,1 \text{ } \mu\text{m}$; introducând aceste date în (6) se obține

$$\mathcal{E} = \frac{0,0259}{2,1 \cdot 10^{-4}} \ln \frac{2 \cdot 10^{13}}{4 \cdot 10^{13}} = 715 \text{ V/cm.}$$

(b) Se va calcula raportul dintre fluxul de cimp al golurilor, F_{pc} , și fluxul total de goluri F_p

$$\frac{F_{pc}}{F_p} = \frac{\mu_p p_n E}{\mu_p p_n E - D_p \frac{dp_n}{dx}} = \frac{\mathcal{E}}{E - \frac{kT}{q} \frac{1}{p_n} \frac{dp_n}{dx}} \quad (7)$$

Admițind o distribuție liniară a golurilor în bază, conform relației 7.11

$$p_n(x) = p_n(0) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right), \quad (8)$$

relația (7) devine

$$\frac{F_{pc}}{F_p} = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E} + \frac{kT}{q(W_B - x)}} \quad (9)$$

Acest raport depinde de abscisa x ; folosind valoarea cimpului electric calculat la punctul (a), raportul are valoarea 0,852 la $x = 0$ și este nul la $x = W_B$. Se observă, deci, că în vecinătatea joncțiunii bază-emiter ponderea fluxului de cimp a golurilor în fluxul total este foarte mare.

Relația (9) pare a indica o independență a raportului F_{pc}/F_p în raport cu nivelul de injecție, E fiind presupus constant. În realitate, la nivele mari de injecție, relația (6) pentru cimpul electric nu mai este corectă; acum concentrația de goluri nu mai poate fi neglijată ($n_n \neq N_{DB}$) și cimpul electric depinde de mărimea curentului.

(c) Se vor nota cu indicele zero viteza și fluxul golurilor pentru cazul absenței cimpului electric intern; ținând seamă de 7.27 se obține

$$\frac{v}{v_0} = \frac{F_p}{F_{p0}}, \quad (10)$$

unde s-a considerat, pentru comparație, aceeași distribuție de goluri. Diferența dintre cele două fluxuri este dată de fluxul de cimp, astfel că relația (10) devine

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{1 - \frac{F_{pc}}{F_p}}. \quad (11)$$

Folosind rezultatele de la punctul (b) se obține o creștere de viteză de 6,75 ori la $x = 0$ și neglijabilă la $x = W_B$. Cunoscând că valoarea medie a raportului dat de (11) este invers proporțională cu mărimea raportului timpilor de tranzit echivalenți, aceste rezultate sînt în bună concordanță cu datele din figura 7.15 care indică $t_{tr}/t_{ro} = 0,25$.

În încheiere trebuie făcută o remarcă privind distribuția de impurități din regiunea bazei: profilul exponențial poate fi propus pentru aproape întreaga grosime a bazei cu excepția vecinătății emitorului (vezi figura 7.13). Aici gradientul concentrației este chiar pozitiv, deci cimpul electric este decelerant; distanța pe care are loc această perturbație este însă mică, global, efectul cimpului intern rămînînd accelerant.

7.7. (a) Considerînd $\alpha_T = 1$ ($\alpha_T = 0,999$ vezi 7.28, 7.29 și figura 7.15), deci $I_C = I_{dif, B}$ și folosind relația 7.12, corectată conform observațiilor din paragraful 7.3b, se obține

$$I_C = qD_{pB} \frac{n_i^2}{Q_B} e^{qV_{EB}/kT} A_J. \quad (1)$$

Din figura 7.9c se extrage o pereche de valori: $I_C = 80 \mu A$, $V_{EB} = 0,6 V$ și se cunosc: $D_{pB} = 5 \text{ cm}^2/\text{s}$ (din figura 4.11 pentru o valoare medie a concentrației de impurități, $C_T = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$); $A_J = A_{JE} = 10^{-4} \text{ cm}^2$. Înlocuind în (1) rezultă cantitatea totală de impurități din bază pe unitatea de arie

$$Q_B = \frac{qD_{pB} n_i^2 e^{qV_{EB}/kT} A_J}{I_C} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot (1,45 \cdot 10^{10})^2 e^{0,6/0,0259} \cdot 10^{-4}}{80 \cdot 10^{-6}} = 2,41 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}.$$

(b) Relația 7.16, adaptată pentru baze dopate neuniform, se scrie

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{Q_B}{D_{pB}} \left(\frac{D_{nE}}{Q_E} + \frac{W_{EB} \tau_0}{2n_i e^{qV_{EB}/kT}} \right)}; \quad (2)$$

considerînd în continuare $\alpha_T \simeq 1$, deci $\gamma = \gamma \alpha_T = h_{FB} = h_{FE}/(1 + h_{FE})$, se extrage mărimea cantității totale de impurități din regiunea emiterului

$$Q_E = \frac{D_{nE}}{\frac{1}{h_{FE}} \frac{D_{pB}}{Q_B} - \frac{W_{EB} \tau_0}{2n_i e^{qV_{EB}/2kT}}}. \quad (3)$$

În formula de mai sus se cunosc: $D_{nE} = 2,3 \text{ cm}^2/\text{s}$ ($C_T = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), $h_{FE} = 50$ (figura 7.10); se verifică ușor că termenul corespunzător recombinării din regiunea de golire a joncțiunii emitor-bază este neglijabil (se vede și din figura 7.9, pentru $V_{EB} = 0,6 \text{ V}$). Se obține

$$Q_E = h_{FE} Q_B \frac{D_{nE}}{D_{pB}} = 50 \cdot 2,41 \cdot 10^{12} \cdot \frac{2,3}{5} = 5,54 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}.$$

Aceleași mărimi se pot estima din figura 7.13:

$$Q_B = \frac{N_{DB}(0) W_B}{\ln \frac{N_{DB}(0)}{N_{DB}(W)}} = 6,76 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

(se obține prin integrarea relației (4) din problema 7.6) și

$$Q_E = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}.$$

Se observă erori importante, în special la Q_E . Acestea se explică prin unele inexactități ale relației (2), cum ar fi: lipsa termenului de recombinare la suprafață, nu se îndeplinește exact condiția $L_{nE} \gg W_E$ ($L_{nE} = \sqrt{D_{nE} \tau_0} = 15 \text{ } \mu\text{m}$, $W_E = 3,4 \text{ } \mu\text{m}$), erori în determinarea coeficienților de difuzie etc.

7.8. Efectul tensiunii invers aplicate joncțiunii colector-bază ($V_{CB} = -|V_{CB}| = -V_{BC}$, la tranzistorul *pnp*) se manifestă prin modificarea grosimii regiunii neutre a bazei, W_B (efectul *Early*). Notînd cu $W_{Bm} = x_{jB} - x_{jE}$ grosimea metalurgică a bazei, W_B este dat de

$$W_B = W_{Bm} - W_{EB} - \frac{1}{2} W_{CB}. \quad (1)$$

În relația (1) s-a considerat că joncțiunea emitor-bază este abruptă asimetrică, iar joncțiunea colector-bază este gradată liniar (deci regiunea golită se extinde simetric în bază și în colector). Avînd în vedere că la joncțiunea emitor-bază concentrațiile de impurități sînt mari și că polarizarea este directă se va neglija W_{EB} . Folosind relația 6.31, (1) devine

$$W_B = W_{Bm} - \frac{1}{2} \left(\frac{12K_s \epsilon_0 \Phi_T}{qa} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

unde $\Phi_T = \Phi_{BC} + |V_{CB}|$. Pentru $V_{CB} = 0$, mărimile care depind de tensiune vor purta indicii o ; astfel

$$W_{Bo} = W_{Bm} - \frac{1}{2} \left(\frac{12K_s \epsilon_0 \Phi_B}{qa} \right)^{1/3} = W_{Bm} - \frac{1}{2} W_{CB0}. \quad (3)$$

Ținînd seamă de (3) și pentru $|V_{CB}| \gg \Phi_B$, relația (2) devine

$$W_B = W_{Bo} - \frac{1}{2} W_{CB0} \sqrt[3]{\frac{|V_{CB}|}{\Phi_{BC}}}. \quad (4)$$

În ceea ce privește timpul de tranzit, conform relației 7.28, rezultă

$$\begin{aligned} t_{tr} &= \frac{W_B^2}{2D_{pB}} = \frac{1}{2D_{pB}} \left[W_{Bo} - \frac{1}{2} W_{CBo} \sqrt[3]{\frac{|V_{CB}|}{\Phi_{B,C}}} \right]^2 = \\ &= \frac{W_{Bo}^2}{2D_{pB}} \left[1 - \frac{W_{CBo}}{2W_{Bo}} \sqrt[3]{\frac{|V_{CB}|}{\Phi_{BC}}} \right]^2 = t_{tr,o} \left[1 - \frac{W_{CBo}}{2W_{Bo}} \sqrt[3]{\frac{|V_{CB}|}{\Phi_{BC}}} \right]^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Relația (5) arată, așa cum era de așteptat, o scădere a timpului de tranzit.

În privința factorului de amplificare în curent h_{FE} , influența tensiunii colector-bază se manifestă, prin W_B , atât asupra eficienței emitorului, cât și asupra factorului de transport. Din relația 7.24 rezultă că efectul Early este mai pronunțat prin intermediul factorului de transport, unde intervine pătratul grosimii bazei. Ținând seama de acest lucru se obține

$$h_{FE} = 2 \left(\frac{L_{pB}}{W_B} \right)^2 = \frac{h_{FEo}}{\left[1 - \frac{W_{CBo}}{W_{Bo}} \sqrt[3]{\frac{|V_{CB}|}{\Phi_{BC}}} \right]^2}, \quad (6)$$

deci o creștere a factorului de amplificare în curent. Relația (6) are o aplicabilitate redusă; de exemplu, pentru tensiuni în apropiere de condiția de pătrundere ($W_B \rightarrow 0$), dacă străpungerea este determinată de acest proces, $h_{FE} \rightarrow \infty$. În realitate, valoarea lui este limitată de factorul de eficiență a emitorului (vezi problema 7.3).

Analizând relațiile (5) și (6) se observă că efectul Early poate fi redus prin creșterea grosimii W_{Bo} a bazei cu consecințe însă defavorabile asupra vitezei de lucru și asupra factorului de amplificare în curent.

7.9. (a) Neglijând curentul de generare al joncțiunii colector-bază (care, de fapt, este o parte a curentului I_{CBo} , la rîndul lui neglijabil), curentul care traversează regiunea de golire a acestei joncțiuni nu depinde de abscisă; fiind un curent de cîmp rezultă

$$I_C = q p(x) v(x) A_{JC} = \text{const.} \quad (1)$$

Întrucît s-a presupus atingerea vitezei limită: $v(x) = v_{lim} = \text{const.}$, din relația (1) rezultă

$$p(x) = \frac{I_C}{qv_{lim} A_{JC}} = \text{const.} \quad (2)$$

(b) Pe măsura creșterii nivelului de injecție, sarcina pozitivă a golurilor (tranzistor pnp) compensează sarcina negativă a ionilor atomilor acceptori din regiunea golită a colectorului. Ca urmare, densitatea de sarcină din ecuația lui Poisson, este dată de

$$\rho = -q(N_A - p) \quad (3)$$

și este constantă, conform celor demonstrate la punctul (a). Ținând seama de acest lucru, concluziile rezultate din analiza joncțiunii abrupte asimetrice rămîn valabile și aici: cîmpul electric variază liniar cu distanța (vezi relațiile 6.25 și 6.20)

$$\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}_{\max}(1 - x/W_{CB}), \quad (4)$$

$$\mathcal{E}_{\max} \simeq \frac{2|V_{CB}|}{W_{CB}}. \quad (5)$$

Pentru calculul mărimilor $\mathcal{E}_{\max}$ și W_{CB} se folosesc tot relațiile 6.19, respectiv 6.22, dar se va înlocui concentrația N_A cu $N_A - p$ (pentru p , vezi relația (2)). Se obține

$$\mathcal{E}_{\max} = \sqrt{\frac{2q(N_A - p)}{K_s \epsilon_0} |V_{CB}|} = \sqrt{\frac{2q|V_{CB}|}{K_s \epsilon_0} \left(N_A - \frac{I_C}{qv_{\text{lim}} A_{JC}} \right)}, \quad (6)$$

$$W_{CB} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 |V_{CB}|}{q(N_A - p)}} = \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0 |V_{CB}|}{q[N_A - I_C/(qv_{\text{lim}} A_{JC})]}}. \quad (7)$$

Se observă că, la creșterea curentului de colector, regiunea de sarcină spațială a colectorului se mărește și scade intensitatea cîmpului electric.

(c) Conform relației (6) pentru $N_A = p$, cîmpul electric are o valoare constantă și anume nulă; din relația (2) rezultă valoarea curentului de colector la care se întîmplă acest lucru

$$I_C = qv_{\text{lim}} N_A A_{JC} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 4 \cdot 10^{11} \cdot 10^{-3} = 6,4 \text{ A}$$

Pentru tranzistorul ales ca exemplificare, acest curent depășește datele maxime de utilizare.

(d) Dacă se crește curentul peste această valoare ($P > N_A$), cîmpul electric schimbă de semn, joncțiunea colector-bază se polarizează direct și tranzistorul intră în saturație.

Pentru cei ce doresc să aprofundeze această problemă se recomandă articolul lui R. D. Middlebrook „Conditions at a P-N Junction in the Presence of Collected Current”, *Solid-State Electron.*, 6 (1963), pag. 555-571.

7.10. Conform paragrafului 7.3d, modularea conductivității bazei începe din momentul în care concentrația purtătorilor minori din vecinătatea joncțiunii bază-emitor egalează concentrația impurităților din acea zonă

$$p_n(0) = N_{DB}(0). \quad (1)$$

Ținînd seama de relația 7.8

$$p_n(0) = p_{n0} e^{qV_{EB}/kT} = \frac{n_i^2}{N_{DB}(0)} e^{qV_{EB}/kT} \quad (2)$$

și de relația (1) din problema 7.7 (tranzistor dublu difuzat):

$$I_C = qD_{pB} \frac{n_i^2}{Q_B} e^{qV_{EB}/kT} A_J, \quad (3)$$

se obține următoarea valoare a curentului de colector de la care începe modularea conductivității bazei

$$I_C = \frac{qD_{pB} N_{DB}(0)}{Q_B/N_{DB}(0)} A_J. \quad (4)$$

În expresia (4), numitorul are semnificația lățimii unei baze echivalente în situația cînd aceasta ar fi dotată uniform, cu concentrația $N_{DB}(0)$; pentru tranzistoare cu baza dotată

uniform această mărime este chiar grosimea ei, W_B . Înlocuind cu date numerice ($Q_B = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, vezi problema 7.7), se obține:

$$I_C = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 2 \cdot 10^{18}}{10^{13} / 2 \cdot 10^{18}} 10^{-4} = 32 \text{ A!}$$

La tranzistoarele dublu difuzate, așa cum arată calculele de mai sus și de la problema 7.9, întâi se atinge (dacă permit limitările de curent) curentul la care cîmpul la colector devine nul. La tranzistoarele aliate care au concentrații de bază mai mici (de regulă și grosimi de bază mai mari) și concentrații ale colectorului mai mari se atinge mai întâi curentul la care se modulează conductivitatea bazei; de exemplu, pentru $N_{DB} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W_B = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $D_{pB} = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$, se obține $I_C = 3,2 \text{ mA}$.

7.11. Căderea de tensiune transversală în bază este dată de relația 7.35

$$\bar{V}_B = \frac{1}{12} \frac{\bar{p}_B L}{W_B Z} I_B. \quad (1)$$

Egalind această tensiune cu kT/q și ținînd seamă de relațiile 7.3 și 7.38 rezultă valoarea curentului de colector de la care apare efectul de aglomerare a curentului

$$I_C = 12qD_{nB} \frac{Z}{L} h_{FE} Q_B. \quad (2)$$

Înlocuind datele numerice: $Q_B = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $D_{nB} = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ (din figura 4.11 pentru $C_T = Q_B/W_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) se obține

$$I_C = 12 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 20 \cdot \frac{1000}{12,5} \cdot 50 \cdot 10^{13} = 1,536 \text{ A}.$$

7.12. În cazul străpunerii prin pătrundere, în momentul în care tensiunea aplicată între colector și emitor atinge valoarea BV_{CEO} regiunea de golire a joncțiunii colector-bază atinge emitorul; fenomenul de creștere a curentului de colector nu se datorește multiplicării în avalanșă, ci existenței în vecinătatea regiunii de golire a unei cantități foarte mari de goluri (zona emitorului pentru un tranzistor *pnp*) care sînt atrase de cîmpul electric.

În situația polarizării inverse a joncțiunii colector-bază, cu emitorul în gol (pentru determinarea tensiunii BV_{CBO}), în momentul în care tensiunea pe joncțiune atinge valoarea BV_{CEO} , regiunea de sarcină spațială atinge emitorul însă curentul de colector nu crește (ca în situația anterioară) deoarece emitorul este în gol. Străpungerea ulterioară poate avea loc acum numai prin multiplicare în avalanșă. Crescînd mai departe polarizarea joncțiunii colector-bază (și presupunînd că între timp cîmpul maxim de aici nu devine critic), regiunea de sarcină spațială se extinde în emitor pe o distanță foarte mică prin fenomenul de acumulare al golurilor; acum emitorul devine negativ. Ca urmare, în vecinătatea contactului bazei (menținut la zero volți)

apare o regiune de golire în care câmpul este puternic datorită concentrației mari de impurități de aici; se atinge astfel ușor câmpul critic și, în acest loc, apare multiplicarea în avalanșă (atunci tensiunea pe această regiune golită este BV_{EBO}). În acest fel, vezi și figura P.7.1, $|BV_{CBO}| = |BV_{CEO}| + |BV_{EBO}|$.

