

Ing. BORISLAV JUZBAŠIĆ

izvanredni profesor Elektrotehničkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu

ELEKTRONIČKI ELEMENTI



TEHNIČKA KNJIGA
ZAGREB

*Odobreno rješenjem Komisije za udžbenike i skripta
Sveučilišta u Zagrebu broj 08-87/2 — 1970
od 20. veljače 1970.*

PREDGOVOR

Ovaj udžbenik obrađuje osnovna svojstva i principe rada najvažnijih elektroničkih elemenata. Podijeljen je u tri dijela: I Fizikalna elektronika, II Elektronske cijevi, III Poluvodički elektronički elementi.

Prvi dio obuhvaća četiri poglavlja. Obrađene su neke teme elektronske balistike, zatim električka svojstva čvrstih tijela i emisije elektrona. Nadalje su posebno obrađena svojstva elektronskih poluvodiča, kao i osnovne pojave u plinovima. To gradivo iz područja fizikalne elektronike izneseno je u sažetom obliku, sa svrhom da se olakša razumijevanje rada elektroničkih elemenata.

Elektronskim cijevima posvećena su slijedeća četiri poglavlja, koja sačinjavaju drugi dio. Najprije su u posebnim poglavljima obrađeni principi rada, statička i dinamička svojstva, te odgovarajuće karakteristike vakuumskih elektronskih cijevi: diode, triode i cijevi s više rešetaka. Električki izboji u plinovima i svojstva raznih plinom punjenih cijevi dani su na kraju tog dijela.

Treći dio tretira svojstva poluvodičkih elektroničkih elemenata. Njima kao najvažnijima posvećen je najveći dio prostora i najveća pažnja. Posebno su obrađena svojstva $P-N$ spoja, na što se nadovezuje poglavlje o poluvodičkim diodama. Iza toga slijede tri poglavlja posvećena principima rada, statičkim i dinamičkim svojstvima bipolarnih tranzistora. Na kraju su u posebnim poglavljima obrađeni thyristori i unipolarni tranzistori.

Gradivo izneseno u ovom udžbeniku obuhvaćeno je većim dijelom u predavanjima studentima druge i četvrte godine Elektrotehničkog fakulteta u Zagrebu. Osnovna koncepcija je bila pružiti što bolje razumijevanje fizikalnih i tehničkih principa rada onih elektroničkih elemenata koji se najčešće susreću u elektroničkim sklopovima i sistemima. U tom smislu nastojalo se za svaki pojedini elektronički element dati što jednostavniji, ali ipak dovoljno egzaktn, model ilustriran pripadnim karakteristikama. Tom zahtjevu podređena je i neophodna matematička analiza.

Elektronske cijevi koje su obrađene u ovoj knjizi u najnovije se vrijeme sve više potiskuju odgovarajućim poluvodičkim elementima. Autor je unatoč tome mišljenja da im je za sada ipak potrebno posvetiti odgovarajuću pažnju. Treba, naime, uzeti u obzir činjenicu da su još uvijek u eksploataciji brojni i različiti elektronički uređaji s elektronskim cijevima i da će takva situacija potrajati još dulje vremena.

U ovom udžbeniku nisu, među ostalim, obrađene specijalne elektronske cijevi za rad na vrlo visokim frekvencijama. Isto tako nisu obrađeni ni brojni i važni elektronički elementi čiji se rad osniva na konverziji energija. Nadalje, tehnološki i

konstrukcioni problemi opisanih elemenata također su, uglavnom ostavljeni po strani. Iole ozbiljnije tretiranje navedene materije povećalo bi u neprihvatljivoj mjeri opseg ovog djela.

Ovaj je udžbenik prvenstveno namijenjen studentima elektrotehnike. On će moći poslužiti i kao pomagalo onim inženjerima i tehničarima kojima je u njihovom radu potrebno detaljnije poznavanje rada elektroničkih elemenata — posebno poluvodičkih.

B. Juzbašić

SADRŽAJ

I DIO

FIZIKALNA ELEKTRONIKA

	Strana
1. Elektronska balistika i elektronska optika	13
1.1. Uvod i osnovni pojmovi	13
1.2. Elektron u električkom polju	14
1.3. Elektron u magnetskom polju	21
1.4. Gibanje elektrona pod djelovanjem električkog i magnetskog polja	25
1.5. Osnovni principi elektronske optike	27
2. Elektron u čvrstom tijelu i emisije elektrona	33
2.1. Klasifikacija čvrstih tijela	33
2.2. Raspodjela energija elektrona u metalu	37
2.3. Izlaz elektrona iz metala	41
2.4. Kontaktni potencijal	48
2.5. Pregled vrsti elektronskih emisija	49
2.6. Termionska emisija	50
2.7. Emisija poljem	54
2.8. Sekundarna emisija	55
2.9. Fotoemisija	58
3. Osnovna svojstva poluvodiča	61
3.1. Vrste poluvodiča	61
3.2. Generacija i rekombinacija u poluvodičima	67
3.3. Određivanje koncentracije nosilaca u poluvodičima	70
3.4. Određivanje položaja Fermijevog nivoa u poluvodičima	72
3.5. Pokretljivost nosilaca u poluvodičima	78
3.6. Vodljivost poluvodiča	81
3.7. Difuzija u poluvodičima	84
3.8. Nehomogeni poluvodiči	85
4. Pojave u plinovima	88
4.1. Kratak pregled kinetičke teorije plinova	88
4.2. Srednji slobodni put	91
4.3. Sudari čestica u plinovima	93
POPIS LITERATURE I dio	97

II DIO

ELEKTRONSKE CIJEVI

	Stran
5. Dioda	101
5.1. Osnovna svojstva	101
5.2. Klasifikacija i pregled karakteristika diode	102
5.3. Područje početka protjecanja struje	104
5.4. Područje prostornog naboja	108
5.5. Parametri diode	116
5.6. Rad diode na visokim frekvencijama	120
5.7. Ravnoteža snage u elektronskim cijevima	125
5.8. Osnovni tehnološko-konstrukcioni podaci o katodama	127
 6. Trioda	 132
6.1. Osnovna svojstva triode	132
6.2. Elektrostatsko polje u triodi	133
6.3. Faktor pojačanja triode	139
6.4. Elektrostatski krug triode	142
6.5. Efektivni potencijal u triodi	144
6.6. Zakoni prostornog naboja idealne triode	147
6.7. Parametri triode	149
6.8. Paralelni rad trioda	152
6.9. Karakteristike realne triode	154
6.10. Struja negativno polarizirane rešetke	156
6.11. Trioda s pozitivnom rešetkom	158
6.12. Rad trioda na visokim frekvencijama	162
 7. Cijevi s više rešetaka	 167
7.1. Općenito o cijevima s više rešetaka	167
7.2. Tetroda	168
7.3. Svojstva mlazne tetrode	172
7.4. Utjecaj prostornog naboja na raspodjelu potencijala i struje mlazne tetrode	173
7.5. Karakteristike mlazne tetrode	175
7.6. Pentoda	177
7.7. Karakteristike ukupne struje pentode	178
7.8. Raspodjela struje u pentodi	180
7.9. Parametri pentode	182
7.10. Utjecaj konstrukcionih faktora na karakteristike raznih tipova pentoda	184
7.11. Heksoda i heptoda	186
7.12. Principi analize karakteristika elektronskih cijevi	188
7.13. Ekvivalentni sklopovi elektronskih cijevi	190
 8. Plinski izboji i plinom punjene cijevi	 194
8.1. Općenito o prolasku elektriciteta kroz plinove	194
8.2. Nesamostalni izboji	196
8.3. Proboj plina i Paschenov zakon	198
8.4. Tinjavi izboj	200
8.5. Lučni izboj	204
8.6. Svojstva plazme i njenih rubnih područja	207
8.7. Opća svojstva plinom punjenih cijevi	209
8.8. Cijevi s hladnom katodom	211
8.9. Cijevi s izvana žarenom katodom	212
8.10. Thyatron	214
8.11. Cijevi sa živinom katodom	219
 POPIS LITERATURE II dio	 222

III DIO

POLUVODIČKI ELEMENTI

	Stran a
9. <i>P-N</i> spoj i spoj metal-poluvodič	225
9.1. Osnovna svojstva <i>P-N</i> spoja i spoja metal-poluvodič	225
9.2. <i>P-N</i> spoj u ravnoteži. Kontaktni potencijal	226
9.3. <i>P-N</i> spoj pod djelovanjem napona	230
9.4. Kvantitativna analiza polariziranog <i>P-N</i> spoja	235
9.5. Svojstva <i>P-N</i> barijere	242
9.6. Spoj metal-poluvodič i svojstva površine poluvodiča	247
 10. Poluvodičke diode	 253
10.1. Statičke karakteristike <i>P-N</i> dioda	253
10.2. Temperaturna svojstva <i>P-N</i> dioda	256
10.3. Proboj <i>P-N</i> barijere	259
10.4. Tunnel diode	263
10.5. Točkaste diode	266
10.6. Dinamička svojstva poluvodičkih dioda	268
10.7. Poluvodička dioda kao sklopka	275
10.8. Ograničenje snage u poluvodičkim elementima	278
 11. Tranzistori	 282
11.1. Opća svojstva tranzistora	282
11.2. Osnovni principi rada tranzistora	284
11.3. Fizikalno-matematička analiza rada tranzistora	289
11.4. Statičke karakteristike tranzistora	295
11.5. Utjecaj dodatnih efekata na statičke karakteristike tranzistora	300
11.6. Ebers-Mollov model tranzistora	307
11.7. Tranzistori s nehomogenom bazom	312
11.8. Ograničenja u radu tranzistora	315
 12. Dinamička svojstva tranzistora	 322
12.1. Prikaz parametara tranzistora u režimu malih signala	322
12.2. Parametri tranzistora na niskim frekvencijama	328
12.3. Ovisnost niskofrekvencijskih parametara tranzistora o radnoj tački i temperaturi	337
12.4. Parametri tranzistora na višim frekvencijama	341
12.5. Frekvencijska ovisnost faktora strujnog pojačanja i granične frekvencije realnog tranzistora	348
12.6. Ekvivalentni sklopovi tranzistora na višim frekvencijama	354
 13. Tranzistor kao sklopka	 360
13.1. Osnovne pojave u radu tranzistora kao sklopke	360
13.2. Analiza prijelaznih pojava u tranzistoru pomoću ekvivalentnog sklopa	364
13.3. Principi analize svojstava tranzistora metodom upravljanja nabojem	370
13.4. Analiza prijelaznih pojava u tranzistoru metodom upravljanja nabojem	376
 14. Thyristori	 385
14.1. Pregled i klasifikacija vrsti thyristora	385
14.2. Osnovni principi rada thyristora	390
14.3. Dinamička svojstva thyristora	399