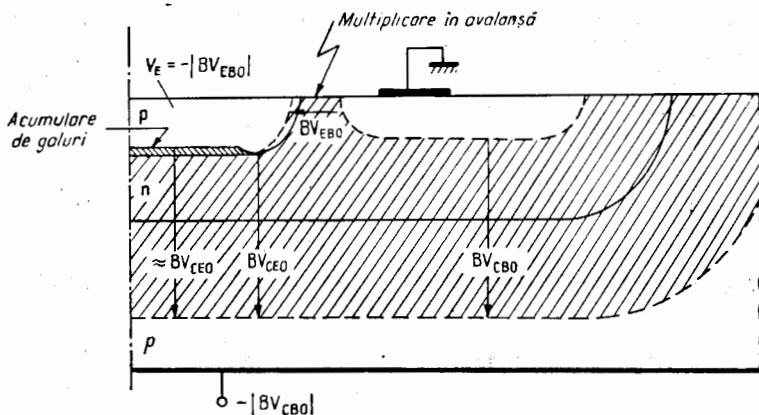


Fig. P.7.1.

7.13. La un tranzistor pentru care străpungerea este determinată de multiplicarea în avalanșă fenomenele de la jonțiunea colector-bază sînt independente de cele de la jonțiunea emitor-bază deoarece cele două regiuni de sarcină spațială nu se ating. În acest fel, polarizarea inversă a jonțiunii emitor-bază nu va influența curentul de colector care e determinat de fenomenele

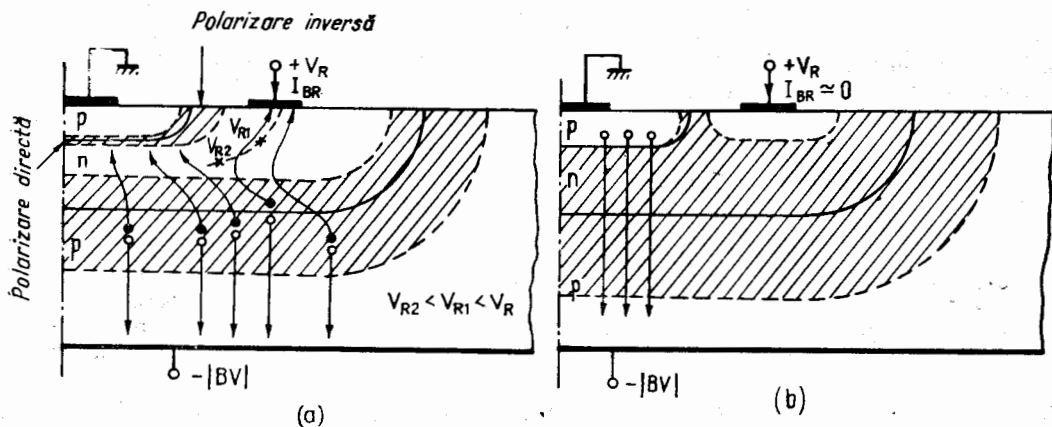


Fig. P.7.2.

de avalanșă de la colector. Această situație este prezentată în figura P.7.2a; lărgirea regiunii de sarcină spațială a colectorului din dreptul contactului bazei nu modifică curentul de colector (nu depinde volumul regiunii golite), el fiind limitat de circuitul exterior.

În cazul limitării prin pătrundere (vezi figura P.7.2b) curentul e determinat de golurile din emitor care traversează regiunea de sarcină spațială. Tensiunea V_R polarizează invers jonțiunea

bază-emitor în regiunea dinspre contactul bazei, reducând aria efectivă a emitorului de pe care se extrag goluri, însă nu modifică curentul de colector care este limitat de circuitul exterior (altfel, fiind îndeplinită condiția de străpungere, curentul ar fi infinit).

Deși, în nici un caz, curentul de colector nu este influențat (la fel și tensiunea de colector) testul de față poate deosebi cele două situații prin curentul de bază. În primul caz acesta este mare datorită colectării electronilor generați prin avalanșă în regiunea de golire colector-bază (vezi și efectul transversal al acestui curent, pus în evidență în figura P.7.2a). În al doilea caz, baza pozitivată, nu poate colecta golurile, de aceea curentul de bază este practic nul ($I_{BR} \approx \approx I_{CBO} \approx 0$); va trebui însă respectată condiția $V_R < |BV_{EBO}|$.

7.14. Conform observațiilor de la paragraful 7.5b, pentru tranzistorul „A”, la care există relația $BV_{CBO} = BV_{CES}$, străpungerea se datorește multiplicării în avalanșă la joncțiunea colector-bază.

La tranzistorul „B”, $BV_{CES} < BV_{CBO}$ și $BV_{CES} = BV_{CEO}$, situație care este specifică străpungerii prin pătrundere.

Observație. La amândouă tranzistoarele se verifică relația demonstrată în problema 7.12 ceea ce, la o analiză sumară, ținând seama numai de acest considerent, ar duce la concluzia că în ambele cazuri străpungerea are loc prin pătrundere. În realitate, la tranzistorul „A”, condiția $BV_{CBO} = BV_{CES}$ este primordială, îndeplinirea relației $BV_{CBO} = BV_{CEO} + BV_{EBO}$ fiind întâmplătoare, datorită unei valori particulare a lui h_{FE} (vezi relația 7.45). Ar mai exista ipoteza, tot la același tranzistor, deși foarte puțin probabilă, să apară simultan și multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colector-bază și pătrunderea; în cazul polarizării cu tensiunea BV_{CBO} , curentul de colector este determinat numai de purtătorii apăruți prin multiplicare în regiunea de golire a joncțiunii colector-bază (purtătorii din emitor nu pot fi extrași, acesta fiind în gol, conform observațiilor de la problema 7.12) pe când, la polarizarea cu BV_{CES} , curentul este determinat de ambele efecte. Oricum, această situație nu poate fi pusă în evidență din exterior, curentul fiind limitat de circuit.

7.15. Diagrama energetică a unui tranzistor *pnp* aflat la saturație este prezentată în figura P.7.3; s-a considerat baza uniform dopată.

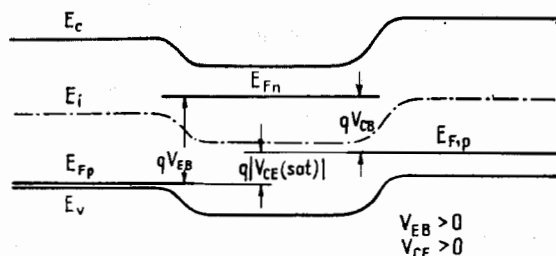


Fig. P.7.3.

7.16. În ceea ce privește neglijarea curenților de recombinare din cele două regiuni golite ale unui tranzistor, ipoteza este justificată în regim de saturație și la polarizare normală, ambele pentru curenți relativ mari. La curenți mici sau în regim de tăiere (aici intervenind, la ambele joncțiuni, curenții de generare), curenții de recombinare-generare devin importanți; la dispozitivele din germaniu ipoteza rămâne totuși justificată (curenții de difuzie sînt preponderenți), pe când la cele din siliciu ipoteza este inadmisibilă.

Factorii de transport pot fi considerați egali în măsura existenței unei dotări uniforme a bazei (simetrie a impurităților din bază față de cele două direcții de mișcare). Pentru tranzistoarele aliate de tip drift și tranzistoarele dublu-difuzate acest lucru nu se întâmplă și factorii de transport sînt puternic diferiți ($\alpha_{T, E \rightarrow C} > \alpha_{T, C \rightarrow E}$); erorile legate de această ipoteză apar la studiul regimului de saturație. În ceea ce privește presupunerea $\alpha_T = 1$ aceasta este destul de bine justificată cu excepția cazului nivelului foarte mic de injecție la tranzistoarele fără cîmp intern.

De regulă aria colectorului A_{JC} , este mai mare decât cea a emitorului A_{JE} . Raportul (A_{JC}/A_{JE}) este, de obicei, mai mic la tranzistoarele aliate (2...4) față de cele planare dublu-difuzate (10...20).

Pentru evaluări cantitative ale acestor afirmații, vezi problemele 6.6, 6.11, 7.6, 7.9 și figurele 7.1, 7.9, 7.13 și 7.15.

7.17. Cele două conexiuni asigură un transport suplimentar de căldură de la jonțiunea colector-bază prin siliciu spre contactele de bază și de emitor ($R_{th,B}$, respectiv $R_{th,E}$) și prin firele metalice ($R_{th,m}$) spre ambază. Schema electrică echivalentă este prezentată în figura P.7.4.

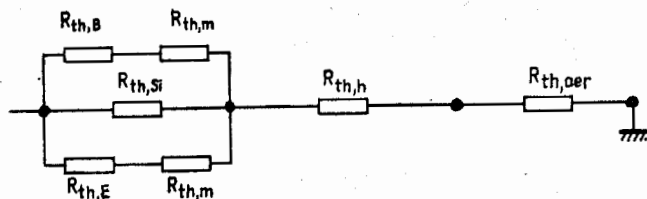


Fig. P.7.4.

Datorită faptului că $R_{th,B} \neq R_{th,E}$ (din considerente geometrice), rezultă că cele două conexiuni au influență diferită asupra evacuării căldurii.

Folosind relațiile 7.50, 7.51 și 7.52 se obține: $R_{th,si} = 6,67^\circ\text{C/W}$; $R_{th,h} = 25^\circ\text{C/W}$; $R_{th,m} = 6,37 \cdot 10^3^\circ\text{C/W}$ (deci, practic, influența conexiunilor e neglijabilă). Considerând $R_{th,aer} = 200^\circ\text{C/W}$; rezultă $R_{th} = R_{th,si} + R_{th,h} + R_{th,aer} = 232^\circ\text{C/W}$.

8. TRANZISTOARE CU EFECT DE CIMP CU JONȚIUNE

8.2. Se obțin următoarele rezultate (se presupune un tranzistor cu canal n):

(a) regiunea liniară;

$$I_D = G_0 \left\{ V_D - \frac{2}{3} \frac{1}{(\Phi_B - V_T)^{1/2}} [(V_D + \Phi_B - V_G)^{3/2} - (\Phi_B - V_G)^{3/2}] \right\}, \quad (1)$$

$$g = G_0 \left[1 - \left(\frac{\Phi_B - V_G}{\Phi_B - V_T} \right)^{1/2} \right], \quad (2)$$

$$g_m = G_0 \left[\left(\frac{V_D + \Phi_B - V_G}{\Phi_B - V_T} \right)^{1/2} - \left(\frac{\Phi_B - V_G}{\Phi_B - V_T} \right)^{1/2} \right]. \quad (3)$$

(b) regiunea de saturație;

$$V_{Dsat} = V_G - V_T, \quad (4)$$

$$I_{Dsat} = G_0 \left\{ \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\Phi_B - V_G}{\Phi_B - V_T} \right)^{1/2} - 1 \right] (\Phi_B - V_G) + \frac{1}{3} (\Phi_B - V_T) \right\}, \quad (5)$$

$$g = 0 \quad (6)$$

$$g_{msat} = G_0 \left[1 - \left(\frac{\Phi_B - V_G}{\Phi_B - V_T} \right)^{1/2} \right]. \quad (7)$$

8.3. Din relațiile 8.5 și 8.6 integrând acum de la $y = 0$ și $V(0) = I_D R_s$ la $y = L$ și $V(L) = V_D - R_d I_D$ se obține :

$$I_D = G_0 \left\{ V_D - (R_d + R_s) I_D - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{qN_D d^2}} [(V_D - R_d I_D + \Phi_B - V_G)^{3/2} - (I_d R_s + \Phi_B - V_G)^{3/2}] \right\}. \quad (1)$$

Tensiunea la care începe saturația V_{Dsat} este independentă de valoarea rezistenței serie de lingă sursă, deoarece închiderea completă a canalului depinde numai de diferența de potențial poartă-drenă, care nu este afectată de potențialul capătului $y = 0$ al canalului.

8.4. Se notează L lungimea canalului metalurgic și l lungimea reală a canalului. Aplicând regiunii de sarcină spațială cuprinsă între l și L ecuația lui Poisson se obține

$$L - l = \frac{2K_s \epsilon_0}{qN_D} (V_D - V_{Dsat}). \quad (1)$$

Curentul de drenă este invers proporțional cu lungimea canalului

$$I_D = I_{Dsat} \frac{L}{l}. \quad (2)$$

Ținând cont de (1) se obține conductanța de drenă în regiunea de saturația

$$g_d = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = L I_{Dsat} \frac{\frac{\partial l}{\partial V_D}}{l^2} = \frac{\frac{L I_{Dsat} K_s \epsilon_0}{qN_D}}{\left[\sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0}{qN_D}} (V_D - V_{Dsat}) \left[L - \sqrt{\frac{2K_s \epsilon_0}{qN_D}} (V_D - V_{Dsat}) \right] \right]^2} \quad (3)$$

8.5. Cîmpul electric într-un punct y din canal este dat de $\mathcal{E} = dV/dy$, care rezultă imediat din expresia 8.5. Mărimea lui $V(y)$ se obține din relația 8.7 în care în loc de V_D se scrie $V(y)$. Se observă că obținerea unei expresii explicite pentru $\mathcal{E}$ nu este posibilă.

Cîmpul maxim se obține la drenă

$$\mathcal{E}_{\max} = \frac{I_D}{qN_D l^2 n Z \left[d - \sqrt{\frac{8K_s \epsilon_0}{qN_D}} (V_D + \Phi_B - V_G) \right]}.$$

Observație: Trebuie remarcat că la atingerea saturației ($V_D = V_{Dsat}$) rezultă $\mathcal{E}_{\max} = \infty$, ceea ce arată inconsistența unora din ipotezele inițiale, în cadrul cărora s-a dedus relația 8.7, în apropierea saturației.

Într-adevăr relațiile 8.5 și 8.6 presupun în mod tacit că este posibil să se separe canalul în două regiuni, una corespunzătoare sarcinii spațiale a atomilor de impuritate ionizați și alta corespunzătoare regiunii conductoare cvasineutre; corespunzător cimpul electric din canal se separă într-o componentă paralelă cu y — care determină curgerea curentului prin tranzistor — și o componentă perpendiculară pe y — care determină lățimea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii grilă-canal.

Viteza purtătorilor în canalele date de $v = \mu \mathcal{E}$. Efectele neliniare asupra mobilității, datorate cimpurilor electrice intense se pot face simțite în apropierea saturației prin modificarea valorii V_{Dsat} .

8.6. Cele două mărimi sînt date de aceeași expresie (vezi tabelul 8.1). Presupunind $\mu \sim T^{-n}$, $\Phi_B = (2kT/q) \ln(N_D/n_i)$ — vezi tabelul 6.1 — și ionizarea totală a impurităților, se obține pentru un tranzistor cu canal n

$$\frac{dg}{g} = -n + \frac{1}{2} \left(\frac{\Phi_B + \frac{E_G}{q} - \frac{3kT}{q}}{\Phi_B - V_G - \sqrt{(\Phi_B - V_T)(\Phi_B - V_G)}} \right) \frac{dT}{T}. \quad (1)$$

Pentru tensiuni de poartă apropiate de V_T , g are un coeficient de temperatură pozitiv iar pentru tensiuni de poartă apropiate de zero un coeficient de temperatură negativ, după cum era de altfel de așteptat. Într-adevăr la $V_G \simeq 0$ canalul este deschis și contează variația cu temperatura a lui G_0 , iar la $V_G \simeq V_T$ canalul este aproape închis și contează variația cu temperatura a lui Φ_B .

8.7. Ca urmare a efectului de „îndepărtare a purtătorilor” relația $n = N_D$, care a fost presupusă în deducerea expresiei 8.11, se înlocuiește cu $n = N_D - N_t = N_D - N_{t0} - KN_e$ (vezi paragraful 5.5b). Rezultă că dependența $g(N_e, V_G)$ se obține din expresia 8.11 înlocuind însă N_D cu $N_D - N_{t0} - KN_e$.

Deoarece în acest fel sînt afectate și valorile lui μ_n și Φ_B relația generală care rezultă este complicată, așa încît în continuare se va presupune $V_G \simeq 0$ și se va neglija modificarea valorii mobilității.

Notînd g_0 valoarea conductanței canalului înainte de iradiere și g după iradiere, se obține

$$g = g_0 \frac{N_D - N_{t0} - KN_e}{N_D - N_{t0}}. \quad (1)$$

Din figura 5.17 se determină, luînd $\sigma = 10^{16} \text{ cm}^2$, $v_{th} = 10^7 \text{ cm/s}$, $N_{t0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $K \simeq 1 \text{ cm}^{-1}$.

Impunînd condiția $-(g - g_0)/g_0 = 0,1$ din (1) se obține

$$N_e = 0,1 \frac{N_D - N_{t0}}{K} = 0,1 \frac{2 \cdot 10^{15} - 10^{14}}{1} = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (2)$$

9. TEORIA SUPRAFETELOR SEMICONDUCTOARE

9.1. Prin definiție capacitatea C_s , a regiunii de sarcină spațială de la suprafața unui semiconductor este dată de

$$C_s = - \frac{dQ_s}{d\Phi_s}, \quad (1)$$

unde Q_s este sarcina conținută în regiunea de sarcină spațială, iar Φ_s potențialul la suprafață.

În cadrul aproximației de golire, grosimea stratului golit de purtători este dată de relația (se presupune un semiconductor de tip p)

$$x_d = \sqrt{\frac{2K_s\epsilon_0}{qN_A}} \Phi_s, \quad (2)$$

iar sarcina din semiconductor de

$$Q_s = -qN_A x_d. \quad (3)$$

Ținând cont de (2) și (3) relația (1) devine

$$C_s = -\frac{dQ_s}{dx_s} \frac{dx_d}{d\Phi_s} = -(-qN_A) \sqrt{\frac{2K_s\epsilon_0}{qN_A}} \frac{1}{2} \Phi_s^{-1/2}, \quad (4)$$

sau

$$C_s = \frac{K_s\epsilon_0}{x_d}. \quad (5)$$

Această relație indică și un *model intuitiv* pentru capacitatea regiunii de sarcină spațială : un condensator plan cu grosimea x_d și constanta dielectrică $K_s\epsilon_0$.

9.2. (I) Intensitatea cîmpului electric la suprafață este dată de relația

$$\mathcal{E}_s = -\frac{Q_s}{K_s\epsilon_0}. \quad (1)$$

(a) Dacă suprafața este exact intrinsecă, nu a apărut inversia și se poate utiliza aproximația de golire, deci

$$Q_s = -qN_A x_d, \quad (2)$$

În care înlocuind pe x_d în funcție de potențialul la suprafață Φ_s (vezi expresia 9.4) rezultă

$$Q_s = -\sqrt{2K_s\epsilon_0 q N_A} \Phi_s. \quad (3)$$

Înlocuind pe (3) în (1) se obține expresia cîmpului la suprafață

$$\mathcal{E}_s = \sqrt{\frac{2qN_A}{K_s\epsilon_0}} \Phi_s. \quad (4)$$

Condiția ca suprafața să fie intrinsecă este

$$\Phi_s = \Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}, \quad (5)$$

unde s-a presupus un substrat de tip p . Rezultă

$$\mathcal{E}_s = \sqrt{\frac{2kT}{K_s \epsilon_0} N_A \ln \frac{N_A}{n_i}}. \quad (6)$$

(b) Dacă suprafața este adusă la inversie puternică $\Phi_s = 2\Phi_F$ și (vezi relația 9.10)

$$Q_s = Q_n + Q_B = Q_n - qN_A x_{d\max}. \quad (7)$$

Sarcina de electroni din stratul de inversie se poate aproxima (în plus) considerînd concentrația de electroni constantă și egală cu valoarea de la suprafață n_s ,

$$Q_n = -qn_s x_i,$$

unde x_i este grosimea stratului de inversie.

La apariția inversiei puternice, din condiția $\Phi_s = 2\Phi_F$ se obține $n_s = N_A$ deci

$$Q_n = -qN_A x_i. \quad (8)$$

Ținînd cont de (8) și (7) relația (1) devine

$$\mathcal{E}_s = \frac{qN_A}{K_s \epsilon_0} (x_i + x_{d\max}) \simeq -\frac{qN_A}{K_s \epsilon_0} x_{d\max} \quad (9)$$

deoarece $x_i \ll x_{d\max}$. Înlocuind în (8) expresia 9.7 a lui $x_{d\max}$ se obține

$$\mathcal{E}_s = 2 \sqrt{\frac{kT}{K_s \epsilon_0} N_A \ln \frac{N_A}{n_i}}. \quad (10)$$

(II) Soluția *exactă* (fără a utiliza aproximația de golire).

Soluția exactă se obține prin rezolvarea ecuației lui Poisson

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{K_s \epsilon_0}, \quad (11)$$

unde densitatea de sarcină ρ este dată de

$$\rho = q(N_D^+ - N_A^- + p - n). \quad (12)$$

Deoarece se realizează condițiile de echilibru termic

$$n = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} = n_i e^{\frac{q}{kT}(\Phi - \Phi_F)}, \quad (13)$$

$$p = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} = n_i e^{\frac{q}{kT}(\Phi_F - \Phi)}, \quad (14)$$

și deoarece departe de suprafață $\rho = 0$, $\Phi = 0$:

$$N_D^+ - N_A^- = n_i \left(e^{-\frac{q\Phi_F}{kT}} - e^{\frac{q\Phi_F}{kT}} \right), \quad (15)$$

relația (12) se poate scrie

$$\rho = -2qn_i \left[\sinh \frac{q}{kT} (\Phi - \Phi_F) + \sinh \frac{q\Phi_F}{kT} \right]. \quad (16)$$

Înlocuind pe (16) în (11) și integrând de la $\Phi = 0$ (departe de suprafață, $x = \infty$) spre suprafață, până la o valoare curentă Φ , se obține

$$\frac{d\Phi}{dx} = \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} F(\Phi, \Phi_F), \quad (17)$$

unde $F(\Phi, \Phi_F)$ este dat de expresia

$$F(\Phi, \Phi_F) = \sqrt{2} \left[\cosh \frac{q}{kT} (\Phi - \Phi_F) - \cosh \frac{q\Phi_F}{kT} + \frac{q\Phi}{kT} \sinh \frac{q\Phi_F}{kT} \right]^{1/2}, \quad (18)$$

iar L_{Di} este lungimea Debye intrinsecă *

$$L_{Di} = \sqrt{\frac{K_s \epsilon_0 kT}{2q^2 n_i}} \quad (19)$$

(în (17) semnul + se ia pentru $\Phi_s < 0$, iar - pentru $\Phi_s > 0$).

Valoarea cîmpului la suprafață se obține ținînd cont de (17) în care se înlocuiește valoarea corespunzătoare a potențialului la suprafață, $\Phi = \Phi_s$:

$$\mathcal{E}_s = - \left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=0} = \mp \frac{kT}{q} \frac{1}{L_{Di}} F(\Phi_s, \Phi_F). \quad (20)$$

(semnul - se ia pentru $\Phi_s < 0$, iar + pentru $\Phi_s > 0$).

Pentru a compara rezultatele date de aproximația de golire - relațiile (6) și (10) - și rezultatele date de tratarea exactă - relația (21), funcția $F(\Phi, \Phi_F)$ se scrie, prin punerea în evidență a termenilor exponențiali din $\cosh$ și $\sinh$, astfel

$$F(\Phi, \Phi_F) = \left(e^{\frac{q\Phi_F}{kT}} \right)^{1/2} \left[\frac{q}{ekT} (\Phi - 2\Phi_F) + e^{-\frac{q\Phi}{kT}} + \frac{q\Phi}{kT} \left(1 - e^{-\frac{2q\Phi_F}{kT}} \right) - \left(1 + e^{-\frac{2q\Phi_F}{kT}} \right) \right]^{1/2}. \quad (21)$$

* La temperatura camerei (300°K), pentru siliciu, $L_{Di} = 24,04 \mu\text{m}$.

Presupunind un substrat de tip p cu o concentrație de impurități N_A și ionizarea totală a impurităților, din (15) rezultă

$$e^{\frac{q\Phi_F}{kT}} = \frac{N_A}{n_i} \quad (22)$$

Valoarea minimă uzuală pentru N_A (sau N_D în cazul unui substrat de tip n) este de ordinul 10^{11} cm $^{-3}$; la temperatura camerei $n_i = 1,45 \cdot 10^{10}$ cm $^{-3}$, deci

$$e^{-\frac{2q\Phi_F}{kT}} \ll 1, \quad (23)$$

ceea ce înseamnă că acest termen se poate neglija față de unitate în relația (21); rezultă

$$F(\Phi, \Phi_F) \simeq \sqrt{\frac{N_A}{n_i}} \left[e^{\frac{q}{kT}(\Phi - 2\Phi_F)} + e^{-\frac{q\Phi}{kT}} + \frac{q\Phi}{kT} - 1 \right]^{1/2} \quad (24)$$

(a) Pentru o suprafață exact intrinsecă $\Phi_s = \Phi_F$, deci

$$F(\Phi_s, \Phi_F) = \sqrt{\frac{N_A}{n_i}} \left[2 e^{-\frac{q\Phi_F}{kT}} + \frac{q\Phi_F}{kT} - 1 \right]^{1/2} \quad (25)$$

Ținând cont de (20), (22) și (25) se obține

$$\mathcal{E}_s(\text{exact}) = \sqrt{\frac{2kT}{K_s \epsilon_0} N_A \ln \frac{N_A}{n_i}} \left[\frac{2}{\frac{N_A}{n_i} \ln \frac{N_A}{n_i}} + 1 - \frac{1}{\ln \frac{N_A}{n_i}} \right]^{1/2} \quad (26)$$

Comparând (26) cu (6) se observă că soluția aproximativă diferă de soluția exactă cu factorul

$$\left[\frac{2}{\frac{N_A}{n_i} \ln \frac{N_A}{n_i}} + 1 - \frac{1}{\ln \frac{N_A}{n_i}} \right]^{1/2},$$

care indică, considerind valorile uzuale menționate anterior o eroare maximă, în plus, a soluției aproximative de ordinul 5%.

(b) Pentru o suprafață la inversie puternică, $\Phi_s = 2\Phi_F$. Urmind exact aceeași cale ca la punctul (a), se obține

$$\mathcal{E}_s(\text{exact}) = 2 \sqrt{\frac{kT}{K_s \epsilon_0} N_A \ln \frac{N_A}{n_i}} \left[\frac{1}{2 \left(\frac{N_A}{n_i} \right)^2 \ln \frac{N_A}{n_i}} + 1 \right]^{1/2}.$$

Evident eroarea este extrem de mică.

9.3. Relațiile de calcul sint următoarele (se presupune un semiconductor de tip p):

$$(a) \quad Q_s = -qN_A x_{d\max} - Q_n;$$

$$(b) \quad \mathcal{E}_s = -Q_s/K_s\epsilon_0;$$

$$(c) \quad \Phi_s = 2\Phi_F.$$

Se utilizează aproximația de golire. În (a) se neglijează Q_n (vezi și problema 9.2 — soluția exactă — pentru eroarea introdusă de această neglijare). Se obține:

$$(a') \quad Q_s = -2 \sqrt{K_s\epsilon_0 kTN_A \ln \frac{N_A}{n_i}};$$

$$(b') \quad \mathcal{E}_s = 2 \sqrt{\frac{kT}{K_s\epsilon_0} N_A \ln \frac{N_A}{n_i}};$$

$$(c') \quad \Phi_s = 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}.$$

Aceste expresii se pot prezenta sub o formă mult mai compactă utilizînd mărimi normate. Concentrațiile de impurități se normalizează la n_i , sarcina la $(qn_i L_{Di})$ — unde L_{Di} este lungimea Debye — vezi și problema 9.2, soluția exactă, cîmpul electric la (kT/qL_{Di}) , iar potențialul la (kT/q) .

Rezultă:

$$(a'') \quad \frac{Q_s}{qn_i L_{Di}} = \sqrt{8 \frac{N_A}{n_i} \ln \frac{N_A}{n_i}};$$

$$(b'') \quad \frac{\mathcal{E}_s}{kT/qL_{Di}} = \sqrt{2 \frac{N_A}{n_i} \ln \frac{N_A}{n_i}};$$

$$(c'') \quad \frac{\Phi_s}{kT/q} = 2 \ln \frac{N_A}{n_i}.$$

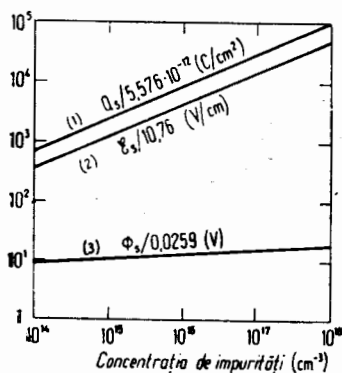


Fig. P.9.1.

La temperatura camerei:

$$qn_i L_{Di} = 5,576 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^2 \text{ — (siliciu);}$$

$$kT/qL_{Di} = 11 \text{ V/cm} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ V/}\mu\text{m} \text{ — (siliciu);}$$

$$kT/q = 0,0259 \text{ V.}$$

Reprezentarea grafică a celor trei mărimi este dată în figura P.9.1.

9.4. Variația cu temperatura a tensiunii de prag rezultă prin derivarea relației 9.21 :

$$\frac{dV_T}{dT} = \pm \frac{d|\Phi_F|}{dT} \left[2 + \frac{1}{C_o} \frac{|Q_B|}{|\Phi_F|} \right], \quad (1)$$

unde $+$ se ia pentru substratul de tip p , iar $-$ pentru cel de tip n .

Potențialul Fermi al substratului este dat de

$$|\Phi_F| = \frac{kT}{q} \ln \frac{N}{n_i}, \quad (2)$$

unde $N = N_A$ sau $N = N_D$ după cum substratul este de tip p sau respectiv n .

Ținând cont de dependența de temperatură a lui n_i (vezi paragraful 4.4)

$$n_i = \text{const} \cdot T^{3/2} e^{-E_G/2kT}, \quad (3)$$

se obține expresia globală

$$\frac{dV_T}{dT} = \pm \frac{1}{T} \left(|\Phi_F| - \frac{E_G}{2q} - \frac{3}{2} \frac{kT}{q} \right) \left(2 + \frac{1}{C_o} \frac{|Q_B|}{|\Phi_F|} \right). \quad (4)$$

Explicitarea relației (4) în funcție de concentrația substratului, temperatură etc. conduce la formule greoaie. Din această cauză este de preferat pentru fiecare caz particular un calcul concret pe baza cunoașterii parametrilor structurii.

9.5. (a) Capacitatea minimă C_{min} se atinge odată cu apariția inversiei puternice. Ținând cont de 9.18, 9.7, 9.6 se obține

$$\frac{C_{min}}{C_o} = \frac{1}{1 + \frac{1}{x_o} \frac{K_o}{K_s} \sqrt{\frac{kT}{q^2 K_s \epsilon_0} \frac{1}{N_A} \ln \frac{N_A}{n_i}}}. \quad (1)$$

Dependența C_{min}/C_o , pentru siliciu la temperatura $T = 300^\circ K$, în funcție de grosimea x_o a oxidului, pentru diferite valori ale concentrației de impurități a substratului este dată în figura P.9.2a,b (după A. Goetzberger, "Ideal MOS curves for silicon", *Bell System Technical Journal*, 45, 1097, 1966).

(b) Din raportul C_{min}/C_o se va deduce o valoare legată de concentrația de impurități de lângă interfață.

De fapt din caracteristica $C(V_G)$ în regiunea de golire se poate determina chiar profilul de impurități din substrat, $N(W)$. Se poate arăta * că

$$N(W) = - \frac{C^3}{qK_s \epsilon_0} \left(\frac{dC}{dV_G} \right)^{-1}, \quad (2)$$

* vezi G. Baccarani, S. Solmi, G. Soncini "The Silicon Impurity Profile as Revealed by High-Frequency Non-Equilibrium MOS C-V characteristics", *Alta Frequenza*, XLI, 113 (1972)