	Strana
15. Unipolarni tranzistori ili tranzistori s efektom polja	407
15.1. Osnovna obilježja i klasifikacija tranzistora s efektom polja	407
15.2. Analiza osnovnih svojstava spojnog tranzistora s efektom polja	411
15.3. Fizikalni osnovi rada tranzistora s efektom polja s izoliranom upravljačkom elek- trodom	421
15.4. Analiza osnovnih svojstava MOSFET-a	426
15.5. Utjecaj viših napona i temperature na karakteristike tranzistora s efektom polja	433
15.6. Dinamička svojstva tranzistora s efektom polja.	436
O PIS LITERATURE III dio	443
DODACI	445
KAZALO POJMOVA	447

I DIO

FIZIKALNA ELEKTRONIKA

1. ELEKTRONSKA BALISTIKA I ELEKTRONSKA OPTIKA

1.1. Uvod i osnovni pojmovi

Pod nazivom *elektronska balistika* podrazumijeva se gibanje nabijenih čestica u električkim i magnetskim poljima. U elektronici su to obično polja koja postoje u prostoru između elektroda elektronskih cijevi. Zadaća elektronske balistike je da odredi trajektorije nabijenih čestica, najčešće elektrona, u tim poljima.

Prema tome, da bi se odredila putanja elektrona, potrebno je prethodno poznavati električko, odnosno magnetsko polje koje na njih djeluje. Kao što je poznato, električka, odnosno magnetska polja mogu se pod statičkim prilikama odrediti analitički samo u razmjerno jednostavnim slučajevima. Pod dinamičkim prilikama električko i magnetsko polje su međusobno povezani putem Maxwellovih jednažbi i analitičko određivanje putanje čestica postaje praktički nerješiva zadaća.

Razmjerno jednostavno je određivanje putanje elektrona u jednodimenzionalnim elektrostatskim i magnetskim poljima. Putanje nabijenih čestica u elektrostatskim poljima su slične putanjama predmeta u gravitacionom polju, odatle i porijeklo termina elektronska balistika. Kao što će se pokazati, gibanje elektrona u elektrostatskim poljima je također formalno analogno gibanju zrake svjetlosti kroz optička sredstva. Ta sličnost se koristi za analizu gibanja elektrona u elektronskoj optici.

Elektron je — kao što je poznato — elementarna čestica čiji su naboj i masa:

$$-q_0 = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}, \quad (1.1)$$

$$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}. \quad (1.2)$$

Električko i magnetsko polje djeluju također i na ione. Naboj i masa vodikovog iona, tj. protona iznose:

$$q_p = q_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}, \quad (1.3)$$

$$m_p = 1836 \cdot m_0 = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}. \quad (1.4)$$

Naboj protona je, dakle, iznosom jednak, a predznakom suprotan naboju elektrona, dok je masa protona daleko veća od mase elektrona. Masa iona bilo kojeg drugog elementa dana je izrazom:

$$m_x = a \cdot m_p, \quad (1.5)$$

gdje je a atomska težina promatranog elementa.

Dani iznos za masu elektrona i ostalih čestica je točan samo tako dugo dok im je brzina mala u odnosu na brzinu svjetlosti. Kada brzina nije više zanemariva u odnosu na brzinu svjetlosti, treba uzeti u obzir relativističku korekciju za masu, pa se dobiva:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad (1.6)$$

gdje je m_0 masa mirovanja elektrona, odnosno bilo koje čestice, v je brzina čestice, a $c = 3 \cdot 10^8$ m/s je brzina svjetlosti. U većini primjena u elektronici je brzina elektrona, a pogotovo drugih nabijenih čestica mala u odnosu na brzinu svjetlosti, pa se s relativističkom korekcijom mase obično ne treba računati.

Kao što je poznato iz fizike, elektron i ostale čestice raspolazu uz korpuskularna svojstva i valnim svojstvima, tako da općenito čestici koja se giba brzinom v pripada prema de Broglieu valna dužina:

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}, \quad (1.7)$$

gdje je $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Js Planckova konstanta.

Ovdje će se u pravilu upotrebljavati Giorgijev MKSA (m-kg-s-A) sistem jedinica. Sve ostale mehaničke i električke jedinice slijede iz ove četiri osnovne jedinice. U pogledu mehaničkih jedinica će se, međutim, često upotrebljavati manje jedinice (g, cm) radi praktičkih razloga.

Prije nego što se prijeđe na razmatranje pojedinih tema iz područja elektronske balistike, treba napomenuti, da će se u svim slučajevima pretpostavljati da je električko polje koje postoji između elektroda izazvano samo nabojima na tim elektrodama. To znači da se zanemaruje doprinos električkom polju koji daju elektroni koji se nalaze između elektroda. Osim toga se pretpostavlja da se elektroni između elektroda gibaju slobodno i da se ne sudaraju s atomima plina. Takve prilike su praktički ispunjene u vakuumskim elektronskim cijevima kod kojih su pritisci preostalih plinova manji od 10^{-6} mm Hg. Mnoge osobine elektronskih cijevi postaju uočljivije kada su u izvjesnoj mjeri poznate trajektorije elektrona u međuelektrodnom prostoru. Način dovođenja slobodnih elektrona u prostor između elektroda je posebna tema, tzv. *emisija elektrona*, i ona će biti razmatrana u slijedećem poglavlju.

1.2.

Elektron u električkom polju

Kada se nabijena čestica mase m i naboja q nalazi u električkom polju, na nju djeluje sila $\mathbf{f}$ koja je proporcionalna jakosti električkog polja:

$$\mathbf{f} = q \cdot \mathbf{F}. \quad (1.8)$$

Sila $\mathbf{f}$ i polje $\mathbf{F}$ su vektorske veličine. Sila na elektron je prema tome:

$$\mathbf{f} = -q_0 \cdot \mathbf{F}. \quad (1.9)$$

S druge strane, za silu prema Newtonovom zakonu vrijedi relacija:

$$\mathbf{f} = \frac{d}{dt} (m \mathbf{v}) \quad (1.10)$$

odnosno:

$$\mathbf{f} = m \mathbf{a} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m \frac{d^2\mathbf{l}}{dt^2} \quad (1.11)$$

kada je brzina čestice $\mathbf{v}$ mala u odnosu na brzinu svjetlosti. Akceleracija čestice je $\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{l}}{dt^2}$. Kombiniranjem jednadžbi (1.8) i (1.11) dolazi se do jednadžbe:

$$m \mathbf{a} = m \frac{d^2\mathbf{l}}{dt^2} = q \cdot \mathbf{F}. \quad (1.12)$$

Jednadžba (1.12) predstavlja temeljnu relaciju elektronske balistike u vektorskom obliku. Iako je ta relacija vrlo jednostavna i očita, ona se može riješiti i na taj način odrediti trajektorija elektrona samo u razmjerno jednostavnim slučajevima.

U općem slučaju električko polje ovisi o tri prostorne koordinate, a može ovisiti i o vremenu ukoliko polje nije elektrostatsko. Kada je polje elektrostatsko, ono se može prikazati kao gradijent jedne skalarne funkcije, tj. potencijala:

$$\mathbf{F} = - \text{grad } U, \quad (1.13)$$

gdje je U elektrostatski potencijal. Uzevši u obzir ovisnost potencijala o koordinatama x, y i z , može se relacija (1.12) uz pomoć relacije (1.13) pisati u komponentama:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= q \cdot F_x = -q \frac{\partial U}{\partial x}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= q \cdot F_y = -q \frac{\partial U}{\partial y}, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= q \cdot F_z = -q \frac{\partial U}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (1.14)$$

Jednadžbe (1.14) predstavljaju konkretne početne jednadžbe za određivanje trajektorija nabijenih čestica. U slučaju kad potencijal U ovisi o sve tri koordinate, jednadžbe su analitički nerješive. One su ponekad analitički rješive kada potencijal ovisi o dvije koordinate, ali je postupak redovito kompliciran. U takvim slučajevima se trajektorije elektrona određuju drugim metodama, eksperimentalno, grafički ili numerički, a — kao što će se vidjeti — od velike su pomoći u takvim slučajevima metode *elektronske optike*. Uobičajen prikaz elektrostatskog polja pomoću ploha, odnosno krivulja konstantnog potencijala bit će ilustriran u poglavlju 6.