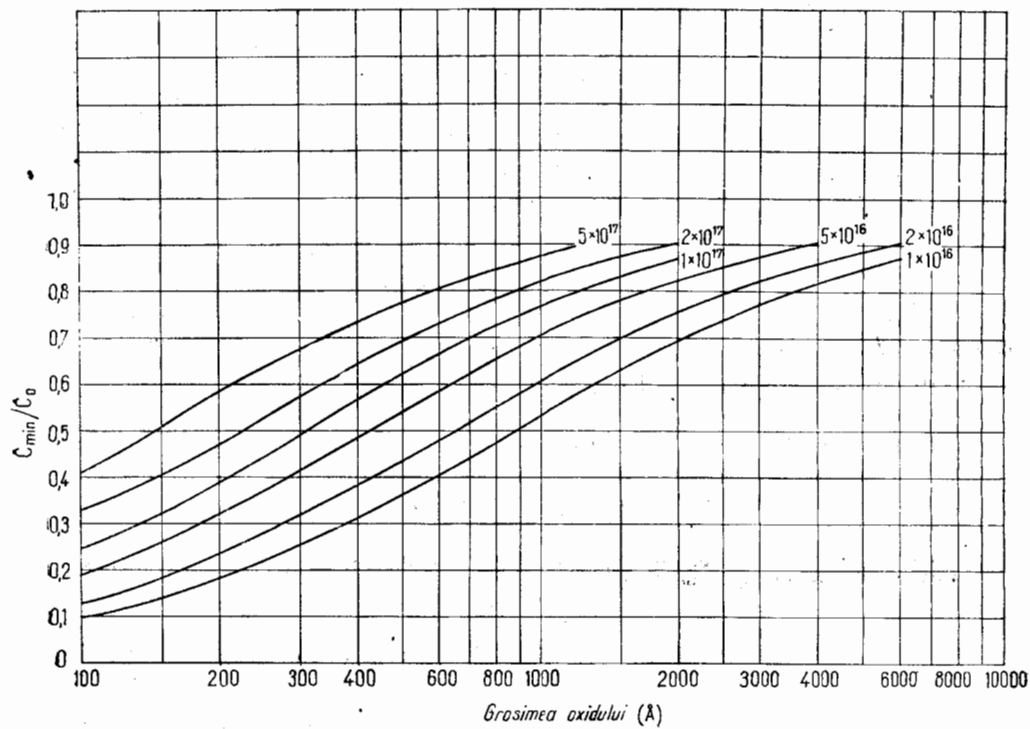
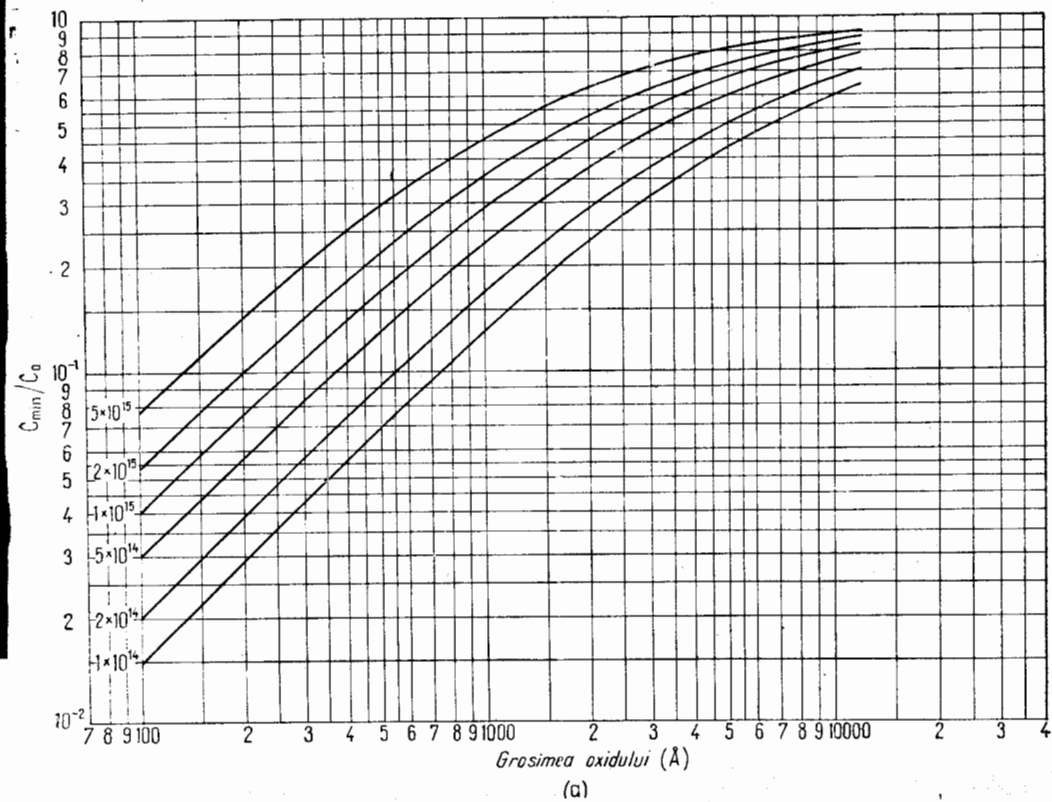


Fig. P.9.2.

distanța W de la interfață fiind dată de

$$W = K_s \epsilon_0 \left(\frac{1}{C_o} - \frac{1}{C} \right). \quad (3)$$

Trebuie observat că metoda de determinare a profilului de impurități bazată pe folosirea capacității MOS și cea bazată pe folosirea capacității de barieră a unei joncțiuni pn asimetrice sînt complementare în ceea ce privește domeniul explorat, de distanțe de la interfață, respectiv joncțiune metalurgică. Prin prima metodă se explorează practic domeniul $0 \dots x_{dmax}$, iar prin a doua practic domeniul de la x_{dmax} spre volum, pînă la o distanță limită dată de străpungerea joncțiunii.

9.6. Valoarea capacității de benzi netede a structurii MOS se notează C_{FB} . Evident

$$\frac{1}{C_{FB}} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_{s,FB}}, \quad (1)$$

unde $C_{s,FB}$ este capacitatea regiunii de sarcină spațială de la suprafață în condițiile realizării condiției de benzi netede.

$C_{s,FB}$ este dată de relația

$$C_{s,FB} = - \left. \frac{dQ_s}{d\Phi_s} \right|_{\Phi_s=0}. \quad (2)$$

Utilizînd expresia exactă a sarcinii din semiconductor [vezi relațiile (1), (17) și (18) din problema 9.2] se obține considerînd un semiconductor de tip p , cu o concentrație N_A

$$C_{s,FB} = \frac{K_s \epsilon_0}{L_{Di}} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{N_A}{n_i}} = \frac{K_s \epsilon_0}{L_D}, \quad (3)$$

unde

$$L_D = \sqrt{\frac{K_s \epsilon_0}{q N_A} \frac{kT}{q}} \quad (4)$$

este *lungimea Debye extrinsecă*.

Înlocuind (3) și (1) se obține C_{FB} , într-adevăr mai mic decît C_o .

Semnificația fizică a relației (3) este aceea că, atunci cînd suprafața semiconductorului, în condiția de benzi netede, este perturbată de către un semnal mic alternativ, *mecanismul de relaxare dielectrică* * menține o regiune golită efectivă de lățime L_D .

Pentru siliciu, la 300°K, $K_s \epsilon_0 / \sqrt{2} L_{Di} = 305 \text{ pF/cm}^2$.

* Lungimea Debye extrinsecă se poate scrie astfel

$$L_D^2 = \frac{kT}{q} \mu_p \cdot \frac{K_s \epsilon_0}{q \mu_p N_A} = D_p \tau_{\text{relaxare}},$$

unde D_p este coeficientul de difuzie al purtătorilor majoritari, iar τ_{relaxare} timpul de relaxare dielectrică în semiconductorul de tip p .

9.7. La început se stabilește o schemă echivalentă pentru admitanța regiunii de sarcină spațială a semiconductorului, pe baza căreia se deduce ulterior dependența $C(\omega)$, a capacității structurii de frecvență.

Curentul Δj , absorbit de semiconductor este dat de

$$\Delta j = - \frac{d}{dt} (\Delta Q_s) = - \frac{d}{dt} (\Delta Q_n) - \frac{d}{dt} (\Delta Q_B). \quad (1)$$

Variația sarcinii din stratul de inversie este suportată de procesele de generare. Presupunind centri cu $E_i = E_f$ rezultă pentru o regiune golită

$$\frac{d}{dt} (\Delta Q_n) = q \Delta x_{dmax} U = - \frac{qn_i}{2\tau_0} \Delta x_{dmax}, \quad (2)$$

unde $\tau_0 = 1/\sigma v_{th} N_t$ (vezi și expresia 5.41).

Înlocuind (2) și 9.8 în (1) și ținând cont de 9.7 și 9.18 se obține

$$\Delta j = \frac{C_s}{\tau} \Delta \Phi_s + C_s \frac{d}{dt} (\Delta \Phi_s), \quad (3)$$

unde

$$\tau = 2\tau_0 N_A/n_i. \quad (4)$$

Presupunind un semnal mic sinusoidal $\Delta \Phi_s = \Phi_s e^{j\omega t}$, admitanța regiunii de sarcină spațială rezultă

$$\underline{Y}(\omega) = \frac{\Delta j}{\Delta \Phi_s} = \frac{C_s}{\tau} + j\omega C_s. \quad (5)$$

Ținând cont de faptul că această admitanță se plasează în serie cu capacitatea oxidului (vezi fig. P.9.3), se obține după unele calcule, capacitatea structurii

$$\frac{C(\omega)}{C_o} = \frac{1 + \omega^2 \tau^2}{1 + \frac{C_o}{C_{min}} \omega^2 \tau^2}, \quad (6)$$

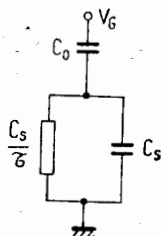


Fig. P.9.3.

unde C_{min} este valoarea capacității la frecvențe înalte, la inversie.

Din (6) se obține imediat domeniul de tranziție de la caracteristicile de tip de joasă frecvență la cele de tip de înaltă frecvență punind condițiile $\omega^2 \tau^2 < 10 C_{min}/C_o$ și respectiv $\omega^2 \tau^2 > 10$. Rezultă că tranziția va avea loc practic în jurul unei pulsații $\omega \approx 3,3/\tau$.

9.8. Tensiunea de benzi netede V_{FB} este dată de relația (vezi 9.31)

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ss}}{C_o} \quad (1)$$

presupunind absența sarcinilor din oxid. Deoarece $C_o = K_o \epsilon_0/x_o$ relația (1) se poate scrie

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - x_o \frac{Q_{ss}}{K_o \epsilon_0}. \quad (2)$$

Din relația (2) rezultă că măsurind V_{FB} pentru diferite valori ale grosimii oxidului se obține o dependență liniară pentru care ordonata la origină este Φ_{MS} , iar panta este proporțională cu Q_{ss} .

Un exemplu de astfel de determinare se poate găsi în figura 12.11. Pentru cele două condiții diferite de oxidare se obține același $\Phi_{MS} = -1V$, după cum era de altfel de așteptat, deoarece în ambele cazuri structurile sînt aluminiu — bioxid de siliciu — siliciu. În ceea ce privește valoarea densității sarcinii de la suprafață rezultă

$$Q_{ss}/q \text{ [O}_2 \text{ uscat, (111), 920}^\circ\text{C]} = 1,85 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2},$$

$$Q_{ss}/q \text{ [O}_2 \text{ uscat, (100), 1 200}^\circ\text{C]} = 1,36 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

indicînd dependența ei de condițiile de oxidare și orientarea cristalografică a substratului.

9.9. Variația tensiunii de benzi netede este dată de

$$\Delta V_{FB} = - \frac{1}{C_o} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_o} \rho(x) dx, \quad (1)$$

care cu condiția impusă prin enunț

$$\int_0^{x_0} \rho(x) dx = Q \quad (2)$$

se poate scrie

$$\Delta V_{FB} = - \frac{Q}{C_o x_o} \frac{\int_0^{x_0} x \rho(x) dx}{\int_0^{x_0} \rho(x) dx} = - \frac{Q}{C_o x_o} x_q, \quad (3)$$

unde x_q este distanța de la interfața metal-oxid pînă la proiecția „centrului de greutate” al distribuției $\rho(x)$ pe axa x .

Înlocuind valorile numerice, relația (3) devine:

$$\Delta V_{FB} = - \frac{Q x_o}{K_o \epsilon_0} \frac{x_q}{x_o} = - \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{12} \cdot 0,2 \cdot 10^{-4}}{3,9 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14}} \frac{x_q}{x_o} = - 9,26 \frac{x_q}{x_o}. \quad (4)$$

Pentru cazurile (a), (b) și (c) se obține $x_q/x_o = 1/2$; $1/3$ și $2/3$ și corespunzător $\Delta V_{FB} = -4,63$; $-3,08$; $-6,17$ V.

9.10. Fie $g(E)$ densitatea de nivele energetice pe unitatea de energie corespunzătoare stărilor rapide de suprafață și $f(E)$ funcția de distribuție Fermi-Dirac. Pentru o variație dE a energiei, variația sarcinii prinsă în stările rapide de suprafață va fi

$$dQ_{st} = - qg(E) f(E) dE; \quad (1)$$

(Apare semnul minus deoarece se consideră stări de tip acceptor).

Sarcina din stările de suprafață rapide rezultă direct

$$Q_{st} = \int_{E_v}^{E_c} dQ_{st} = -q \int_{E_v}^{E_c} g(E) f(E) dE. \quad (2)$$

În continuare se consideră cazul unui substrat de tip p .

(a) În acest caz

$$g(E) = N_{st} \delta(E - E_i), \quad (3)$$

unde $\delta(E - E_i)$ este funcția delta. Înlocuind (3) în (2) se obține

$$Q_{st} = -qN_{st} \frac{1}{1 + e^{(E_i - E_F)/kT}}. \quad (4)$$

Între potențialul la suprafață și nivelul Fermi există relația

$$E_F = E_i + q(\Phi_s - \Phi_F), \quad (5)$$

unde E_F și E_i sînt mărimi pozitive, măsurate față de virful benzii de valență la suprafață. Φ_s și Φ_F se socotesc față de nivelul Fermi intrinsec din volum.

Înlocuind (5) în (4) rezultă dependența $Q_{st}(\Phi_s)$.

Se obține

$$Q_{st} = -qN_{st} \frac{1}{1 + e^{(q/kT)(\Phi_F - \Phi_s)}}, \quad (6)$$

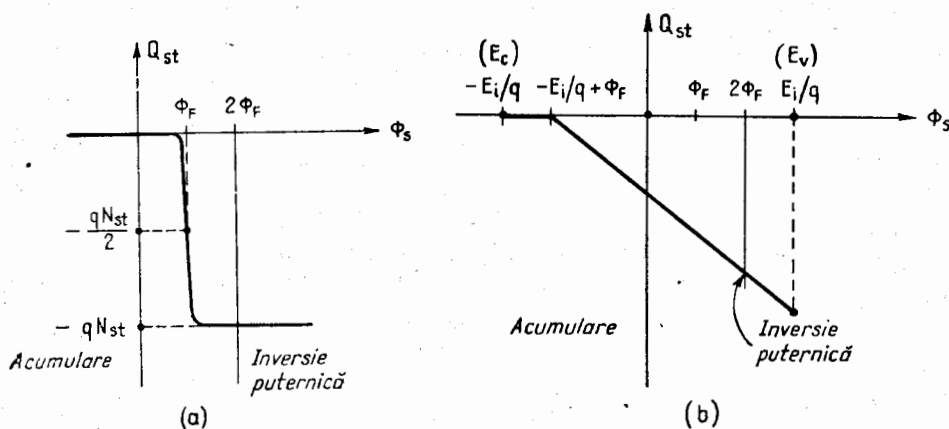


Fig. P.9.4.

reprezentată calitativ în figura P.9.4a.

(b) În acest caz

$$g(E) = D_{st} \quad (7)$$

și se obține

$$Q = qkTD_{st} \ln \frac{1 + e^{-[E_i - q(\Phi_s - \Phi_F)]/kT}}{1 + e^{[E_i + q(\Phi_s - \Phi_F)]/kT}}, \quad (8)$$

relație reprezentată calitativ în figura P.9.4 b. Se observă că practic pentru $q\Phi_s > q\Phi_F - E_i$, relația (8) devine

$$Q_{st} = -q^2 D_{st} [E_i/q - \Phi_F + \Phi_s], \quad (9)$$

rezultat care era de altfel de așteptat și se putea deduce direct.

9.11. Urmind aceeași metodă ca cea folosită în paragraful 9.2a, se arată că în prezența stărilor rapide de suprafață expresia capacității structurii MOS este dată de

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_s + C_{st}}, \quad (1)$$

unde :

C este capacitatea structurii;

C_o — capacitatea oxidului dată de $K_s \epsilon_0 / x_o$;

C_s — capacitatea asociată variației de sarcină din regiunea de sarcină spațială de la suprafață, definită de

$$C_s = - \frac{dQ_s}{d\Phi_s}; \quad (2)$$

C_{st} — capacitatea asociată variației de sarcină din stările de suprafață definită de

$$C_{st} = - \frac{dQ_{st}}{d\Phi_s}. \quad (3)$$

Relației (1) îi corespunde schema echivalentă din figura P.9.5. În continuare pentru fixarea ideilor se va considera cazul unui substrat de tip p , rezultatele care se obțin putîndu-se extinde imediat și pentru cazul substratului de tip n .

(a) *Stări cu un singur nivel energetic.* După cum rezultă din relația (4) din problema 9.10 variații ale sarcinii din stările de suprafață apar numai în regiunea de golire (vezi și fig. P.9.4a). Aceasta înseamnă că în regiunile de acumulare și inversie aspectul caracteristicii nu se modifică față de cel al caracteristicii ideale.

Dependența $C(V_G)$ în regiunea de golire se deduce în cadrul aproximației de golire ca în paragraful 9.2a, plecînd de la relația (vezi și relația 9.16)

$$V_G = - \frac{Q_s + Q_{st}}{C_o} + \Phi_s. \quad (4)$$

Înlocuind valoarea Q_{st} (vezi problema 9.10), relația (4) devine

$$V_G = - \frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s + \frac{qN_{st}}{C_o} \frac{1}{1 + e^{(q/kT)(\Phi_F - \Phi_s)}}. \quad (5)$$

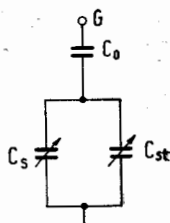


Fig. P.9.5.

Se deosebesc practic două porțiuni ale caracteristicii:

(I) pentru $\Phi_s < \Phi_F$, cînd se poate considera că termenul $-Q_{st}/C_o$ nu contează, iar caracteristica $C(V_G)$ se suprapune cu caracteristica ideală.

Acest domeniu se extinde pînă la o tensiune de poartă V'_T dată de

$$V'_T = \left[-\frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s \right]_{\Phi_s = \Phi_F} \quad (6)$$

(II) pentru $\Phi_s > \Phi_F$, se poate considera termenul $-Q_{st}/C_o$ constant.

Se obține o dependență $C(V_G)$ de forma aceeași dată de relația 9.20 însă în care V_G se înlocuiește prin $V_G + \frac{qN_{st}}{C_o}$.

Valoarea tensiunii de grilă V''_T la care apare inversia puternică (tensiunea de prag) va fi dată de

$$V''_T = V_T + \frac{qN_{st}}{C_o}, \quad (7)$$

unde V_T este tensiunea de prag a caracteristicii ideale.

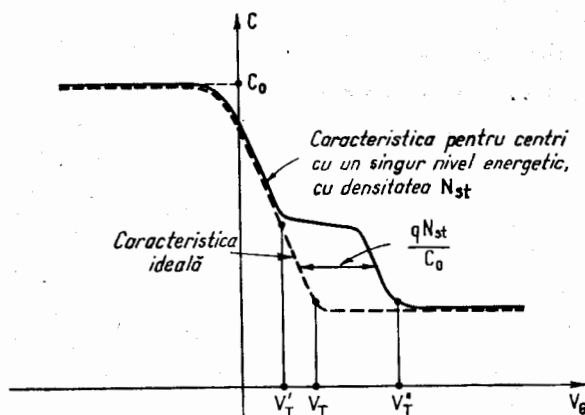


Fig. P.9.6.

Aspectul caracteristicii este dat în figura P.9.6.

Capacitatea C_{st} se obține înlocuind relația (6) din problema 9.10, în relația (3)

$$C_{st} = \frac{q^2 N_{st}}{kT} \frac{e^{(q/kT)(\Phi_F - \Phi_s)}}{[1 + e^{(q/kT)(\Phi_F - \Phi_s)}]^2} \quad (8)$$

După cum rezultă din (8) capacitatea C_{st} este neglijabilă în tot domeniul de variație a lui Φ_s , exceptînd o zonă foarte restrînsă din jurul valorii $\Phi_s = \Phi_F$, după cum era de altfel și de așteptat, deoarece numai în această zonă apare o variație de sarcină.

(b) *Stări uniform distribuite în energie, în toată banda interzisă.* În acest caz sarcina din stările rapide de suprafață există și cînd la suprafață se formează o regiune de acumulare sau de inversie (vezi fig. P.9.4). Evident valoarea capacității structurii nu se va modifica în aceste două regiuni, în schimb, se vor modifica valorile tensiunilor de poartă pentru care se trece din acumulare în golire și din golire în inversie, V_T' și respectiv V_T'' (vezi și fig. P.9.7).

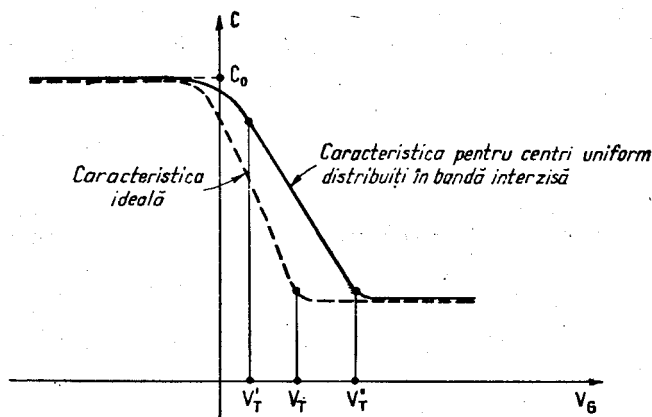


Fig. P.9.7.

Pentru a deduce V_T' și V_T'' se scrie o expresie similară expresiei (4)

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s + \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left[\frac{E_i}{q} - \Phi_F + \Phi_s \right]. \quad (9)$$

V_T' se obține din condiția $\Phi_s = 0$

$$V_T' = \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left[\frac{E_i}{q} - \Phi_F \right], \quad (10)$$

iar V_T'' din condiția $\Phi_s = 2\Phi_F$

$$V_T'' = V_T + \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left[\frac{E_i}{q} + \Phi_F \right]. \quad (11)$$

Capacitatea C_{st} se obține înlocuind în (3), relația (9) din problema 9.10

$$C_{st} = q^2 D_{st}. \quad (12)$$

Caracteristica $C(V_G)$ în regiunea de golire se obține în cadrul aproximației de golire urmînd metoda utilizată în paragraful 9.2a.

Astfel, (9) se va scrie

$$\left[V_G - \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} - \Phi_F \right) \right] = - \frac{Q_s}{C_o} + \Phi_s \left[1 + \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \right]. \quad (13)$$

Pentru comoditate se fac notațiile :

$$V_G - \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} - \Phi_F \right) = v, \quad (14)$$

$$1 + \frac{q^2 D_{st}}{C_o} = \gamma \quad (15)$$

Cu aceste notații și ținând cont de relațiile 9.1 și 9.4 relația (13) se poate scrie

$$v = \frac{q N_A x_d}{C_o} + \frac{q N_A x_d^2}{2 K_s \epsilon_0} \gamma. \quad (16)$$

Expresia (16) este o ecuație de gradul doi din care se poate determina x_d :

$$x_d = \frac{K_s \epsilon_0}{C_o \gamma} (-1 + R), \quad (17)$$

unde s-a notat

$$R = \sqrt{1 + \frac{2 C_o^2}{K_s \epsilon_0 q N_A} v \gamma}. \quad (18)$$

Expresia (1) se poate rearanja astfel :

$$\frac{C}{C_o} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{C_s}{C_o} + \frac{C_{st}}{C_o}}}. \quad (19)$$

Deoarece $C_s = K_s \epsilon_0 / x_d$ și $C_{st} / C_o = \gamma - 1$, vezi (12) și (15), (19) devine

$$\frac{C}{C_o} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma R}, \quad (20)$$

sau

$$\frac{C}{C_o} = \frac{q^2 D_{st}}{C_o + q^2 D_{st}} + \frac{C_o}{C_o + q^2 D_{st}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2C_o(C_o + q^2 D_{st})}{K_s \epsilon_0 q N_A} \left[V_G - \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} - \Phi_F \right) \right]}} \quad (21)$$

Aspectul caracteristicii este dat în figura P.9.7.

10. EFECTE DE SUPRAFAȚĂ ASUPRA JONCTIUNILOR pn

10.1. Se presupune un substrat de tip p (pentru substratul de tip n va rezulta o tensiune de prag egală și de semn contrar cu cea corespunzătoare substratului de tip p). Tensiunea de prag este dată de expresia (vezi 10.11, 10.7, 10.4)

$$V_T = \frac{x_o}{K_o \epsilon_0} \sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_A \left(2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} + V_R \right)} + 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} + V_R$$

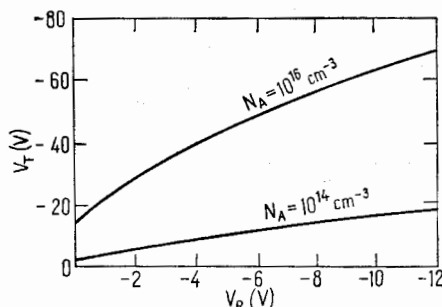


Fig. P.10.1.

Înlocuind valorile numerice se obține pentru

$$N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}: V_T = 16,67 \sqrt{0,695 + V_R} + 0,695 + V_R,$$

și pentru

$$N_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}: V_T = 1,67 \sqrt{0,23 + V_R} + 0,23 + V_R,$$

reprezentate grafic în figura P.10.1.

10.2. (a) Între tensiunea de poartă și potențialul la suprafață există relația

$$V_G = V_{FB} - \frac{1}{C_o} \sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_D |\Phi_s|} + \Phi_s = -2 - 3,33 \sqrt{|\Phi_s|} + \Phi_s. \quad (1)$$

Înlocuind în (1) $\Phi_s = \Phi_{Fn} = -0,348\text{V}$ (suprafață intrinsecă) și $\Phi_s = 2\Phi_{Fn} = -0,695\text{V}$ (suprafață puternic inversată) se obține $V_G = -4,31\text{V}$ și respectiv $V_G = -5,47\text{V}$.

(b) Tensiunea de prag V_T , rezultă din (1) înlocuind $\Phi_s = 2\Phi_{Fn} + V_R = -1,695\text{V}$,

$$V_T (V_R = -1\text{V}) = -8,03\text{V}.$$

Componentele curentului de recombinare se obțin din relațiile 10.17, 10.18 și 10.19 în care se înlocuiesc următoarele valori:

$$\tau_{JM} = \tau_{JIC} = 10^{-6}\text{s},$$

$$A_{JM} = A_s = 10^{-3}\text{cm}^2.$$

Joncțiunea se presupune abruptă. Conform paragrafului 6.2a pentru o joncțiune asimetrică diferența internă de potențial se poate lua cu bună aproximație egală cu $2\Phi_{Fn}$. Această observație permite reducerea volumului de calcule. Din figura 9.6 rezultă pentru $C_B = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, lățimea regiunii de sarcină spațială la echilibru, $W = 0,3\text{ }\mu\text{m}$. Evident, pentru o polarizare inversă $V_R = 1\text{V}$, se obține

$$W_R = x_{d\max,R} = W \sqrt{1 + V_R/2\Phi_{Fn}} = 0,469\text{ }\mu\text{m}. \quad (2)$$

Înlocuind valorile numerice în relațiile 10.17, 10.18 și 10.19 se obține

$$I_{\text{gen}, JM} = I_{\text{gen}, JIC} = 54,4\text{ pA} \text{ și } I_{\text{gen}, s} = 5,8\text{ pA}.$$

Curentul invers de difuzie datorat purtătorilor minoritari se obține din relația 6.52 în care se consideră $\tau_p = \tau = 1\text{ }\mu\text{s}$, $D_p = 10\text{ cm}^2/\text{s}$ (vezi fig. 4.11). Rezultă $I_{\text{dif}} = 1,064 \cdot 10^{-2}\text{ pA}$.

În funcție de tensiunea de poartă rezultă următoarele valori ale curentului invers:

$$V_G = +20\text{V}, \quad 0\text{V}; \quad V_G > V_{FB}: \quad I_R = I_{\text{gen}, JM} = 54,4\text{ pA};$$

$$V_G = -20\text{V}, \quad V_G < V_T: \quad I_R = I_{\text{gen}, JM} + I_{\text{gen}, JIC} = 108,8\text{ pA}.$$

(c) Ținând cont de polarizarea directă a joncțiunii și considerînd valabilă în continuare aproximația de golire pentru joncțiunea metalurgică se obține

$$W_F = x_{d\max, F} = W \sqrt{1 + V_F/2\Phi_{Fn}} = 0,195\text{ }\mu\text{m}. \quad (3)$$

Curenții de generare corespunzători acestor lățimi ale regiunilor golite devin

$$I_{\text{gen}, JM} = I_{\text{gen}, JIC} = 35,54\text{ pA}.$$

În conformitate cu relațiile 6.69 și 10.22 curentul direct I_F este dat de

$$I_F = I_{\text{dif}} e^{qV_F/kT} + I_{\text{rec}} e^{qV_F/2kT}. \quad (4)$$

Tensiunea de prag rezultă din (1), înlocuind $\phi_s = 2\phi_{Fn} - V_F = -0,295$ V, $V_T(V_F = 0,4 \text{ V}) = -4,10$ V. Înlocuind valorile numerice se obține pentru

$$V_G = +20 \text{ V}, 0 \text{ V}; I_F = 0,0555 + 0,0812 = 0,137 \text{ } \mu\text{A};$$

$$V_G = -20 \text{ V}; I_F = 0,0555 + 0,1624 = 0,218 \text{ } \mu\text{A}.$$

Dependența curentului invers și direct în funcție de tensiunea de poartă este reprezentat în figura P.10.2.

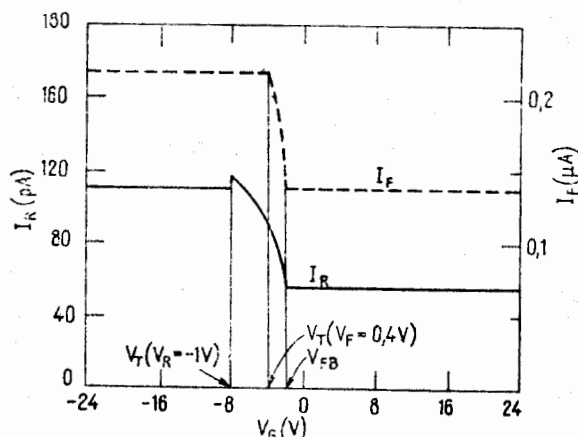


Fig. P.10.2.

(d) Se presupune o dependență liniară a tensiunii de străpungere BV de tensiunea de poartă V_G . La inversie puternică se atinge practic tensiunea de străpungere a joncțiunii plane $BV_{\text{plan}} = -65$ V (vezi figura 6.31) careia îi corespunde o tensiune de poartă — conform (1) — de -96 V. Pentru cazul în care se realizează condiția de benzi netede se poate presupune că străpungerea este determinată de forma curbă a joncțiunii. Deci la $V_G = V_{FB} = -2$ V, $BV = -48$ V (vezi figura 6.31). Rezultă dependența liniară

$$BV \approx 0,18 V_G - 47,6 \quad [\text{V}], \quad (5)$$

și corespunzător pentru $V_G = +20, 0, -20$ V se obține $|BV| \approx 44; 47,6; 51,2$ V.

Absența porții se poate descrie cu aproximație punind $V_G = V_{FB}$ (în acest caz liniile echipotențiale în oxid sînt practic perpendiculare pe suprafața semiconductorului).

10.3. Dioda cu poartă fiind un dispozitiv cu trei terminale se deosebesc, după modul în care se face măsurarea, următoarele valori ale capacităților cerute în problemă:

$C_{J,s}$ — capacitatea joncțiunii cu poarta scurtcircuitată la substrat;

$C_{J,o}$ — capacitatea joncțiunii cu poarta în gol;

$C_{GJ,s}$ — capacitatea poartă-regiunea p^+ cu substratul scurtcircuitat la regiunea p^+ ;

$C_{GJ,o}$ — capacitatea poartă-regiunea p^+ cu substratul în gol.

Starea de scurtcircuit sau gol se consideră din punct de vedere al componentei de curent alternativ.

Deoarece $V_{FB} = -2$ V, iar tensiunea de prag are valorile $V_T(V_R = 0V) = -5,48$ V și $V_T(V_R = -2$ V) = $-10,18$ V rezultă: pentru $V_G = 0V$, $+20$ V la suprafață se formează o regiune de acumulare, iar pentru $V_G = -20$ V o regiune de inversie.

Ținând cont de această observație se obțin următoarele expresii pentru valorile capacităților:

	$V_G = 0V, +20$ V	$V_G = -20$ V
$C_{J,s}$	C_{JM}	$C_{JM} + C_o$
$C_{J,0}$	C_{JM}	C_{JM}
$C_{GJ,s}$	C_o	C_o
$C_{GJ,0}$	C_{JM} în serie cu C_o	C_o

În expresiile de mai sus capacitatea asociată joncțiunii induse de cîmp (C_{JIC}) s-a considerat nulă, chiar pentru frecvențe relativ joase ale semnalului de măsură (deoarece joncțiunea $p+n$ invers polarizată este acum aceea care furnizează purtători minoritari stratului de inversie și nu procesele de generare din regiunea golită a joncțiunii induse de cîmp — vezi pag. și figura 10.8).

C_{JM} și C_o sînt date de $K_s \epsilon_0 A_{JM}/W$ și respectiv de $K_o \epsilon_0 A_s/x_o$. Din figura 6.9 rezultă $W(V_R = 0V) = 0,3$ μm și $W(V_R = -2V) = 0,6$ μm . Înlocuind valorile numerice se obține $C_o = 17,3$ pF, $C_{JM}(V_R = 0V) = 34,5$ pF și $C_{JM}(V_R = -2$ V) = $17,5$ pF.

Deducerea valorii numerice a capacităților din tabelul de mai sus, în condițiile cerute de enunțul problemei, este directă și se lasă în seama cititorului.

10.4. Factorul de amplificarea în curent h_{FE} , presupunînd un coeficient de injecție $\gamma = 1$, este dat de

$$h_{FE} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{(1 - \alpha_T) I_C + I_{rec}} \quad (1)$$

Evident

$$H = \frac{h_{FE, \max}}{h_{FE, \min}} = \frac{(1 - \alpha_T) I_C + I_{rec, \max}}{(1 - \alpha_T) I_C + I_{rec, \min}} \quad (2)$$

Ținînd cont de 10.17, 10.18, 10.19, 10.22 se poate exprima curentul de recombinare; curentul de colector este dat de 7.12 deoarece $\gamma = 1$; α_T rezultă din 7.21. Înlocuind expresiile corespunzătoare se obține în final

$$H = 1 + \frac{\frac{x_{d\max}}{\tau_{0JIC}} \frac{A_{JIC}}{A_{JM}} + s_o \frac{A_s}{A_{JM}}}{\frac{W_B}{L_{pB}} \sqrt{\frac{W_B}{q \tau_{pB} N_{DB} A_{JM}}} \sqrt{I_C} + \frac{W_{JM}}{\tau_{0JM}}} \quad (3)$$

10.5. Pentru ca să apară un curent în exces trebuie ca la suprafață să se formeze o regiune de inversie, iar pe joncțiune să se aplice cel puțin tensiunea $V_R = BV_{JIC} = 2$ V.

Rezultatul se obține imediat utilizând graficul de la problema 10.1

$$V_G \geq 30 \text{ V.}$$

10.6. Cîmpul la suprafață se deduce din relația $\mathcal{E}_s = -Q_s/K_s\epsilon_0$. Ținînd cont de 10.7, 10.4 și înlocuind valorile numerice se obține

$$\mathcal{E}_s = \sqrt{\frac{2qN_A}{K_s\epsilon_0} (2\Phi_{Fp} + V_R)} = 4,62 \sqrt{1 + \frac{V_R}{0,695}} \quad (\text{V/cm}) \quad (1)$$

unde V_R se înlocuiește în volți.