Često nije potrebno poznavati točan oblik trajektorije, već je dovoljno znati samo neka bitna svojstva gibanja nabijene čestice. Kod elektronskih cijevi često je važno znati samo to: da li elektron može stići na neku elektrodu, bez obzira na to kakav je oblik njegove trajektorije. Budući da je elektrostatsko polje konzervativno

polje, ono raspolaže svojstvom da suma kinetičke i potencijalne energije nabijene čestice ostaje duž trajektorije nepromijenjena. Znači, ako nabijena čestica kreće iz točke 1 prema točki 2, tada vrijedi:

$$\frac{1}{2} m v_1 + q U_1 = \frac{1}{2} m v_2^2 + q U_2, \quad (1.15)$$

gdje je $\frac{1}{2} m v^2$ kinetička energija, a qU potencijalna energija čestice. Ako je poznata brzina i potencijal u točki 1, tada će u točki 2, gdje je potencijal U_2 , brzina iznositi:

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 - \frac{2q}{m}(U_2 - U_1)}. \quad (1.16)$$

Ako su u točki 1 veličine v_1 i U_1 jednake nuli, tada za brzinu v_2 vrijedi:

$$v_2 = \sqrt{-\frac{2q}{m} \cdot U_2}. \quad (1.17)$$

U tom slučaju će nabijena čestica s pozitivnim nabojem moći stići do točke 2 samo onda ako je $U_2 < 0$, jer se čestice pozitivnog naboja gibaju u smjeru nižeg potencijala. Elektron će uz $v_1 = 0$ i $U_1 = 0$ stići do točke 2 samo ako je $U_2 > 0$.

Prema tome, za brzinu elektrona u tom slučaju vrijedi:

$$v = \sqrt{\frac{2q_0}{m_0} U}, \quad (1.18)$$

a iz omjera:

$$\frac{q_0}{m_0} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg} \quad (1.19)$$

dobiva se za brzinu elektrona numerička relacija:

$$v = 5,94 \cdot 10^5 \sqrt{U} \text{ (m/s)}. \quad (1.20)$$

Relacije (1.18) i (1.20) daju dakle brzinu elektrona nakon što prođe kroz potencijalnu razliku U (V) s početnom brzinom jednakom nuli. Do tih jednadžbi se je došlo na temelju stavka o održanju energije, bez rješavanja jednadžbi gibanja.

Dane relacije za brzine nabijenih čestica vrijede tako dugo dok je njihova brzina mala u odnosu na brzinu svjetlosti. Prema teoriji relativnosti prirast energije neke čestice manifestira se kao prirast njene mase. Za elektron koji prođe kroz potencijalnu razliku U prema tome dobiva se:

$$m c^2 = m_0 c^2 + q_0 U, \quad (1.21)$$

$$m = m_0 \left(1 + \frac{q_0 U}{m_0 c^2} \right). \quad (1.22)$$

Značenja simbola poznata su otprije. Uvrštavanjem numeričkih vrijednosti dobivaju se slijedeće numeričke relacije za elektrone:

$$m = m_0 (1 + 1,965 \cdot 10^{-6} U), \quad (1.23)$$

a za brzinu elektrona dobiva se pomoću relacije (1.6):

$$v = c \left[1 - \frac{1}{(1 + 1,965 \cdot 10^{-6} U)^2} \right]^{1/2}. \quad (1.24)$$

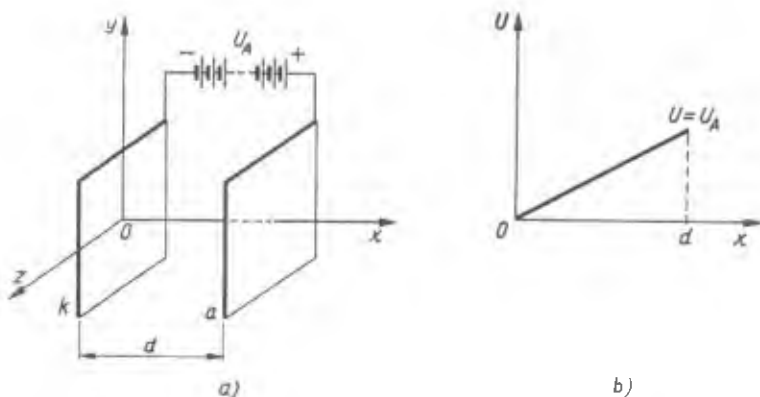
Iz relacije (1.23) se vidi da masa raste linearno s potencijalom. Prolaskom kroz potencijalnu razliku od otprilike 500 kV masa elektrona se podvostruči. Brzina elektrona može se računati prema klasičnoj relaciji (1.20) uz malu pogrešku sve do napona ubrzanja od nekoliko desetaka kV.

Radi općenito vrlo malih iznosa energija elektrona za jedinicu energije se obično uzima elektronvolt (eV). Jedan eV predstavlja kinetičku energiju elektrona koji je iz stanja mirovanja ubrzan potencijalnom razlikom od 1 V. Dakle:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}. \quad (1.25)$$

Odsada će se promatrati isključivo gibanje elektrona. Opći oblici jednadžbi vrijede i za ione, dok se numeričke vrijednosti za njih mogu dobiti uvrštavanjem njihovog iznosa za masu i naboj.

Jednadžbe gibanja elektrona u homogenom električkom polju. Na slici 1a i 1b prikazana je konfiguracija elektroda i raspodjela potencijala između dvije ravne i paralelne elektrode kada između njih postoji potencijalna razlika U_A . Ta



Sl. 1.1. a) Konfiguracija elektroda, b) pripadna raspodjela potencijala.

konfiguracija odgovara i konfiguraciji elektrodnog sustava elektronske cijevi s dvije elektrode, tj. diode. Lijeva elektroda diode je *katoda*, a desna *anoda*. Ukoliko je površina elektroda dovoljno velika, potencijal se mijenja samo duž koordinate x .

Električko polje je homogeno, usmjereno prema lijevoj elektrodi i određeno izrazom:

$$F = - \frac{U_A}{d}. \quad (1.26)$$

Ukoliko je elektron u času $t = 0$ emitiran iz katode čiji je potencijal odabran kao referentan, tj. jednak nuli, s brzinom v_k u smjeru električkog polja, diferencijalna jednačba gibanja elektrona glasi:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q_0}{m_0} \cdot \frac{U_A}{d}. \quad (1.27)$$

Prva integracija jednačbe (1.27) daje:

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{q_0}{m_0} \cdot \frac{U_A}{d} t + C_1. \quad (1.28)$$

Budući da je u času $t = 0$, početna brzina $v = v_k$, dobiva se za brzinu elektrona:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{q_0}{m_0} \cdot \frac{U_A}{d} t + v_k. \quad (1.29)$$

Drugom integracijom dobiva se za položaj elektrona:

$$x = \frac{q_0}{m_0} \cdot \frac{U_A}{d} \cdot \frac{t^2}{2} + v_k \cdot t. \quad (1.30)$$

Konstanta integracije u ovom slučaju iščezava, jer se u času $t = 0$ elektron nalazi na katodi gdje je $x = 0$. Iz jednačbe (1.29) i (1.30) proizlazi da brzina elektrona raste linearno s vremenom, a prijedeni put raste kvadratično s vremenom. To je posljedica konstantne akceleracije elektrona u homogenom elektrostatskom polju, i takvo *gibanje je analogno* gibanju predmeta u *gravitacionom polju*. Brzine u y i z smjeru nema, kao ni promjene položaja duž tih koordinata zato što je početna brzina odabrana u smjeru polja. U ovom slučaju je, dakle, trajektorija pravac. Kada je početna brzina proizvoljno orijentirana, trajektorija elektrona će biti parabola.

U posebnom slučaju kada početna brzina iščezava ($v_k = 0$), jednačbe gibanja elektrona glase:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{q_0}{m_0} \frac{U_A}{d} \cdot t, \quad (1.31)$$

$$x = \frac{q_0}{m_0} \frac{U_A}{d} \cdot \frac{t^2}{2}. \quad (1.32)$$

Eliminiranjem vremena t dobiva se za brzinu na bilo kojem mjestu:

$$v = \sqrt{\frac{2 q_0}{m_0} U}, \quad (1.33)$$

gdje je U potencijal na bilo kojem mjestu, a koji je u slučaju homogenog polja određen relacijom:

$$U = \frac{U_A}{d} \cdot x. \quad (1.34)$$

Brzina elektrona na anodi v_a je dakle jednaka:

$$v_a = \sqrt{\frac{2 q_0}{m_0} \cdot U_A} = 5,94 \cdot 10^6 \sqrt{U_A} \quad (\text{m/s}). \quad (1.35)$$

Relacije (1.33) i (1.35) dobivene su ovdje rješenjem jednadžbe gibanja elektrona, dok su ranije bile dobivene na osnovu stavka o očuvanju energije.

Za vrijeme proleta elektrona od katode do anode, uzevši u obzir da se brzina elektrona mijenja linearno, dobiva se:

$$t_0 = \frac{2d}{v_a} = \frac{2d}{\sqrt{\frac{2 q_0}{m_0} U_A}} = 3,37 \cdot 10^{-9} \frac{d}{\sqrt{U_A}} \quad (\text{s}). \quad (1.36)$$

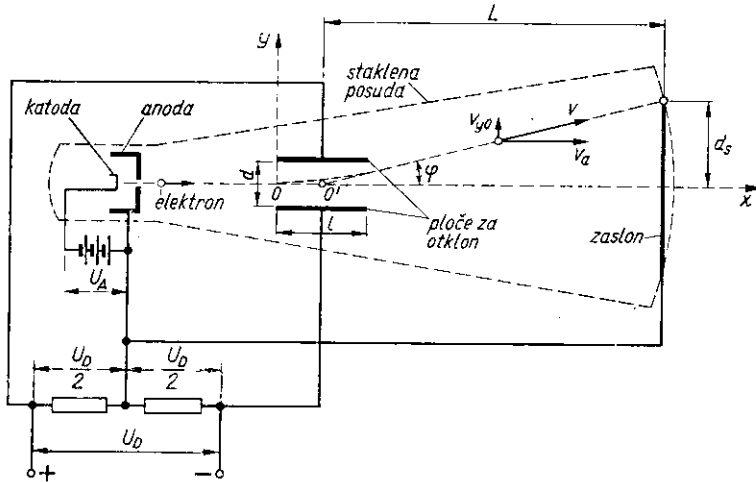
Numerička relacija vrijedi kada je udaljenost d dana u metrima. Kada elektron raspolaže s početnom brzinom v_k u smjeru polja, vrijeme proleta je dano relacijom:

$$t_0 = \frac{2d}{v_k + v_a} = \frac{2d}{v_k + \sqrt{v_k^2 + \frac{2 q_0}{m_0} U_A}}. \quad (1.37)$$

Ako je npr. $U_A = 100 \text{ V}$, razmak elektroda $d = 1 \text{ cm} = 10^{-2} \text{ m}$, a elektron nema početne brzine, vrijeme proleta je $t_0 = 3,37 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

Stavak o očuvanju energije iz kojeg slijedi da je brzina elektrona određena potencijalnom razlikom kroz koju je elektron prošao, može se upotrijebiti samo kod elektrostatskih polja. Kada se narinuti napon vremenski mijenja, taj stavak više ne vrijedi. Za određivanje brzine elektrona treba u takvim slučajevima riješiti jednadžbe gibanja elektrona (1.14). Praktički se stavak o održanju energije može primijeniti na određivanje brzine elektrona i kod izmjeničnih napona, i to tako dugo dok je vrijeme proleta elektrona zanemarivo u odnosu na period priključenog izmjeničnog napona. Zbog kratkoće vremena proleta elektrona ograničenja će nastupiti tek na visokim frekvencijama.

Otklon elektrona u katodnoj cijevi. Jednadžbe gibanja elektrona u homogenom električkom polju s početnom brzinom okomitom na to polje dadu se upotrijebiti za proučavanje otklona elektrona na zaslonu *katodne cijevi*. Na slici 1.2 prikazani su bitni sastavni dijelovi katodne cijevi, a to su: 1. *elektronski top*, 2. *otklonske pločice* i 3. *fluorescentni zaslon*. Elektronski top je sustav elektroda koji stvara homogeni vrlo uski snop elektrona s brzinom v_a diktiranom naponom ubr-



Sl. 1.2. Elektrostatsko otklanjanje elektrona u katodnoj cijevi.

zanja elektrona U_A . Kada na otklonske pločice nije priključen nikakav napon, elektroni prolaze neotklonjeni između pločica (imaju samo x komponentu brzine), udaraju u centar fluorescentnog zaslona i na tom mjestu izazivaju svjetlucanje. Na paralelne otklonske pločice dužine l i razmaka d priključen je otklonski napon U_D koji otklanja elektrone od prvobitnog smjera, što dovodi do otklona elektrona na zaslonu katodne cijevi. Prikazani par pločica daje vertikalni otklon elektrona, dok je drugi par pločica koji dovodi do horizontalnog otklona izostavljen.

Na elektron koji uđe u otklonski sustav (u času $t = 0$; $x = 0$; $y = 0$; $v_x = v_a$; $v_y = 0$) djeluje sila:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{q_0}{m_0} \frac{U_D}{d}. \quad (1.38)$$

Za brzine v_x i v_y se dobiva:

$$v_x = v_a, \quad (1.39)$$

$$\frac{dy}{dt} = v_y = \frac{q_0}{m_0} \frac{U_D}{d} \cdot t. \quad (1.40)$$

Nakon vremena $t_0 = l/v_a$ napušta elektron otklonski sustav pod kutom φ prema osi i dalje se giba u pravcu. U času t_0 je brzina v_y jednaka:

$$v_{y0} = \frac{q_0}{m_0} \frac{U_D}{d} \cdot \frac{l}{v_a}. \quad (1.41)$$

Otklon elektrona d_s određuje se iz sličnosti trokuta:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{v_{y0}}{v_a} = \frac{d_s}{L}. \quad (1.42)$$

Udaljenost od sredine otklonskih pločica do zaslona označena je sa L . Uvrštenjem iz prethodnih jednažbi dobiva se za otklon zrake:

$$d_s = \frac{q_0}{m_0} \cdot \frac{U_D}{d} \cdot \frac{l \cdot L}{v_a^2} = \frac{U_D \cdot l \cdot L}{2 U_A \cdot d}. \quad (1.43)$$

Ovdje je izraz za otklon zrake izveden uz pretpostavku istosmjernog otklonskog napona. Otklonski napon je redovito izmjeničan, tako da je trenutni otklon proporcionalan trenutnoj vrijednosti izmjeničnog napona. Relacija (1.43) može se bez daljnjeg upotrijebiti i uz izmjenične otklonske napone tako dugo, dok je vrijeme proleta elektrona kroz otklonske pločice malo u odnosu na period otklonskog napona. Kao što slijedi iz jednažbe (1.43), otklon će biti to veći što su otklonski napon, dužina pločica i udaljenost pločica od zaslona veći, a napon ubrzanja i razmak pločica manji, što je lako razumljivo. Osjetljivost katodne cijevi S definira se kao omjer otklona i otklonskog napona:

$$S = \frac{d_s}{U_D} = \frac{l \cdot L}{2 \cdot U_A \cdot d}. \quad (1.44)$$

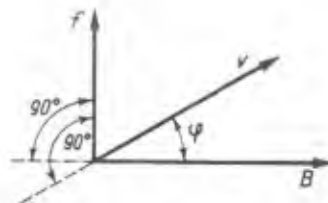
1.3. Elektron u magnetskom polju

Kada se nabijena čestica giba u magnetostatskom polju, na nju djeluje sila koja ima smjer okomit na smjer gibanja i na magnetsko polje, a vektorski oblik jednažbe za silu ima poznati oblik:

$$\mathbf{f} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.45)$$

gdje je $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ vektorski produkt brzine elektrona i magnetske indukcije. Sila je u njutnima, ako su i ostale jedinice dane u MKS sustavu: q (As), v (m/s) i B (T).

Na slici 1.3 ilustrirana je sila na elektron, ona je na temelju relacije (1.45) okomita na ravninu koju tvore vektori $\mathbf{v}$ i $\mathbf{B}$ i proporcionalna sinusu kuta φ između te dvije veličine. Uslijed djelovanja sile čestica dobiva ubrzanje:



Sl. 1.3. Djelovanje magnetskog polja na elektron koji se giba.

$$\mathbf{f} = m \cdot \mathbf{a} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1.46)$$

Ukoliko se jednadžba (1.46) rastavi na komponente, dobivaju se slijedeće jednadžbe za gibanje elektrona u magnetskom polju, u pravokutnom koordinatnom sustavu:

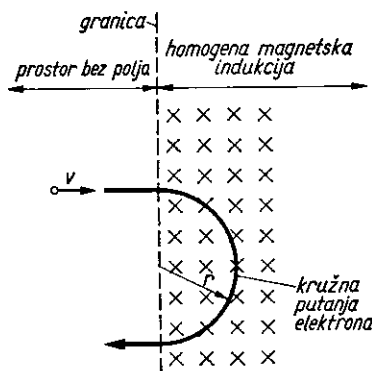
$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{q_0}{m_0} \left(B_y \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dy}{dt} \right), \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{q_0}{m_0} \left(B_z \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{q_0}{m_0} \left(B_x \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dx}{dt} \right), \end{aligned} \right\} \quad (1.47)$$

gdje su B_x , B_y i B_z komponente magnetske indukcije duž osi x , y i z .

Iz jednadžbe (1.45) proizlazi da sila na nabijenu česticu iščezava ukoliko se čestica giba u smjeru polja. Budući da je smjer sile uvijek okomit na smjer brzine i polja, energija nabijene čestice se prolaskom kroz magnetostatsko polje ne mijenja. Magnetostatsko polje mijenja samo smjer gibanja čestice. Sada će biti prikazano nekoliko primjera jednostavnijih gibanja nabijenih čestica u magnetskom polju koja se često pojavljuju u elektronskim cijevima.

Kružna putanja. Ukoliko se nabijena čestica ubrzana naponom U , koja dakle ima odgovarajuću brzinu v , ubaci u područje homogenog magnetskog polja indukcije B , u smjeru okomitom na smjer polja, na nju će djelovati sila:

$$f = q \cdot B \cdot v = m a. \quad (1.48)$$



Ta situacija ilustrirana je na slici 1.4.

Mijenjajući stalno smjer kretanja i zadržavajući istu brzinu, čestica opisuje kružnu putanju. (U prikazanom slučaju elektron će opisati pola kružnice.) Pri tome centrifugalna sila koja se razvija stoji u ravnoteži sa silom koju stvara magnetsko polje prema relaciji:

$$\frac{mv^2}{r} = q \cdot B \cdot v. \quad (1.49)$$

Iz izraza (1.49) dobiva se polumjer kružnice po kojoj se giba čestica:

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B}. \quad (1.50)$$

Sl. 1.4. Kružna putanja elektrona koji ulazi okomito u prostor magnetskog polja.