Tensiunea de străpungere presupunînd joncțiunea indusă de cîmp plană, se obține înlocuind în (1) $\mathcal{E}_s = \mathcal{E}_{\text{crit}} = 4,22 \cdot 10^{+5} \text{ V/cm}$ (vezi figura 6.27) și $V_R = BV_{JIC}$:

$$BV_{JIC} = \frac{K_s\epsilon_0 E_{\text{crit}}^2}{2qN_A} - 2\Phi_{Fp} = 57 \text{ V.} \quad (2)$$

Comparînd (2) cu expresia 6.87 a tensiunii de străpungere BV pentru o joncțiune plană abruptă asimetrică rezultă

$$BV_{JIC} \simeq BV \quad (3)$$

deoarece în general $BV_{JIC} \geq 2\Phi_{Fp}$.

11. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP DE SUPRAFAȚĂ

11.1. Urmînd aceeași metodă ca cea folosită în paragraful 11.2a se obține:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp}) - \frac{V_D}{2} \right] V_D; \quad (1)$$

$$g = g_{\text{msat}} = \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp}). \quad (2)$$

Comparînd cu 11.8 se observă că o expresie pentru caracteristicile statice de forma (1) se obține în cazul în care substratul are o concentrație mică de impurități (rezistivitate mare) și oxidul este subțire.

11.2. Cîmpul electric din canal este dat de $\mathcal{E} = dV/dy$ și se poate obține din expresia 11.2, ținînd seama de 11.5, 11.6 și 11.7.

Cîmpul la suprafață rezultă din relația $\mathcal{E}_s = -(Q_n + Q_B)/K_s\epsilon_0$ înlocuind Q_n și Q_B prin expresiile 11.5 și 11.7.

Cîmpul electric din canal atinge valoarea maximă la drenă. Dacă $V_D = V_{Dsat}$ această valoare maximă este infinită indicînd inconsistența, în apropierea saturației, a presupunerilor tacit adoptate în deducerea expresiei 11.9 a caracteristicilor (cîmpul în canal este paralel cu axa y , iar în oxid perpendicular pe axa y).

11.3. Dacă $V_D = V_G$ tensiunea efectiv aplicată semiconductorului lîngă drenă este nulă. Deci $Q_n(L) = 0$, tranzistorul funcționează saturat. Caracteristica $I_D(V_G)$ se obține prin înlocuirea relației 11.15 în 11.9

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \frac{(V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FP})^2}{2} - \frac{K^4}{24} \left[2 \left(1 - \frac{V_G - V_{FB}}{K^2} \right)^{3/2} + \right. \right. \\ \left. \left. + 3 \frac{V_G - V_{FB}}{K^2} - 2 \right] + \frac{2}{3} K (2\Phi_{FP})^{3/2} \right\}, \quad (1)$$

unde

$$K = \frac{\sqrt{2qK_s\epsilon_0 N_A}}{C_o}.$$

Expresia (1) arată că prin tranzistor trece curent numai dacă

$$V_G > V'_T = V_{FB} + 2\Phi_{FP} = V_T + \frac{Q_{Bo}}{C_o}. \quad (2)$$

Rezultă că V_T se va putea măsura numai în cazul în care termenul Q_{Bo}/C_o este neglijabil (rezistivitate mare a substratului, oxid subțire).

11.4. În cele ce urmează tensiunile se vor nota cu un al doilea indice care arată electrodul al cărui potențial se ia ca referință (este la masă). Substratului i se afectează indicele B .

Caracteristicile curent-tensiune în regiunea liniară se obțin procedînd la fel ca în paragraful 11.2a :

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ (V_{DB} - V_{SB}) \left(V_{GB} - V_{FB} - 2\Phi_{FP} - \frac{V_{DB} + V_{SB}}{2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} K [(V_{DB} + 2\Phi_{FP})^{3/2} - (2\Phi_{FP} + V_{SB})^{3/2}] \right\} \quad [\text{substratul la masă}] \quad (1)$$

și

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ V_{DS} \left(V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_{FP} - \frac{V_{DS}}{2} \right) - \frac{2}{3} K [(V_{DS} - V_{BS} + 2\Phi_{FP})^{3/2} - \right. \\ \left. - (2\Phi_{FP} - V_{BS})^{3/2}] \right\} \quad [\text{sursa la masă}] \quad (2)$$

Condiția de saturație se scrie (presupunând sursa la masă)

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} + \frac{K^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{V_{GS} - V_{FB} - V_{BS}}{K^2}} \right]. \quad (3)$$

Ținând cont de aceste expresii, cele cerute în enunțul problemei se deduc prin calcule algebrice care se lasă în seama cititorului.

11.5. Examinând expresiile caracteristicile $I_D(V_G, V_D)$ în regiunea liniară (vezi 11.8) și în regiunea de saturație (vezi soluția problemei 11.3) rezultă că o dependență parabolică se obține în regiunea de saturație, dacă tranzistorul este realizat pe un substrat de rezistivitate mare și grosimea oxidului este mică.

La aceeași concluzie se ajunge examinând expresia caracteristicilor determinată în problema 11.1.

În practică pentru a evita lucrul cu expresii complicate se preferă pentru regiunea de saturație următoarea aproximație pentru caracteristica $I_D(V_D)$:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_{Fp})^2 K_1,$$

unde K_1 este o constantă care depinde numai de V_{BS} și are o valoare puțin mai mică ca $1/2$.

11.6. Variația relativă a conductanței în regiunea liniară, raportată la variația de temperatură, rezultă folosind relațiile din tabelul 11.1:

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dT} = \pm \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} - \frac{1}{|V_G - V_T|} \frac{dV_T}{dT}. \quad (1)$$

Ținând cont de rezultatul problemei 9.4 și presupunând $\mu \sim T^{-1}$ se obține

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dT} = \mp \frac{1}{T} \mp \frac{1}{|V_G - V_T|} \frac{1}{T} \left(|\Phi_F| - \frac{E_G}{2q} - \frac{3}{2} \frac{kT}{q} \right) \left(2 + \frac{1}{C_o} \frac{|Q_B|}{|\Phi_F|} \right). \quad (2)$$

Semnul $-$ se ia pentru canal de tip n , iar $+$ pentru canal de tip p .

11.7. Se va considera un tranzistor cu canal n . Stările de suprafață se presupun acceptoare.

Caracteristicile statice ale tranzistorului se deduc ca în paragraful 11.2a ținând însă seama de sarcina Q_{st} din stările de suprafață. Utilizând pentru Q_{st} relația (9) din problema 9.10 rezultă următoarea expresie pentru caracteristicile statice:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{Fp} - \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} + \Phi_{Fp} \right) - \frac{V_D}{2} \left(1 + \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{2 \sqrt{2K_s \epsilon_0 q N_A}}{C_o} [(V_D + 2\Phi_{Fp})^{3/2} - (2\Phi_{Fp})^{3/2}] \right\}. \quad (1)$$

Conductanța canalului în regiunea liniară este dată de

$$g = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_D=0} = \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left[V_G - V_{FB} - 2\Phi_{FP} - \frac{Q_{Bo}}{C_o} - \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} + \Phi_{FP} \right) \right]. \quad (2)$$

Se observă că apare o scădere a conductanței determinată de creșterea tensiunii de prag cu

$$\Delta V_T = \frac{q^2 D_{st}}{C_o} \left(\frac{E_i}{q} + \Phi_{FP} \right). \quad (3)$$

rezultat care de altfel era de așteptat și se putea obține direct.

Scăderea mobilității în stratul de inversie determină de asemenea o scădere a conductanței.

Observație: În cazul unui tranzistor cu canal p sarcina din stările de suprafață (considerate acceptoare) determină o creștere a conductanței, efect contrar celui determinat de scăderea mobilității în stratul de inversie.

INDEX DE NOȚIUNI ÎN LIMBILE ROMÂNĂ ȘI ENGLEZĂ

—A—

Acceptori — Acceptors, 115
 Acumulare — Accumulation, 287
 Aglomerarea curentului în tranzistoarele cu joncțiuni — Current crowding, in junction transistors, 250
 Amplificator cu tranzistor — Amplifier, transistor, 234
 Analogia cu mișcarea unei bule în lichid — Bubble analogy, 112
 Anodizare — Anodization, 39
 Aproximația de golire — Depletion approximation, 177, 289
 Arseniura de galiu (galiu-arsen) — Gallium arsenide, concentrația intrinsecă a purtătorilor în... — intrinsic carrier concentration, 114
 proprietăți ale... (tabel) — properties of (Table), 120, 121
 Aur-Gold
 difuzia în siliciu-diffusion in silicon, 55
 efectul asupra rezistivității — effect on resistivity, 163
 secțiune de captură — capture cross section, 162
 Autodopare — Autodoping, 102

—B—

Bandă de conducție — Conduction band, 110
 Bandă de valență — Valence band, 109
 margine a-edge, 112
 Bandă interzisă — Forbidden gap, 109
 Bandă interzisă, lărgimea pentru Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Energy gap, for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 120
 Bază — Base
 a tranzistoarelor cu joncțiuni — of junction transistors, 230
 conexiunea cu... comună — Common-base mode, 233

factor de... — factor, 240
 tensiunea de străpungere în avalanșă — avalanche breakdown voltage, 252
 factor de amplificare în curent — current gain, 232, 241
 rezistența... — resistance, 250—252
 Bază cu concentrație neuniformă de impurități — Graded base regions, 246
 Benzi de energie — Energy bands, 109
 Bioxid de siliciu — Silicon dioxide, 39
 coeficienți de difuzie în... — diffusivities in, 57
 mascare prin... — masking, 94—96
 Boltzmann — Boltzmann
 distribuția... — distribution, 118
 statistica... — statistics, 118

—C—

Canal — Channel
 caracteristică... — characteristic, 327
 conductanță de... la tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiune — conductance, junction field effect transistors, 266, 272
 curenți de... — currents, 327
 la tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiune — junction field effect transistors, 266
 la tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață — surface field effect transistors, 299, 339, 345
 metalurgie — metallurgical, 352
 Canal cu concentrație neuniformă de impurități la tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiune — Graded channel regions, junction field effect transistors, 276
 Capacitate — Capacitance, 190
 a joncțiunilor asimetrice abrupte — of one-sided step junctions, 191
 a joncțiunilor liniar gradate — of linearly graded junctions, 192
 de semnal mic — small-signal, 190
 Capcană — Trap, 150

- Caracteristici capacitate-tensiune ale structurilor MOS — Capacitance-voltage characteristics of MOS structures, 293–298
efecte de frecvență asupra... — frequency effects on, 296
ale joncțiunilor *pn* — of *pn* junctions, 190–193
- Caracteristicile directe curent-tensiune — Forward current-voltage characteristics, pentru joncțiunile de Ge, Si și GaAs — for Ge, Si and GaAs junctions, 210–211
reprezentare empirică — empirical representation, 209
- Caracteristici curent-tensiune — Current-voltage characteristics, ale diodelor cu poartă — of gate-controlled diodes, 320–326
ale joncțiunilor *pn* — of *pn* junctions, 193–212
ale tranzistoarelor cu efect de câmp cu joncțiune — of junction field-effect transistors, 270–274
ale tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață — of surface field-effect transistors, 342–347
- Căldura specifică a Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Specific heat of Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121
- Cinetica — Kinetics
creșterii din fază de vapori — of vapor-phase growth, 26–29
oxidării — of oxidation, 40–49
procesului de recombinare — of recombination process, 147–155
- Ciocniri — Collisions
intervalul dintre... — time interval between, 126
- Circuite integrate — Integrated circuits, 19
- Câmp critic pentru străpungerea joncțiunii — Critical field, for junction breakdown, 213, 214
- Câmp electric — Electric field, 172
intern — built-in, 49, 77–82, 224
- Câmpul electric maxim — Maximum electric field,
în joncțiuni abrupte — in step junction, 179
în joncțiuni liniar gradate — in linearly graded junctions, 185
- Coefficient de difuzie — Diffusivity, 54
e electronilor — of electrons, 133
a golurilor — of holes, 133
în bioxidul de siliciu — in silicon dioxide, 57
în gaze — in gases, 36
în siliciu — in silicon, 55–57
- termică — thermal, 59
for Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121
- Colector al tranzistoarelor joncțiuni — Collector of junction transistors, 230
- Comutator cu tranzistor — Switch, transistor, 235
- Concentrații — Concentrations
ale purtătorilor intrinseci — intrinsic carrier, 113, 122
de electroni — electron, 118
de goluri — hole, 118
- Condiția de pătrundere la tranzistoarele cu joncțiuni — Punch-through condition in junction transistors, 252
- Conductanța mutuală — Transconductance, a tranzistoarelor cu efect de câmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 274
a tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață — surface field-effect transistors, 348
- Conductibilitate de tip *n* — *n*-type conductivity, 115
- Conductibilitate de tip *p* — *p*-type conductivity, 116
- Conductivitate termică pentru Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Thermal conductivity, for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121
- Conducție — Conduction, 109
bandă de... — band, 110
electron de... — electron, 111
marginea benzii de... — band edge, 112
pe suprafața oxidului — on oxide surfaces, 369–373
- Constanta dielectrică pentru Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Dielectric constant, for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121
- Contaminarea cu sodiu în oxizi — Sodium contamination, in oxides, 363
- Contaminarea ionică a oxidului — Ionic contamination of oxide, 359–363
- Continuum — Continuum
de centri de recombinare-generare — of recombination-generation centers, 324
de stări de suprafață — of surface states, 324
- Corodare — Etching, 24
- Creștere din fază de vapori — Vapor-phase growth, 23–37
cinetica... — kinetics of, 26–29
- Creștere epitaxială — Epitaxial growth, 23–37
redistribuția impurităților la... — redistribution of impurities in, 96–102
- Criteriul de echilibru — Equilibrium criterion, 119
- Cuptor de oxidare — Furnace, oxidation, 40

Curent direct — Forward current,
de difuzie — diffusion, 203—207
dependența de temperatură a... — tem-
perature dependence of, 210—211
de recombinare — recombination, 207—
209

Curent invers — Reverse current,
al joncțiunilor de Ge, Si și GaAs — of
Ge, Si and GaAs junctions, 199—200
de difuzie — diffusion, 194, 194—201
dependența de temperatură a... — tem-
perature dependence, 200
de generare — generation, 193—196
la iluminare — under illumination, 201

Curent de saturație — Saturation current,
în tranzistoare cu efect de cîmp, cu
joncțiune — in junction field-effect tran-
sistors, 269
în tranzistoare cu efect de cîmp de su-
prafață — in surface field-effect tran-
sistors, 347

Cvazi-echilibru — Quasi-equilibrium, 204—
205

—D—

Degradare prin radiație — Radiation dama-
ge,
efectul... asupra stărilor rapide de
suprafață — effect of, on fast surface
states, 165
efectul... asupra timpului de viață —
effect of, on lifetime, 164

Densitate — Density,
a gazelor — of gases, 36
a Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — of Ge,
Si, GaAs and SiO₂ (Table), 120
efectivă a stărilor pentru Ge, Si și GaAs
(tabel) — of states effective, for Ge, Si
and GaAs (Table), 120

Densități efective — Effective densities,
ale stărilor — of states, 118
pentru Ge, Si și GaAs (tabel) — for Ge,
Si and GaAs (Table), 120

Dependența de temperatură — Temperature
dependence,
a constantei de viteză a oxidării liniare —
of linear oxidation rate constant, 47
a constantei de viteză a oxidării para-
bolice — of parabolic oxidation rate
constant, 46
a curentului direct al joncțiunii — of
junction forward current, 210—211
a curentului invers al joncțiunii — of
junction reverse current, 200

Diferența de potențial internă — Built-in
voltage,
a joncțiunilor abrupte — of step junc-
tions, 178

a joncțiunilor induse de cîmp — of field-
induced junctions, 291, 313

a joncțiunilor liniar gradate — of line-
arly graded junctions 185—186

Difuzie — Diffusion,
a aurului în siliciu — of gold in silicon,
55

a electronilor și golurilor — of electrons
and holes, 133

ajutată de cîmp — field-aided, 77—82
cooperativă — cooperative, 82

curent de... la polarizare directă —
current, forward bias, 203—207

curent de... la polarizare inversă —
current, reverse bias, 193—194, 196—198

ecuația de... — equation, 58

efectele sarcinii spațiale asupra... —
space-charge effects on, 77—82

formule (tabel) — formulas (table), 106
în solide — solid-state, 52—106

lungime de... a impurităților — length
of impurities, 64

lungime de... a purtătorilor minori-
tari — of minority carriers, 144

prin straturi de bioxid de siliciu —
through silicon dioxide layers, 94—96

viteza de stabilire a concentrației la
suprafață la... — external rate limita-
tion, on diffusion, 82—87

Dilatare termică — Thermal expansion
coeficient liniar de... pentru Ge, Si,
GaAs și SiO₂ (tabel) — Linear coefficient
of... for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table),
121

Diode (vezi joncțiuni pn) — Diodes (see pn
Junctions)

Diode cu bază îngustă — Narrow-base dio-
des, 209

Diodă cu poartă — Gate-controlled diode,
286, 312, 318

caracteristica curent-tensiune a... —
current-voltage characteristics of, 319

Diode epitaxiale — Epitaxial diodes,
limitări de tensiune de străpungere —
breakdown voltage limitations,

Diode de lungime finită (cu baza îngustă) —
Finite length (narrow base) diodes, 209