Numerička relacija za polumjer kružnice koja vrijedi za elektrone, ukoliko su dimenzije veličina dane u MKS sustavu, glasi:

$$r = 3,37 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U}}{B}. \quad (1.51)$$

Kutna brzina ω iznosi:

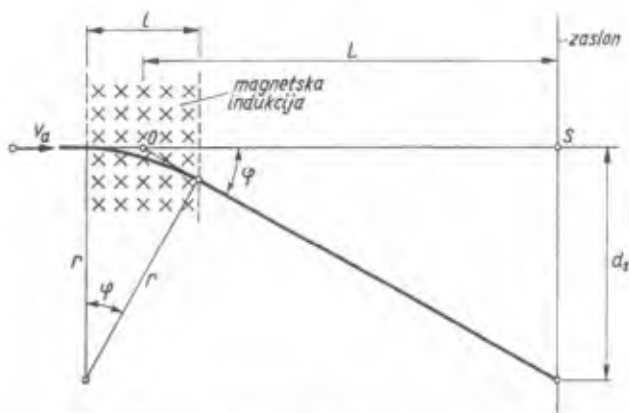
$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{q \cdot B}{m}, \quad (1.52)$$

a za period rotacije dobiva se:

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{q \cdot B}. \quad (1.53)$$

Kutna brzina i period rotacije su, kao što se vidi, neovisni o brzini čestice v .

Jedna od važnih primjena kružnog gibanja je magnetski otklon elektrona u katodnoj cijevi. Na slici 1.5 prikazana je putanja elektrona u katodnoj cijevi u kojoj otklon elektrona izaziva homogena magnetska indukcija B , okomita na smjer gibanja elektrona.



Sl. 1.5. Otklon elektrona pomoću magnetskog polja.

Pretpostavlja se da je u aksijalnom smjeru područje unutar kojeg djeluje magnetsko polje ograničeno na dužinu l , što je aproksimacija, jer se ta dužina ne da točno definirati. Za male otklonske kuteve φ su trokuti prema slici vrlo približno slični, pa slijedi:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l}{r} = \frac{d_s}{L}, \quad (1.54)$$

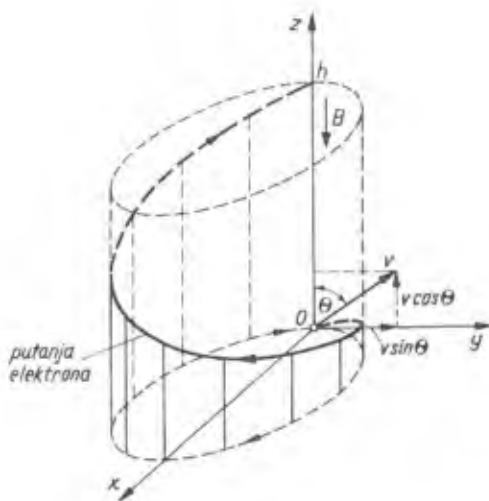
što uz pomoć relacija (1.50) i (1.18) daje:

$$d_s = \frac{l \cdot L \cdot q_0 \cdot B}{m_0 \cdot v_0} = l \cdot L \cdot B \sqrt{\frac{q_0}{2m_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_A}}. \quad (1.55)$$

Jednadžba (1.55) pokazuje da je otklon proporcionalan duljini otklonskog sustava i njegovoj udaljenosti od zaslona cijevi te magnetskoj indukciji, a obrnuto proporcionalan drugom korijenu napona ubrzanja elektrona. Usporedba s relacijom za elek-

trostatski otklon pokazuje da u slučaju magnetskog otklona veličina otklona ovisi o omjeru q/m nabijene čestice, pa će eventualno preostali ioni u katodnoj cijevi s magnetskim otklonom biti znatno slabije otklonjeni od elektrona.

Putanja u obliku zavojnice. Ako između smjera gibanja elektrona i smjera magnetskog polja postoji kut koji nije okomit, putanja elektrona će imati oblik *zavojnice*, što je ilustrirano na slici 1.6.



Sl. 1.6. Putanja elektrona u obliku zavojnice u magnetskom polju.

Čestica s brzinom v u ravnini y - z ulazi iz ishodišta koordinatnog sustava u prostor homogenog magnetskog polja, koje prema slici djeluje u smjeru negativne osi z , tvoreći s njim kut θ . Magnetsko polje ne djeluje na z komponentu brzine i ona ostaje stalno jednaka $v \cdot \cos \theta$. Međutim, y komponenta brzine je okomita na smjer polja, pa je projekcija putanje u ravnini x - y kružnica, duž koje se čestica giba brzinom $v \sin \theta$, dok je polumjer kružnice na osnovu jednadžbe (1.50) jednak:

$$r = \frac{m \cdot v \sin \theta}{q \cdot B} \quad (1.56)$$

Vrijeme ophoda kružnice T određeno je jednadžbom (1.53). Budući da je z komponenta brzine čestice konstantna, korak zavojnice bit će određen relacijom:

$$h = (v \cos \theta) \cdot T = \frac{2 \pi m v \cos \theta}{B \cdot q} \quad (1.57)$$

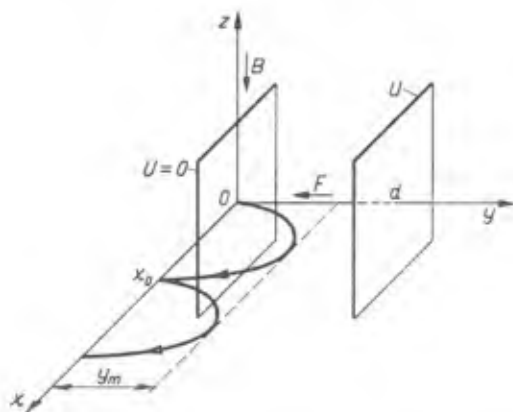
1.4. Gibanje elektrona pod djelovanjem električkog i magnetskog polja

Ukoliko se elektron giba u prostoru gdje uz elektrostatsko polje djeluje i magneto-statsko polje, putanja elektrona je često komplicirana. Ona će ovisiti o smjerovima električkog i magnetskog polja, kao i o kutu što ga tvori brzina elektrona s ravni-nom u kojoj djeluju oba polja. Lako je uočiti da će u specijalnom slučaju kad su oba polja paralelna, a brzina prema njima proizvoljno orijentirana, putanja elek-trona biti zavojnica s promjenljivim korakom. To slijedi odatle što magnetsko polje djeluje samo na onu komponentu brzine koja je na njega okomita pa će projekcija putanje na ravninu koja je okomita na smjer polja biti kružnica. Električko polje će, međutim, u pravcu svoga djelovanja jednoliko ubrzavati elektron pa će korak zavojnice biti promjenljiv.

Opći oblik jednadžbe gibanja čestice kad na nju djeluju električko i magnetsko polje slijedi iz jednadžbi (1.12) i (1.46):

$$\mathbf{f} = m \mathbf{a} = q \cdot \mathbf{F} + q \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1.58)$$

Kad su električko i magnetsko polje međusobno okomiti, kao što je prikazano na slici 1.7, a brzina čestice u času ulaska u polje jednaka nuli, putanja ima oblik *ci-kloide*, što će biti pokazano. Homogeno magnetsko polje indukcije B djeluje u



Sl. 1.7. Putanja elektrona u obliku cikloide u okomitim poljima.

smjeru negativne osi z , dok homogeno električko polje pločastog kondenzatora razmaka elektroda d , između kojih je priključen napon U , djeluje u smjeru nega-tivne osi y . Na osnovu jednadžbi (1.14) i (1.47), jednadžbe gibanja elektrona imat će slijedeći oblik:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{q_0}{m_0} B \frac{dy}{dt}, \quad (1.59)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{q_0}{m_0} \left(\frac{U}{d} - B \frac{dx}{dt} \right) \quad (1.60)$$

Prva integracija izraza (1.59) uz početne uvjete za $t = 0$; $dx/dt = 0$; $dy/dt = 0$; $dz/dt = 0$; $x = y = z = 0$ daje:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{q_0}{m_0} B y. \quad (1.61)$$

Uvrštenjem izraza za dx/dt iz jednadžbe (1.61) u jednadžbu (1.60) i rješenjem te diferencijalne jednadžbe dobiva se rješenje za y , a nakon toga uvrštenjem dy/dt u jednadžbu (1.59) i rješenje za x .

Konačni izrazi glase:

$$x = \frac{U}{B^2 \frac{q_0}{m_0} d} \left(\frac{B q_0}{m_0} t - \sin \frac{B q_0}{m_0} t \right), \quad (1.62)$$

$$y = \frac{U}{B^2 \frac{q_0}{m_0} d} \left(1 - \cos \frac{B q_0}{m_0} t \right). \quad (1.63)$$

Gibanja u smjeru z osi nema, jer nema početne brzine ni električkog polja u tom smjeru. Iz jednadžbi (1.62) i (1.63) je vidljivo da elektron opisuje cikloиду u ravnini $x-y$. Koordinata x stalno raste s vremenom i srednja brzina kojom se elektron duž te osi giba jednaka je U/dB . Koordinata y se kreće stalno između nule i maksimalne vrijednosti. Za maksimalnu vrijednost slijedi:

$$y_m = \frac{2 U}{B^2 \frac{q_0}{m_0} d}, \quad (1.64)$$

dok je $y = 0$, kad je x jednak:

$$x_0 = \frac{2 n \pi \cdot U}{B^2 \frac{q_0}{m_0} d}, \quad (1.65)$$

gdje je $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

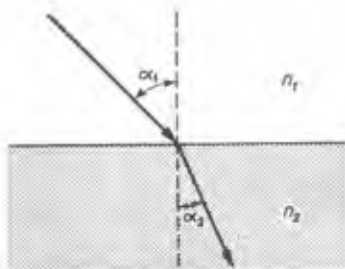
Ako je $d > y_m$, elektron ne može doseći drugu pločicu, pa iz toga slijedi izraz za kritičnu magnetsku indukciju B_0 , kod koje elektron baš tangira desnu pločicu ($x = d$):

$$B_0 = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2 m_0}{q_0} U}. \quad (1.66)$$

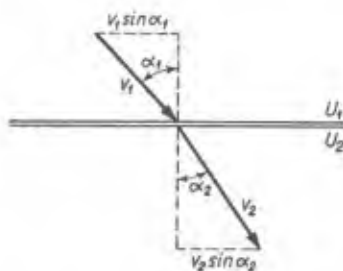
Ako elektron raspolaže s proizvoljno orijentiranom početnom brzinom, projekcija njegove putanje u ravninu $x-y$ bit će opet produžena ili prikraćena cikloida, dok će se u smjeru osi z gibati jednoliko. Homogena električka i magnetska polja ne daju se kod praktičkih realizacija u potpunosti ostvariti, pa su prema tome dobivene jednadžbe gibanja samo približne. Oblici putanje slični cikloidi se često pojavljuju u elektronskim cijevima kao npr. u fotomultiplikatorima, magnetronima i televizijskim analizatorskim cijevima.

1.5. Osnovni principi elektronske optike

Između načina na koji se giba zraka svjetlosti kroz optički različita sredstva i načina na koji se gibaju elektroni u području promjenljivog potencijala u elektrostatskim poljima postoji dalekosežna analogija. To omogućuje da se na gibanje elektrona primijene formalno isti zakoni koji vrijede u svjetlosnoj optici, što često dovodi do znatnih pojednostavljenja određenih problema u elektronici.



Sl. 1.8. Ilustracija Snellovog zakona.



Sl. 1.9. Prikaz elektronsko-optičkog zakona loma.

Poznato je iz elementarne geometrijske svjetlosne optike, da se zraka svjetlosti na granici dvaju optički različitih sredstava (vidi sliku 1.8) lomi prema Snellovom zakonu, koji glasi:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.67)$$

gdje su α_1 i α_2 kutevi koje tvori zraka svjetlosti s normalom na graničnu plohu, dok su n_1 i n_2 pripadajući indeksi loma.

Odgovarajuća situacija za elektron prikazana je na slici 1.9. Potencijal se unutar vrlo male udaljenosti mijenja od vrijednosti U_1 na vrijednost U_2 . Elektron dolazi do granične plohe s brzinom v_1 dobivenom ubrzavajućim djelovanjem potencijala

U_1 . Brzina je, kao što je poznato, dana relacijom $v_1 = \sqrt{\frac{2q}{m} U_1}$. Prolaskom kroz graničnu plohu njegova ukupna brzina postaje v_2 , diktirana potencijalom U_2 . Tangencijalna komponenta brzine elektrona nije se međutim promijenila jer u tom smjeru ne djeluje sila. Znači da je $v_1 \sin \alpha_1 = v_2 \sin \alpha_2$, odnosno:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.68)$$

Usporedbom jednadžbi (1.67) i (1.68) vidi se da indeksu loma u svjetlosnoj optici odgovara brzina elektrona u elektronskoj optici.

Uzevši u obzir da je brzina elektrona proporcionalna drugom korijenu iz potencijala, vrijedi također:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}. \quad (1.69)$$

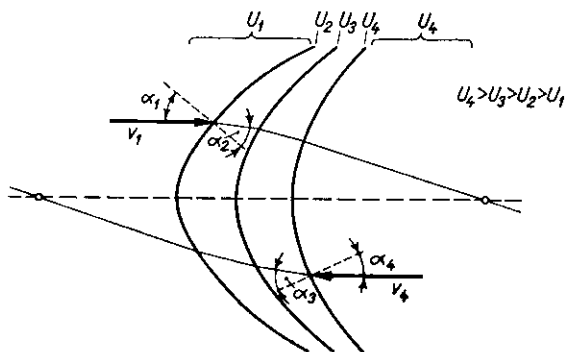
Prikazan je slučaj kada je $U_2 > U_1$, pa se elektron lomi prema okomici. Ukoliko je $U_2 < U_1$, elektron se lomi od okomice, a pod određenim uvjetima može biti i reflektiran. Neka je brzina elektrona v_1 i kut otklona α_1 baš takav da elektron može doseći plohu na potencijalu U_2 (korisno je u tom slučaju predstaviti si plohe na potencijalima U_1 i U_2 kao elektrode pločastog kondenzatora na konačnoj udaljenosti). Kut što ga tvori elektron s normalom na mjestu gdje vlada potencijal U_2 je u tom slučaju $\alpha_2 = 90^\circ$. Iz jednadžbe (1.69) slijedi:

$$U_2 = U_1 \sin^2 \alpha_1. \quad (1.70)$$

Elektron može to slabije prodirati u područje retardirajućeg potencijala što u to područje uđe s većim otklonskim kutom prema normali na ekvipotencijalnu plohu. Izraz (1.70) naziva se također i zakon totalne refleksije elektrona.

Primjenom elektronsko-optičkog zakona loma u velikoj se mjeri olakšava određivanje trajektorija elektrona u elektrostatiskim poljima. Korisno je potcrtati razliku između medija obih optika. U svjetlosnoj optici se indeks loma mijenja diskontinuirano na granici između dvaju sredstava, dok se potencijal u elektrostatiskom polju mijenja kontinuirano.

Poznato je međutim da je jedna od najuobičajenijih predodžbi potencijala pomoću ekvipotencijalnih krivulja također diskontinuiran prikaz kontinuirano promjenljive veličine. U tom prikazu se potencijal između susjednih ekvipotencijalnih krivulja smatra konstantnim, a na svakoj ekvipotencijalnoj krivulji se mijenja skokovito za iznos jednak razlici vrijednosti potencijala između dvije susjedne ekvipotencijalne krivulje. (Ukoliko se potencijal mijenja u ovisnosti o tri koordinate, onda je on konstantan duž ekvipotencijalnih ploha; u dvodimenzionalnim problemima plohe se reduciraju u krivulje.) Što je potencijal prikazan s većim brojem ekvipotencijalnih krivulja, to je njegova aproksimacija točnija.



Sl. 1.10. Ilustracija primjene elektronsko-optičkog zakona loma.

Ilustracija primjene zakona loma na gibanje elektrona u nekom tipičnom dvodimenzionalnom elektrostatiskom polju dana je na slici 1.10. Promatranje se ograničuje, kao što je to uobičajeno, na tzv. glavne elektronske zrake. Te zrake predstavljaju elektroni koji ulaze u polje paralelno s osi, i gibaju se bilo slijeva nadesno, bilo zdesna nalijevo. Krivulje U_2 do U_4 su ekvipotencijalne krivulje.

Elektron koji ulazi slijeva s brzinom $v_1 \sim \sqrt{U_1}$ pod kutom α_1 , giba se u smjeru rastućeg potencijala i lomi se prema okomici na ekvipotencijalne krivulje. S obzirom na konfiguraciju ekvipotencijalnih krivulja, on je fokusiran. Elektron koji ulazi zdesna s brzinom $v_4 \sim \sqrt{U_4}$ pod kutom α_4 , giba se u smjeru opadajućeg potencijala i lomi se od okomice. S obzirom na konfiguraciju potencijala i on je fokusiran. Kad bi uz istu konfiguraciju ekvipotencijalnih krivulja bilo $U_1 > U_2 > U_3 > U_4$, djelovanje elektrostatskog polja bilo bi za obje glavne zrake defokusirajuće.

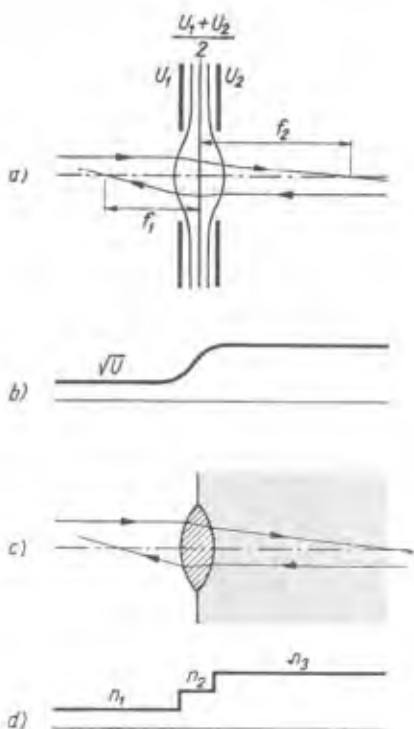
Elektronsko-optičke leće. Svaki sustav elektroda koje su na proizvoljnim konstantnim potencijalima može se shvatiti kao elektronsko-optička leća. Ovdje će biti prikazano samo nekoliko najtipičnijih sustava elektroda za koje je naziv elektronsko-optička leća uobičajen.

Leća s dva otvora (dvoaperturna leća). Ta leća a i njen približni optički analogon c prikazani su na slici 1.11. Ona se sastoji od dvije ravne elektrode s kružnim otvorima, na potencijalima U_1 , odnosno U_2 , time da se na istim potencijalima nalaze i prostori lijevo, odnosno desno od leće. Profil potencijala duž osi prikazan je u b , a promjena indeksa loma u d . Leća je simetrična u odnosu na ekvipotencijalnu liniju $\frac{U_1 + U_2}{2}$, koja je pravac.

Djelovanje te leće je fokusirajuće kao što se vidi iz slike. Leća je karakterizirana pomoću dvije fokusne udaljenosti zbog toga što je početni i konačni potencijal leće različit.

Za elektron koji se giba slijeva nadesno, tj. u smjeru rastućeg potencijala, djelovanje je prvog segmenta leće od U_1 do $\frac{U_1 + U_2}{2}$ fokusirajuće, a djelovanje drugog segmenta je defokusirajuće. Za elektron koji se giba zdesna nalijevo, tj. u smjeru opadajućeg potencijala djelovanje prvog segmenta leće je za njega defokusirajuće, a djelovanje drugog segmenta fokusirajuće. Karakteristično je, međutim, da je djelovanje leće kao cjeline i na jedan i na drugi elektron fokusirajuće.