Distribuție uniformă — Uniform distribu-
tion,

a centrilor de recombinare — of recom-
bination centers, 324

a stărilor de suprafață — of surface
states, 324

Donori — Donors, 114

Drenă — Drain,

la tranzistoare cu efect de câmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 265

la tranzistoare cu efect de câmp de suprafață — surface field-effect transistors, 339

Drift — Drift, 125

viteză de... — velocity, 126

— E —

Early — Early,

efectul... — effect, 248

Ecuatia de transport — Transport equation, 58

Efecte — Effects

de frecvență asupra caracteristicii capacități-tensiune a structurii MOS — frequency, on MOS capacitance-voltage characteristics, 296

Efecte de suprafață — Surface effects,

supra factorului amplificării de curent a tranzistorului — on transistor current gain, 325, 330—332

asupra joncțiunilor *pn* — on *pn* junctions, 311—337

asupra tensiunii de străpungere a joncțiunii — on junction breakdown voltage, 332

Efecte la curent mare — High-current effects, 249

Efectele sarcinii spațiale — Space-charge effects,

asupra difuziei — on diffusion, 77—82

asupra oxidării — on oxidation, 49

Efectul orientării cristalografice — Orientation effect,

asupra sarcinii de la suprafață — on surface state charge, 365

asupra vitezei de oxidare — on oxidation rate, 48

Einstein — Einstein,

relația lui... — relationship, 54, 133

Electron — Electron,

coeficient de difuzie al... — diffusivity of, 133

concentrația... — concentration, 118, 122

de captură — capture, 150

de conducție... — conduction, 111

de valență — valence, 109

emisie... — emission, 150

energia potențială a... — potential energy of, 152

mobilitatea... — mobility of, 126

potențial chimic al... — chemical potential of, 116

probabilitatea de emisie... — emission probability, 151

Emitor — Emitter,

al tranzistoarelor cu joncțiuni — of junction transistors, 230

efect de împingere a emitorului — push effect, 81

efect de scufundare a emitorului — emitter-dip effect, 81

eficiență a... — efficiency, 239

factor de... — factor, 240

Emitor comun — Common-emitter mode, 232

factorul de amplificare în curent în conexiunea cu... — current gain, 232, 241

tensiunea de străpungere în conexiunea cu... — breakdown voltage, 252, 254

Energia de activare — Activation energy, a creșterii epitaxiale — epitaxial growth, 29

a difuziei în solide — solid state diffusion, 55

a oxidării — oxidation, 45, 47

Energia de ionizare — Ionization energy, 113

Energia potențială a electronilor — Potential energy of electrons, 172

Energiile de barieră în structurile MOS — Barrier energies in MOS structures, 367—369

Ex-difuzie — Out-diffusion, 84

— F —

Factor de amplificare în curent — Current gain,

al tranzistoarelor cu joncțiuni — of junction transistors, 241

cu baza comună — common-base, 232

cu emitorul comun — common-emitter, 232

efectele de suprafață asupra... — surface effects on, 325, 330—332

efectul curentului colectorului asupra... — effect of collector current on, 242

efectul curentului rezidual asupra... — effect of reverse bias leakage current on, 241

la semnal mic — small-signal, 234

Factorul de amplificare în curent, la semnal mic, al tranzistoarelor cu joncțiuni — Small-signal current gain, of junction transistors, 234

Factor de multiplicare — Multiplication factor, 215

Factor de transport la tranzistoare cu joncțiuni — Transport factor, junction transistors, 240

Fermi — Fermi,
cvasi-nivel... — quasi-Fermi level, 182, 204–205

nivel... — level, 116
ca funcție de temperatură — as a function of temperature, 123
intrinsec — intrinsic, 117, 119
la echilibru — in equilibrium, 176
potențiale... — potentials, 178

Fermi-Dirac — Fermi-Dirac
distribuția... — distribution, 116
statistica... — statistics, 116

Flux — Flux, 26, 41, 53

Formule — Formulas,
pentru difuzia în solide — in solid-state diffusion, 106
pentru fizica semiconductorilor — semiconductor physics, 135
pentru semiconductoare în neechilibru — semiconductors in nonequilibrium, 168
pentru joncțiuni *pn* — for *pn* junctions, 228

pentru tranzistoare cu joncțiuni — for junction transistors, 264
pentru tranzistoare cu efect de câmp cu joncțiuni — for junction field-effect transistors, 282
pentru tranzistoare cu efect de câmp de suprafață cu canal indus de câmp — for field-induced channel surface field-effect transistors, 355

Fotocurent al joncțiunii — Photocurrent, junction, 200

Legea lui Fourier de conducție a căldurii — Fourier's law of heat conduction, 259

Fracție molară — Mole fraction, 25

Frecvența de tăiere — Cut-off frequency,
a tranzistoarelor cu joncțiuni — of junction transistors, 245

a tranzistoarelor cu efect de câmp cu joncțiune — of junction field-effect transistors, 277

a tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață, — of surface field-effect transistors, 350

Funcția complementară de eroare — Complementary error function, 63
proprietățile... (tabel) — properties of (table), 63

Funcția de distribuție — Distribution function,

Boltzmann — Boltzmann, 118

Fermi-Dirac — Fermi-Dirac, 116

— G —

Gaze — Gases,

constantă... — constant, 36
legea... perfecte — ideal gas law, 35
proprietățile... — properties of, 35–37
proprietăți de transport ale... — transport properties of, 36
viscozitatea... — viscosity of, 36

Generare la suprafață — Surface, generation,
curent de... — current, 323
viteză de... — rate, 323

Generarea perechilor electron-gol — Generation of electron-hole pairs, 138

Germaniu — Germanium,
concentrația intrinsecă a purtătorilor — intrinsic carrier concentration, 114
densitatea de stări de suprafață — surface-state density, 165

proprietăți ale... (tabel) — properties of (Table), 120–121

viteza de recombinare pe suprafață — surface recombination velocity, 166

Getterizare — Gettering, 222

Gol — Hole

captură a... — capture, 150
coeficient de difuzie al... — diffusivity of, 133

concentrație a... — concentration, 118, 122

emisia... — emission, 151

probabilitate de emisie a... — emission probability, 151

transportul de... — transport of, 125

Gradientul concentrației de impurități — Gradient of impurity concentration, 65, 67

Gradientul de concentrație, la joncțiune — Concentration gradient, at junction, 65

— H —

Henry — Henry,

legea lui... — Henry's law, 41, 61

constantă lui... — Henry's constant, 42
84

— I —

Iluminare, efect asupra curentului invers al joncțiunii — Illumination, effect on junction reverse current, 201

Impurități — Impurity,

distribuția de... dreptunghiulară —

„Box” impurity distribution, 73

distribuția de... gaussiană — gaussian impurity distribution, 67

- gradient de concentrație al... — concentration gradient, 65, 67
 interstițiale — interstitial, 55
 împrăștiere pe... — scattering, 127
 redistribuția... — redistribution of,
 in creștere epitaxială — in epitaxial growth, 96—102
 intr-un strat predifuzat — in a pre-deposited layer, 92
 prin oxidare termică — thermal oxidation, 87—94
Injectie — Injection, 136
 nivel mare de... — high-level, 138, 249
 nivel mic de... — low-level, 138
 timpul de viață la... — lifetime in, 155—157
Instabilități ale structurilor MOS — Instabilities in MOS structures, 359
Inversie puternică — Strong inversion, 289—291, 313
Ionizare completă — Complete ionization, 113
Izolaant — Insulator, 111
 nitrură de siliciu-silicon nitride, 377
 sarcini în... — charges in, 302—306, 359—364
 sticlă de fosfor — phospho-silicate glass, 373
 sticlă de plumb — lead-silicate glass, 374
Împrăștiere — Scattering,
 la suprafață, efectul asupra tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafață — surface scattering, effect on surface field-effect transistors, 346
 mecanisme de... — mechanisms, 127
 pe impurități — impurity, 127
- J—
- Joncțiune abruptă** — Step junction, 177
 asimetrică — one-sided, 180
 cîmp electric maxim la... — maximum electric field, 179
 diferență de potențial internă — built-in voltage, 178, 181
 formule (tabel) — formulas (Table), 228
 regiunea de sarcină spațială pentru... — space charge region for, 174—183
Joncțiune aliată — Alloy junction, 18
Joncțiune asimetrică abruptă — One-sided step junction, 180
 capacitate a... — capacitance, 191
 formule (tabel) — formulas (Table), 228
 tensiunea de străpungere — breakdown voltage, 216
Joncțiune crescută — Grown junction, 17
Joncțiune difuzată — Diffused junction, 19
 regiunea de sarcină spațială pentru... — space charge region for, 186—190
 tensiunea de străpungere a... — breakdown voltage of, 218
Joncțiune indusă de cîmp — Field-induced junction, 291, 312, 327
 tensiunea de străpungere a... — breakdown voltage of, 327
Joncțiune liniar gradată — Linearly graded junction, 183—186
 capacitate a... — capacitance, 191
 cîmp electric maxim la... — maximum electric field, 185
 diferența de potențial internă la... — built-in voltage, 186
 regiunea de sarcină spațială la... — space-charge region, 183—186
 tensiunea de străpungere a... — breakdown voltage, 217
Joncțiune planară — Planar junction, 169
 tensiune de străpungere a... — breakdown voltage, 219
Joncțiuni pn — pn junctions, 169—228
 aliat — alloy, 18
 adîncime a... — depth, 71
 capacitate a... — capacitance, 190—193
 caracteristica curent-tensiune a... — current-voltage characteristics, 193—212
 comportarea tranzitorie a... — transient behavior of, 222—225
 crescute — grown, 17
 cu poartă — gate-controlled, 312, 318
 curbură, efect asupra străpungerii... — curvature, effect on breakdown of, 220
 curent direct, dependența de temperatură a... — forward current, temperature dependence of, 210—211
 curent invers, dependența de temperatură a... — reverse current, temperature dependence of, 200
 diferență de potențial internă a... — built-in voltage, 178, 185
 difuzate — diffused, 19
 efecte de suprafață asupra... — surface effects on, 311
 fotocurent al... — photocurrent, 200
 induse de cîmp — field-induced, 291, 312, 327
 model unidimensional al... — one-dimensional model, 169
 străpungere a... — breakdown, 170, 212—222
Joncțiune pn controlată prin electrod de cîmp (Joncțiune pn cu poartă) — Field-plate controlled pn junction, 286

- Joncțiuni *pn* din arseniură de galiu — Gallium arsenide *pn* junctions,
curentul direct al... — forward current, 210
curent invers al... — reverse current, 119
- Joncțiuni *pn* cu germaniu — Germanium *pn* junctions,
curentul direct al... — forward current, 210
curentul invers al... — reverse current, 199
- Joncțiuni *pn* cu siliciu — Silicon *pn* junctions,
curentul direct al... — forward current, 210
curentul invers al... — reverse current, 199

L

- Limitarea datorată timpului de tranzit — Transit time limitation, 244
- Limitarea de frecvență — Frequency limitation,
a tranzistoarelor cu joncțiuni — of junction transistors, 245
a tranzistoarelor cu efect de cimp cu joncțiune — of junction field-effect transistors, 277
a tranzistoarelor cu efect de cimp de suprafață — of surface field-effect transistors, 350
- Limitarea prin atingere a tensiunii de străpungere a joncțiunii — Reach-through limited junction breakdown voltage, 220
- Limitarea termică a tranzistoarelor — Thermal limitation of transistors, 258—261
- Limitări de tensiune maximă ale tranzistoarelor cu joncțiuni — Maximum voltage limitations, of junction transistors, 252—256
- Limitări de tensiune minimă ale tranzistoarelor cu joncțiuni — Minimum voltage limitations of junction transistors, 256—258
- Lucru de ieșire — Work function,
efectul diferenței de... asupra structurilor MOS — difference, effect on MOS structures, 301, 369

M

- Masa atomică sau moleculară a Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Atomic or molecular weight, of Ge, Si, GaAs, and SiO₂ (Table), 120

- Masă efectivă — Effective mass, 126
- Mascare — Masking, 94—96
grosime de... — thickness, 96
- Metal — Metal, 111
- Metoda celor patru sonde — Four-point probe technique, 76
- Mobilitate — Mobility, 54
a electronilor — of electrons, 126
a golurilor — of holes, 127
dependența de temperatură a... — temperature dependence of, 129
de rețea — pentru Ge, Si și GaAs (tabel) — lattice, for Ge, Si and GaAs (Table), 121
de suprafață — surface, 346
în siliciu — in silicon, 128
în stratul de inversie — inversion layer, 369
dependența de temperatură — temperature dependence of, 370
- Mobilitatea de suprafață în siliciu — Surface mobility in silicon, 369
- Modelul stratului imobil — Stagnant-film model, 30
- Modularea conductivității — Conductivity modulation, 249
- Modularea grosimii bazei (efectul Early) — Base-width modulation (Early effect), 248
- Multiplicare — Multiplication, 214

-N-

- Neechilibru — Non-equilibrium,
condiții de... — conditions, 136—168

-O-

- Oxid — Oxide,
coeficienți de difuzie în... — diffusivities in, 57
conducția pe suprafața de... — surface conduction, 370—373
mascare cu... — masking, 94—96
proprietățile... — properties of, 356—377
sarcina spațială în... — space charge, 359—363
- Oxidare — Oxidation,
cinetica... — kinetics of, 40
constanta creșterii liniare — linear oxidation rate constant, 44
dependența de temperatură a... — temperature dependence of, 47
constantele de viteză ale... — rate constants, 44
cuptor de... — furnace, 40

efectele de sarcină spațială asupra... —
 space-charge effects on, 49
 electrochimică — electrochemical, 39
 în plasmă — plasma, 39
 legea lineară de... — linear oxidation
 law, 44
 legea parabolică de... — parabolic oxi-
 dation law, 44
 constanta de viteză — rate constant,
 44
 dependența de temperatură a con-
 stantei de viteză — temperature de-
 pendence of rate constant, 46
 termică — thermal, 39—51

—P—

Poartă — Gate,
 curent rezidual de poartă — gate leakage
 current,
 la tranzistoare cu efect de câmp cu
 joncțiune — junction field-effect tran-
 sistors, 275
 la tranzistoare cu efect de câmp de
 suprafață — surface field-effect tran-
 sistors, 349
 la tranzistoare cu efect de câmp cu
 joncțiune — junction field-effect tran-
 sistors, 265
 Poisson — Poisson,
 ecuația lui... — Poisson's equation, 173
 Polarizare directă — Forward bias, 170, 182,
 201—212
 Polarizare inversă — Reverse bias, 170, 182
 —183, 193—201
 curent rezidual la..., efectul asupra fac-
 torului de amplificare în curent — leakage
 current, effect on current gain, 241
 Polarizarea în izolatori — Polarization in
 insulators, 374—377
 Potențial chimic al electronilor — Chemical
 potential of electrons, 116, 176
 Potențial electrostatic — Electrostatic po-
 tential, 172
 Potențialul la suprafață — Surface poten-
 tial, 293, 289
 Predifuzie — Predeposition, 59—65
 Presiunea de vapori pentru Ge, Si, GaAs
 și SiO₂ (tabel) — Vapor pressure for Ge,
 Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121
 Probabilitatea de emisie — Emission pro-
 bability,
 a electronilor — of electrons, 151
 a golurilor — of holes, 152
 Produsul *np* (vezi produsul *pn*) — *np* pro-
 duct (see *pn* product)

Produsul *pn* — *pn* product,
 în regiunea de sarcină spațială — in
 space — charge region, 159, 204
 la cvasi-echilibru — in quasi-equilibrium,
 204
 la echilibru — in equilibrium, 119
 Proprietățile Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) —
 Properties of Ge, Si, GaAs and SiO₂
 (Table), 120—121
 Purtători majoritari — Majority carriers,
 116, 123
 concentrația în funcție de temperatură —
 concentration as a function of tempera-
 ture, 124
 Purtători minoritari — Minority carriers, 123
 concentrații la polarizare directă — con-
 centrations under forward bias, 206
 Purtători — Carriers
 concentrație intrinsecă a... — intrinsic
 carrier concentration, 114, 122
 extragerea... — extraction of, 137
 îndepărtarea... — removal, 163, 164
 relaxarea... injectați — injected car-
 riers, decay of, 138
 viteza de drift a... — drift velocity
 of, 126
 viteza termică a... — thermal velocity
 of, 126

—Q—

Q al bazei tranzistorului — *Q* of transistor
 base, 247
Q al stratului difuzat — *Q* of diffused layer,
 65, 67
Q_s — *Q_s*, 367

—R—

Radiație ionizantă — Ionizing radiation,
 efectul asupra sarcinii spațiale din oxid —
 effect on oxide space charge, 363—364
 efectul asupra stărilor de suprafață ra-
 pide — effect on fast surface states, 165
 Reactor — Reactor,
 epitaxial orizontal — horizontal epita-
 xial, 24
 orizontal — horizontal, 24
 vertical — vertical, 24
 Reacție chimică de ordinul întâi — First-
 order chemical reaction, 27
 Reacție chimică de suprafață — Chemical
 surface-reaction,
 constanta de viteză a... — rate con-
 stant, 26, 42