Matematičkim putem dade se dokazati da je svaka elektronsko-optička leća koja počinje i svršava u području konstantnih potencijala (ili u kojoj su početni i konačni gradijent potencijala jednaki nuli) uvijek fokusirajuća ili sabirna.



Sl. 1.11. Dvoaperturna leća i njezin svjetlosni analogon.

Kvalitativno se gornja tvrdnja može razumjeti iz činjenice da je: 1. otklonsko djelovanje to jače što su elektroni sporiji i to zbog toga što na njih otklonska sila (sila okomita na os leće) djeluje dulje vremena; 2. otklonsko djelovanje to jače što se elektroni gibaju dalje od osi leće. (Otklonska, tj. radijalna sila na elektron je $f_r = q r \frac{d^2 U}{dz^2}$, gdje je r udaljenost elektrona od osi leće, a $d^2 U/dz^2$ druga derivacija potencijala duž osi.). Elektron koji se giba duž osi leće ne otklanja se uopće.

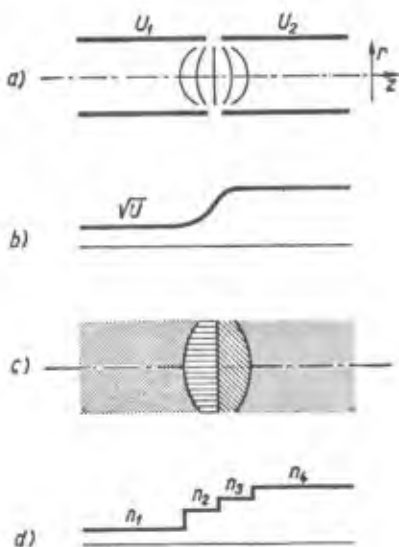
Tako npr. elektron koji se giba nadesno u smjeru rastućeg potencijala ima na početku u fokusirajućem segmentu leće manju brzinu, pa je otklonski učinak na njega jači. U drugom defokusirajućem djelu leće brzina mu se je povećala, a uslijed fokusirajućeg djelovanja prvog segmenta našao se je bliže osi leće, pa je zbog obih razloga defokusirajuće djelovanje slabije. U pogledu elektrona koji se giba zdesna, tj. u smjeru opadajućeg potencijala, vrijedi analogna argumentacija.

Dvocilindrična leća. Ta leća se često upotrebljava u katodnim cijevima. Sa svojim približnim optičkim analogonom prikazana je na slici 1.12. Sastoji se od dvaju razmakunutih koaksijalnih cilindara na različitim potencijalima. Potencijal

jako varira u procjepu između obih cilindara, dok su ulaskom u prostor samih cilindara promjene potencijala sve slabije i na koncu iščezavaju. Na slici su prikazana dva cilindra s istim promjerima, oni međutim mogu biti i različiti. Kao i kod dvoaperturne leće potencijal varira u smjeru osi i u smjeru radijusa, što znači da ovisi o dvije koordinate (rotaciono-simetričan potencijal). Djelovanje dvocilindrične leće je u principu jednako djelovanju dvoaperturne leće. Fokusirajuće djelovanje — kao što je rečeno — uvijek prevladava, bez obzira na iznose potencijala i na pravac kretanja elektrona.

Na osnovu do sada izloženog može se uočiti još jedna razlika između svjetlosne i elektronske optike. Kod prve su početni i konačni indeksi loma skoro redovito isti, dok su kod druge početni i konačni potencijal najčešće različiti.

Postoje međutim i elektronsko-optičke leće koje počinju i završavaju u području istog potencijala. To su tzv. simetrične ili jednonaponske leće. Tipičan primjer



Sl. 1.12. Dvocilindrična leća i njezin približni optički analogon.

simetrične leće je leća sa tri razmaknuta koaksijalna cilindra, od kojih se dva vanjska nalaze na istom potencijalu U_1 , a srednji na potencijalu U_2 , koji može biti veći ili manji od U_1 . Ta leća se često upotrebljava u katodnim cijevima jer daje znatne prednosti u odnosu na dvocilindričnu leću.

Leća s jednim otvorom. Leća s jednim otvorom ili jednoaperturna leća može biti bilo sabirna bilo rastresna. Ona može imati oblik prikazan na slici 1.13. Jednoaperturna leća nastaje uvijek kada se u homogeno polje između dvije elektrode umetne treća elektroda koja ima mali otvor. Na slici su prikazane obje mogućnosti leće, rastresno i sabirno djelovanje.

Žarišna udaljenost jednoaperturne leće navodi se ovdje bez izvoda i glasi:

$$f = \frac{2 U_2}{\left(\frac{dU}{dx}\right)_d - \left(\frac{dU}{dx}\right)_l} \quad (1.71)$$

gdje je U_2 je potencijal centralne elektrode

a $\left(\frac{dU}{dx}\right)_d = \frac{U_3 - U_2}{d_2}$ i $\left(\frac{dU}{dx}\right)_l = \frac{U_2 - U_1}{d_1}$

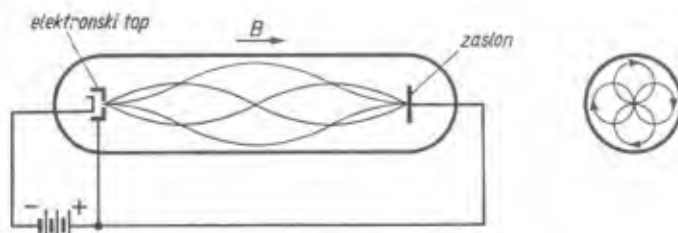
jesu gradijenti potencijala desno i lijevo od centralne elektrode. Djelovanje leće je sabirno ako je član u nazivniku pozitivan, u protivnom je rastresno. Izraz

(1.71) vrijedi u slučaju ako je otvor u centralnoj elektrodi oblika uskog procepa, a ukoliko je otvor kružan, žarišna udaljenost je dvostruko veća. Potencijal U_1 uzima se da je jednak nuli.

Jednoaperturna leća dobro aproksimira raspodjelu potencijala u triodi, s tom razlikom što je kod triode centralna elektroda rešetkastog oblika s nizom otvora.

Magnetske elektronsko-optičke leće. Homogena i nehomogena magnetostatska polja posjeduju također svojstva elektronsko-optičkih leća. Međutim, sličnost sa svjetlosnom optikom ne može se u slučaju magnetskih polja jednostavno pokazati.

Jedna mogućnost primjene gibanja elektrona u magnetskom polju u elektronskoj optici već je uzeta u članku 1.3 (putanja u obliku zavojnice) iako tamo takva mogućnost primjene nije potcrtana.



Sl. 1.14. Fokusiranje elektronskog snopa pomoću longitudinalnog magnetskog polja.

Na slici 1.14 prikazano je fokusiranje elektrona koji ulaze u prostor homogene magnetske indukcije B koja djeluje u aksijalnom smjeru. Svi elektroni imaju praktički iste aksijalne komponente brzine, koje su dobili od napona ubrzanja, međutim

uz to posjeduju različite, u odnosu na aksijalnu brzinu male radijalne brzine, tvo- reći na taj način s osi sustava određene male kutove.

Kad ne bi postojalo magnetsko polje elektroni bi stigli u ravninu slike, koja može predstavljati zaslon katodne cijevi, raspršeni, gibajući se po pravcima i zadr- žavajući isti otklonski kut prema osi. Na aksijalnu komponentu brzine magnetsko polje ne djeluje, međutim na radijalnu komponentu ono djeluje. Zbog toga će pro- jekcije putanje na ravninu okomitu na os sustava biti kružnice to većih polumjera što je radijalna komponenta brzine elektrona veća. Period rotacije je međutim ne- ovisan o radijalnoj brzini, kao što je pokazano u jednadžbi (1.53).

Ako je iznos magnetske indukcije takav da elektron na putu do zaslona opiše baš punu kružnicu, elektroni će biti fokusirani. Korak zavojnice, a time i vrijeme potrebno da elektroni stignu do zaslona određuje aksijalna komponenta njihove brzine.

Jače fokusirajuće djelovanje imaju kratka nehomogena magnetska polja, koja se ostvaruju pomoću odgovarajućih magneta i svitaka. Analiza gibanja elektrona u takvim poljima je komplicirana, međutim sve magnetske leće djeluju u principu na isti način kao i leća s homogenim magnetskim poljem. Za djelovanje svih leća bitna je aksijalna komponenta magnetskog polja, koja dovodi do rotacije elektrona.

2. ELEKTRON U ČVRSTOM TIJELU I EMISIJE ELEKTRONA

2.1.

Klasifikacija čvrstih tijela

Materijali u čvrstom stanju mogu biti *amorfni* ili *kristalični*. U amorfnim čvrstim tijelima je raspored atoma ili grupa atoma nepravilan. Kristalična čvrsta tijela su karakterizirana pravilnim poretom atoma, odnosno molekula od kojih su ta čvrsta tijela sačinjena. Ukoliko se pravilan poredak proteže na manje dijelove promatranog čvrstog tijela, govori se o polikristalima. Ako je pak čitavo čvrsto tijelo karakterizirano pravilnim ponavljanjem osnovne geometrijske forme, tzv. jedinične ćelije, radi se o *monokristalu*. U elektronici su od interesa uglavnom kristalična čvrsta tijela.