- Reacția de la suprafață — Surface-reaction, control prin... — control, 27, 43
- Recombinare — Recombination, bandă — bandă — band-to band, 148, centri de... — centers, 149 cinetica... — kinetics of, 147—155 continuum al... — continuum of, 324 curent de... — current, 203, 207—212 factor de... la tranzistoarele cu joncțiuni — factor, junction transistors, 240 în regiunea de sarcină spațială de la suprafață — in surface space-charge region, 320—327 originea... — origin of, 160—165 prin centri intermediari — through intermediate centers, 149—155
- Recombinare de suprafață — Surface recombination, 141, 157—160 centri de... — centers, 301 efectul... asupra eficienței emiterului — effect on emitter efficiency, 239 viteza de... — velocity, 144, 158, 324 viteza maximă de... — maximum, 160 viteza de... pentru o suprafață fără regiune de sarcină spațială la suprafață — of a surface without a surface space-charge region, 159 viteza de... pe siliciu oxidat termic — on thermally oxidized silicon, 165, 358 viteza de... pe suprafețe de Ge și Si — on Ge and Si surfaces, 165
- Recombinare-generare — Recombination-generation centri de... — centers, 149 centri intermediari de... — intermediate centers, 149—155
- Redresare — Rectification, 170
- Regiune golită — Depletion region, 177 de la suprafață — surface, 289, 314 lățimea... — width of, 181, 183, 186—190 lățimea maximă a... — maximum width of, 290, 314
- Regiune liniară — Linear region, a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 270 a tranzistoarelor, cu efect de cîmp de suprafață — surface field-effect transistors, 341
- Relaxarea purtătorilor injectați — Decay of injected carriers, 138—141
- Rețea — Lattice, constanta de... pentru Ge, Si, GaAs și SiO_2 (tabel) — constant for Ge, Si, GaAs and SiO_2 (Table), 120 împrăștiere pe... — scattering, 127
- mobilități de... pentru Ge, Si și GaAs (tabel) — mobilities for Ge, Si and GaAs (Table), 121
- tensiune mecanică a... , efectul asupra difuziei — strain, effect on diffusion, 82
- Reynolds — Reynolds, numărul lui... — number, 32, 33, 40
- Rezistență serie — Series resistance, efectul... asupra tranzistoarelor cu efect de cîmp cu joncțiune — effect on junction field-effect transistors, 278 efectul... asupra tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafață — effect on surface field-effect transistors, 351
- Rezistență sursă-drenă la saturație — Source-to-drain resistance in saturation, la tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 278 la tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață — surface field-effect transistors, 351
- Rezistență termică — Thermal resistance, 260
- Rezistivitate — Resistivity, 130—133 a straturilor difuzate — of diffused layers, 71 medie, a regiunii bazei-average, of base region, 251 medie, a straturilor difuzate — average of diffused layers, 71—76
- S—
- Sarcina de la suprafață în siliciu oxidat termic — Surface-state charge in thermally oxidized silicon, 364
- Sarcină spațială — Space-charge, indusă de radiații — radiation induced, 363 în oxid — within oxide, 359—364 în izolant — within insulator, 304 neutralitatea... — neutrality, 122
- Sarcină spațială de la suprafață — Surface space-charge, regiunea de... — region, 158, 285 cazul neechilibrului în... — non-equilibrium case, 311—318 formule (tabel) — formulas (Table), 310 la echilibru-equilibrium, 286—293 recombinație-generare în... — recombination-generation within, 320—327
- Sarcini în izolant — Charges in insulator, 302—306, 359—364
- Saturație — Saturation, regiunea de... a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 341

- regiunea de... a tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață — surface field-effect transistors, 341
- Schmidt — Schmidt,
numărul lui... — number, 33
- Scobire — Grooving, 71
- Secțiune de captură — Capture cross section, 151
a aurului, — of gold, 162
a stărilor de suprafață — of surface states, 165
- Segregare — Segregation,
coeficient de... — coefficient, 88, 92, 96
- Saturație la tranzistoare cu funcții — Saturation function transistor 256
- Semiconductor — Semiconductore, 111
degenerat — degenerate, 119
fizica... — physics, 109–135
formule (tabel) — formulas (Table), 135
în condiții de neechilibru — under non-equilibrium conditions, 136–168
formule (tabel) — formulas (Table), 168
suprafețe — surfaces, 263–288
- Shockley-Read-Hall, teoria — Shockley-Read-Hall theory, 149
- Siliciu — Silicon,
coeficienți de difuzie în... — diffusivities in, 56–57
concentrația intrinsecă de purtători în... — intrinsic carrier concentration, 114
densitatea stărilor de suprafață în... — surface state densities in, 165
nitridă de... — nitride, 377
oxidat termic — thermally oxidized, 356–378
proprietăți (tabel) — properties (Table), 120, 121
tetraclorură de... — tetrachloride, 23, 24
viteza de recombinare de suprafață în... — surface recombination velocity, 165
- Sistemul siliciu — bioxid de siliciu, proprietățile lui — Silicon-silicon dioxide system, properties of, 356–377
- Solubilitate solidă — Solid solubility 61
- Stări de suprafață — Surface states, 165, 307, 357–359
continuum de... — continuum, 324
efectul... asupra tranzistoarelor cu efect de câmp de suprafață — effect on surface field-effect transistors, 349
în germaniu — in germanium, 165
în siliciu oxidat termic — in thermally oxidized silicon, 165, 358
nivel singular în... — single level, 359
uniform distribuite — uniformly distributed, 359
- Stări de suprafață distribuite sau centri de recombinare — Distributed surface states or recombination centers, 324
- Stări de suprafață rapide — Fast surface states, 307, 357–359
în siliciu oxidat termic — in thermally oxidized silicon, 357
- Sticlă de fosfor — Phospho-silicate glass, 373
- Sticlă de plumb — Lead-silicate glass, 374
- Strat de inversie — Inversion layer, 289
dependența de temperatură a... — temperature dependence of, 370
mobilitate în... — mobility, 369–370
- Strat limită — Boundary layer,
grosimea... — thickness, 32
teoria... — theory, 30–35
- Straturi difuzate — Diffused layers, 59–77
bidimensionale — two-dimensional, 77
evaluarea... — evaluation of, 71–77
- Străpungere — Breakdown,
a joncțiunii pn — of pn junction, 170, 212–222
câmp critic de... pentru Ge, GaAs, Si, și SiO₂ (tabel) — critical field, for Ge, GaAs, Si and SiO₂ (Table), 121
câmp critic de... pentru Si-critical field for Si, 214
moale — soft, 222
Zener (tunelare) — Zener (tunneling), 212
- Structura cristalină a Ge, Si, și GaAs (tabel) — Crystal structure of Ge, Si and GaAs (Table), 120, 121
- Structuri metal-izolator-semiconductor (vezi structuri MOS) — Metal-insulator-semiconductor structures (see MOS structures)
- Structuri metal-oxid-semiconductor (vezi structuri MOS) — Metal-oxide-semiconductor structures (see MOS structures)
- Structuri MIS (vezi structuri MOS) — MIS structures (see MOS structures)
- Structuri MOS — MOS structures, 286
caracteristici capacitate-tensiune — capacitance-voltage characteristics, 293
conductanța canalului — channel conductance, 299
efecte de frecvență — frequency effects, 296
instabilitate — drift (instability), 359
tensiune de deschidere — turn-on voltage, 295
- Suprafețe, semiconductoare — Surfaces, semiconductors, 283–310
- Sursă — Source,
la tranzistoare cu efect de câmp cu joncțiune — junction field-effect transistors, 265

la tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață — surface field-effect transistors, 339

Sursă lichidă — Liquid source, 60

Sursă solidă — Solid source, 60

T

Tehnologia planară — Planar technology, 17
Temperatura de topire pentru Ge, Si, GaAs și SiO₂ (tabel) — Melting point for Ge, Si, GaAs and SiO₂ (Table), 121

Teoria de benzi — Band theory, 109–113

Terminologia tranzistoarelor cu joncțiuni — Terminology of junction transistors, 234–235

Timpul de comutare inversă pentru joncțiuni pn — Turn-off time for pn junctions, 224

Timp de viață la recombinarea bandă-bandă — Lifetime, band-to-band recombination, 149

al purtătorilor minoritari în exces — of excess minority carriers 140

efectul degradării prin radiație asupra... — effect of radiation damage on, 163

într-o regiune golită polarizată invers — within a reverse-biased depletion region, 195

la nivel mic de injecție — in low-level

injection, 155–156

Tip de conductibilitate — Conductivity type, 115

Transfer de masă — Mass-transfer,

control prin... — control, 27, 43

coeficient de... — coefficient, 26, 30, 33, 35, 41, 84, 98

în funcție de concentrațiile din solid — in terms of concentrations in the solid, 42, 84, 98

Transfer de masă în fază gazoasă — Gas-phase mass transfer, 29

coeficient de... — coefficient, 26, 30, 33, 35, 41

în funcție de concentrațiile din solid — in terms of concentrations in the solid, 42, 84, 98

Transport chimic — Chemical transport, 60

Tranzistoare (vezi tranzistoare cu joncțiuni) — Transistors (see junction transistors)

Tranzistoare bipolare (vezi tranzistoare cu joncțiuni) — Bipolar transistors (see junction transistors)

Tranzistoare cu efect de cîmp (vezi tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiuni și tranzistoare cu efect de cîmp de supra-

față) — Field-effect transistors (see Junction field-effect transistors and Surface field-effect transistors)

Tranzistoare cu efect de cîmp cu joncțiune — Junction field-effect transistors, 265–282

canal — channel, 266

canal cu concentrație neuniformă de impurități — graded channel regions, 276
caracteristici curent-tensiune — current-voltage characteristics, 270–277

comparație cu tranzistoarele cu efect de cîmp de suprafață — comparison to surface field-effect transistors, 342

conductanța canalului — channel conductance, 266, 272

conductanța mutuală — transconductance, 274

curentul rezidual de poartă — gate leakage current, 275

drenă — drain, 265

efectul rezistenței serie — effect of series resistance, 278

formule pentru... (tabel) — formulas for, (Table), 282

frecvența de tăiere — cut-off frequency, 277

limitarea de frecvență — frequency limitation, 277

poartă — gate, 265

principii de funcționare — principles of operation, 266–270

regiunea de saturație — saturation region, 270

rezistența sursă-drenă la saturație — source-to-drain resistance in saturation, 278

saturație — saturation, 269

saturația curentului de drenă — drain-current saturation, 274

sursă — source, 265

tensiune de tăiere — turn-off voltage, 273

Tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață — Surface field-effect transistors, 286, 338–355

alte tipuri — other types, 351–353

canal — channel, 339

canal indus de cîmp — field-induced channel, 352

formule pentru... (Tabel) — formulas for (Table), 355

canal metalurgic — metallurgical channel, 352

caracteristici curent-tensiune — current-voltage characteristics, 342–349

comparație cu tranzistoarele cu efect de

- cîmp cu joncțiune — comparison to junction field-effect transistors, 342
 conductanța canalului — channel conductance, 347
 conductanța mutuală — transconductance, 318
 curent de drenă la saturație — drain-current saturation, 311
 curent rezidual de poartă — gate leakage current, 349
 drenă — drain, 339
 efectul rezistenței serie — series resistance, effect of, 351
 efectul stărilor de suprafață — effect of surface states, 319
 formule pentru... (tabel) — formulas for (Table), 355
 frecvența de tăiere — cut-off frequency, 342–349
 împrăștierea pe suprafață — surface scattering, 346
 limitarea de frecvență — frequency limitation, 350
 normal blocat — normally „off”, 352
 normal în conducție — normally „on”, 352
 principii de funcționare — principles of operation, 339–342
 regiunea liniară — linear region, 341
 regiunea de saturație — saturation region, 341
 rezistența sursă-drenă la saturație — source-to-drain in saturation, 351
 saturație — saturation, 341
 sursă — source, 339
 tensiune de prag — turn-on voltage, 316
- Tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață cu metal—izolator semiconductor tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață) — Metal-insulator-semiconductor surface field-effect transistors (see Surface field-effect transistors)**
- Tranzistoare cu joncțiuni — Junction transistors, 229–261**
 aglomerarea curentului — current crowding, 250
 componentele curentului — current components, 235
 comutator — switch, 235
 efecte de suprafață asupra factorului de amplificare în curent — surface effects on current gain, 325, 332
 efecte la curent mare — high-current effects, 249
 efectul Early — Early effect, 218
 efectul recombinării de suprafață asupra... — surface recombination, effect of, 240, 325
- eficiența emiterului — emitter efficiency, 239
 factor de amplificare în curent — current gain, 241–244
 factor de bază, base factor, 240
 factor de emitor — emitter factor, 240
 factor de recombinare — recombination factor, 240
 factor de transport — transport factor, 240
 formule pentru... (tabel) — formulas for (Table), 264
 frecvența de tăiere — cut-off frequency, 245
 limitarea datorată timpului de tranzit — transit-time limitation, 244
 limitarea de frecvență — frequency limitation, 245
 limitarea termică — thermal limitation, 258–261
 limitări de tensiune maximă — maximum voltage limitations, 252–256
 limitări de tensiune minimă — minimum voltage limitations, 256–258
 model unidimensional — one-dimensional model, 230
 modularea conductibilității — conductivity modulation, 249
 modularea grosimii bazei — base-width modulation, 248
 planare — planar, 229
 regiune gradată a bazei — graded base region, 246
 rezistența bazei — base resistance, 250–252
 rezistență termică — thermal resistance, 260
 saturație — saturation, 256
 situația de pătrundere — punch-through condition, 252
 tensiunea de străpungere — breakdown voltage, 252–256
 tensiunea de străpungere cu baza comună — common-base breakdown voltage, 252–256
 tensiunea de străpungere cu emitorul comun — common-emitter breakdown voltage, 252–256
 terminologie — terminology, 231–235
- Tranzistoare MIS (vezi tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață) — MIS transistors (see Surface field-effect transistors)**
- Tranzistoare MOS (vezi tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață) — MOS transistors (see Surface field-effect transistors)**
- Tranzistoare planare — Planar transistors, 229**

Tranzistoare unipolare — Unipolar transistors, 265

Tensiune de benzi netede — Flat-band voltage, 302, 304

Tensiune de prag — Turn-on voltage, a structurilor MOS — of MOS structures, 295, 319

a tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafață — of surface field-effect transistors, 346

Tensiune de străpungere — Breakdown voltage,

a joncțiunilor asimetrice abrupte — of one-sided step junctions, 216

a joncțiunilor difuzate — of diffused junctions, 218

a joncțiunilor induse de cîmp — of field-induced junctions, 327

a joncțiunilor liniar gradate — of linearly graded junctions, 217

a joncțiunilor planare — of planar junctions, 219

cu baza comună — common-base, 252

cu emiterul comun — common-emitter, 252—256

influența suprafeței asupra — surface effects on, 332

limitată prin atingere — reach-through limited, 220

Tensiune de tăiere a tranzistoarelor cu efect de cîmp cu joncțiune — Turn-off voltage, junction field-effect transistors, 273

Tunelare (străpungere Zener) — Tunneling (Zener breakdown) 212

V

Viteza de creștere a stratului — Film growth rate, 27, 33, 98

dependența de temperatură a... — temperature dependence of, 28

Viteza de creștere a stratului epitaxial — Growth rate, epitaxial film, 27, 33, 98

Viteza de generare — Generation rate, într-o regiune golită polarizată invers — in reverse-biased depletion region, 195, 323

la suprafață — surface, 323

Viscozitate — Viscosity, 31

A. S. Grove (S.U.A.)

Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare

Anexă la ediția în limba română:

Rezolvarea problemelor propuse de autor, realizată de M. Bodea și A. Rusu de la Institutul politehnic din București.

Cartea oferă o tratare cuprinzătoare și profundă a fizicii și tehnologiei dispozitivelor semiconductoare, cu accent deosebit pe dispozitivele moderne planare, care constituie baza circuitelor integrate. În cu-

prima parte a cărții, principiile fizice importante sunt explicate clar, prin intermediul unor modele fizice simple, susținute prin măsurări experimentale.

Prima parte a cărții este o tratare cantitativă a tehnologiei corpului solid — creșterea în faza solidă — care determină caracteristicile electrice ale dispozitivelor semiconductoare.

A doua parte tratează semiconductoarele și dispozitivele semiconductoare, prezentând cele mai importante rezultate ale teoriei benzilor a corpurilor solide, analizând semiconductoarele în condiții de echilibru și neechilibru. În această parte, joncțiunile pn , tranzistoarele cu joncțiuni și cele cu efect de câmp cu joncțiune sunt considerate în detaliu.

Partea a treia se ocupă cu analiza fenomenelor de suprafață și a dispozitivelor bazate pe fenomene de

suprafață. Această parte este unică în literatura semiconductoarelor și tratează teoria MOS, efecte de suprafață la joncțiuni pn , tranzistorul MOS și proprietățile structurii $Si-SiO_2$.

Ceea ce dă o valoare deosebită cărții (lucru unic față de alte lucrări apropiate) este faptul că principiile și teoriile expuse sunt însoțite de date utilizabile direct în calculele ingineresti. Fiecare grafic are axele gradate, astfel încât din ele se pot extrage valori concrete pentru proiectare. Aceste valori sunt bazate pe experiența acumulată la firma Fairchild (S.U.A.), unde a fost inventată tehnologia planară.

Orientarea aplicativă a lucrării este reliefată de prezența a peste 100 probleme, care în ediția română sînt rezolvate de M. Bodea și A. Rusu.

Astfel, lucrarea devine o „cartă de referință” pentru toți inginerii fizicienii și chimiștii care lucrează în industria semiconductoarelor. De asemenea, va fi un manual de bază pentru studenții facultăților de electronică, fizică, chimie, metalurgie precum și pentru cadrele didactice din învățămîntul superior.

Seria
„Biblioteca de automatică,
informatică, electronică,
management”