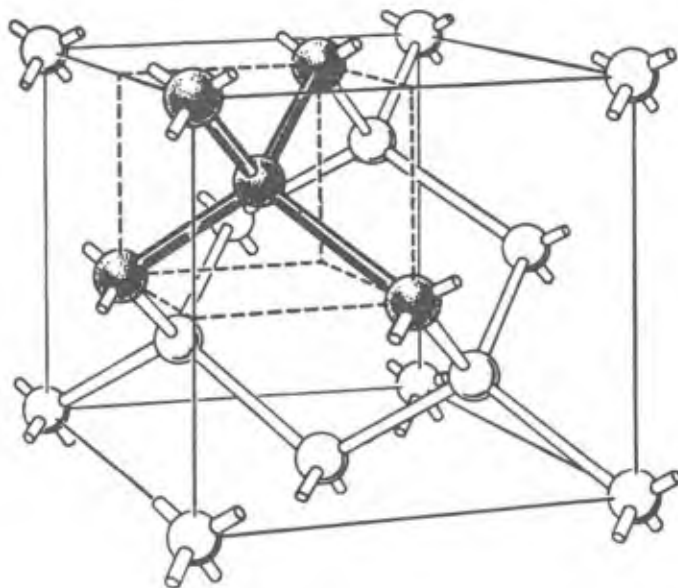
Mogućnosti promatranja i klasifikacije čvrstih tijela su različite. One mogu polaziti sa stanovišta promatranja geometrijskog oblika osnovnih ćelija od kojih je čvrsto tijelo nastalo. Isto tako je moguće klasificirati čvrsta tijela prema njihovim fizikalnim svojstvima, kao što su temperaturna, optička, magnetska, električna i druga svojstva. Za sva ta svojstva, kao i za karakter sila koje drže atome kristala na okupu, mjerodavni su uglavnom elektroni u vanjskoj ljusci atoma, tj. *valentni elektroni*.

Prema karakteru sila koje drže atome kristala na okupu, tzv. silama kristalnih veza, moguće je čvrsta tijela podijeliti na ionske, metalne, kovalentne i molekularne kristale, od kojih su ovi zadnji od manjeg interesa u elektronici.

Ionski kristali. Kod tog tipa kristala pojedini elektroni vanjske ljuske jednog elementa prelaze na atome drugog elementa, na taj način da oba tvore zatvorene ljuske. Tipičan primjer takvog kristala je NaCl. Natrij, koji ima jedan valentni elektron, predaje ga kloru, što znači da se oba atoma ioniziraju i svaki za sebe ima popunjene ljuske (Na^+Cl^-). Sila kristalne veze je elektrostatske prirode i rezultat je ionizacije. Ionski kristali vrlo slabo vode struju, pogotovo na nižim temperaturama.

Metalni kristali. Ioni kristalne rešetke nastali su otpuštanjem valentnih elektrona. Ti elektroni nisu vezani uz svoje matične atome i kreću se slobodno kroz čitav kristal. Slobodni elektroni su uzrok velike specifične vodljivosti metalnih kristala. Sile kristalnih veza između iona kristalne rešetke su elektrostatske prirode i ostvaruju ih slobodni elektroni.

Kovalentni kristali. U ovom slučaju se sile kristalne veze ostvaruju dije-
ljenjem valentnih elektrona između susjednih atoma. Tipičan primjer za takvu vezu
je dijamantna struktura prikazana na slici 2.1. Svaki atom dijeli svoja četiri va-
lentna elektrona s četiri susjedna atoma, udružujući ih u parove. Privlačnu silu
između dva susjedna atoma ostvaruje par elektrona smješten duž pravaca koji
simboliziraju vezu između susjednih atoma. Budući da je dijamant (ugljik)
četverovalentan, oko svakog atoma se obrazuju četiri valentne veze.



Sl. 2.1. Kristalna struktura germanija i silicija.

Na isti način se kristaliziraju četverovalentni elementi *germanij* i *silicij*, koji
su od najvećeg interesa u poluvodičkoj elektronici. Taj način veze ostvaruje se i
kod nekih kristala složenih od dva elementa, od kojih je jedan trovalentan, a drugi
peteovalentan. Primjeri za takve kristale jesu indijev antimonid (In-Sb) i galijev
arsenid (Ga-As), koji dobivaju sve više na značenju.

Sile kristalnih veza su opet elektrostatske prirode, ali se ne mogu objasniti
klasičnom Coulombovom silom, već valnom prirodom elektrona. Udruživanje
valentnih elektrona u kovalentne veze ima za posljedicu da kovalentni kristali slabo
vode struju, a na temperaturi apsolutne nule uopće ne vode. Od fizikalnih svojstava
čvrstih tijela su u elektrotehnici najinteresantnija njihova električna svojstva, pa se
prema iznosu specifičnog otpora čvrsta tijela dijele u vodiče, poluvodiče i izolatore.

Vodiči imaju malen specifičan otpor, do $10^{-3} \Omega \text{ cm}$, i on raste s porastom tem-
perature.

Izolatori imaju vrlo visok specifičan otpor, iznad $10^6 \Omega \text{ cm}$, i on opada s
porastom temperature.

Poluvodiči imaju specifičan otpor u granicama od $10^{-3} \Omega \text{ cm}$ do $10^6 \Omega \text{ cm}$.

Specifičan otpor poluvodiča opada s porastom temperature, ali može unutar određenog intervala temperaturne skale i rasti. Navedene vrijednosti specifičnog otpora odnose se na sobnu temperaturu. Granice su u izvjesnoj mjeri proizvoljne, time da je mnogo jača indikacija o vrsti čvrstog tijela temperaturna ovisnost specifičnog otpora, iako ni ona nije jednoznačna.

Podjelu čvrstih tijela na vodiče, poluvodiče i izolatore moguće je uglavnom izvršiti na osnovu vrste sila kristalne veze. Za najveći broj vodiča tipični su metalni kristali, a za poluvodiče i izolatore ionski i kovalentni kristali. U ionskim kristalima vodljivost, naročito na višim temperaturama, može biti izazvana i gibanjem iona kroz kristal. U domeni poluvodičke elektronike, gdje su od interesa prvenstveno električka svojstva poluvodiča, npr. u tranzistorskoj elektronici, važni su samo oni kristali u kojima su nosioci elektriciteta elektroni. To su dakle *elektronski poluvodiči*, a od njih su najvažniji germanij i silicij. Oni se, kao što je rečeno, kristaliziraju kao kovalentni kristali.

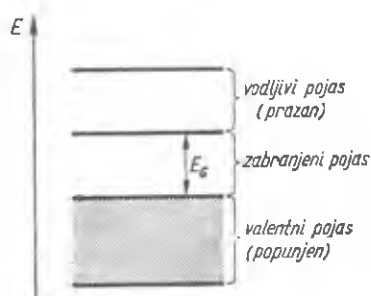
Kao što je iz fizike poznato *diskretni energetske nivoi* (koji karakteriziraju atome) određuju dozvoljene energije elektrona u atomu. Oni prerastaju u *pojas energija* kada se atomi pojedinog elementa udruže u kristal. U pravilu iz svakog diskretnog energetskog nivoa pojedinačnog atoma nastaje jedan pojas energija kristala. Pojasi dozvoljenih energija obično su međusobno odijeljeni intervalima ili pojasima energija koje elektroni ne mogu imati, tzv. *pojasima zabranjenih energija*. Najviši energetski pojasi mogu se, međutim, i preklapati.

O obliku energetskih pojasa kristala koji potječu od valentnih elektrona ovisit će da li je pojedino čvrsto tijelo metal, poluvodič ili izolator. Niži energetski pojasi nastali iz diskretnih nivoa elektrona koji tvore popunjene ljuske bez značenja su za električka svojstva čvrstih tijela, pa se ovdje neće niti razmatrati.

Za poluvodiče i izolatore, kad nemaju primjesa i kad je čitav kristal bez strukturnih defekata, *dijagram energetskih pojasa* poprima oblik prikazan na slici 2.2.

Energetski pojasi koji pripadaju elektroni-ma popunjenih ljusaka nisu prikazani. *Valentni pojas* je na apsolutnoj nuli kompletno popunjen, a odijeljen je od *vodljivog pojasa*, koji je na apsolutnoj nuli prazan, *pojasom zabranjenih energija* širine E_G , unutar kojega elektroni ne mogu egzistirati.

Postojanje pojasa zabranjenih energija između jednog, na apsolutnoj nuli popunjenog, i drugog koji je dozvoljen, ali na apsolutnoj nuli prazan, ima za posljedicu da kroz takav kristal na apsolutnoj nuli uopće ne može teći struja. To je posljedica *Paulijevog principa*. Taj osnovni princip izriče tvrdnju da u jednom kristalu isto stanje gibanja koje je karakterizirano trima komponentama brzina elektrona može imati samo jedan elektron, odnosno dva elektrona ukoliko se uzme u obzir i njihov spin. U popunjenom pojasu su sva dozvoljena energetska stanja stvarno i zastupljena. Prema tome gibanje elektrona kroz kristal, odnosno prijelaz iz jednog



Sl. 2.2. Dijagram energetskih pojasa idealnog poluvodiča ili izolatora.

energetskog stanja u drugo ima za posljedicu suprotno gibanje drugog elektrona, tj. moguća je samo zamjena stanja. U tom slučaju ne postoji usmjereno gibanje elektrona pod utjecajem električkog polja, što u stvari predstavlja električnu struju.

Da bi kroz takav kristal mogla teći struja, morali bi se elektroni iz popunjenog valentnog pojasa prebaciti u prazan vodljivi pojas, ali za to im je potrebno predati iznos energije $E > E_g$. Električko polje, čak kad je i vrlo jako, može elektronima predati samo male dodatne iznose energija, koji su puno manji od E_g , a unutar zabranjenog pojasa ne mogu elektroni egzistirati.

Kod porasta temperature, uslijed vibracija atoma kristalne rešetke, elektronima se predaju u prosjeku iznosi energije reda kT . Taj iznos izražen u elektronvoltima daje:

$$E_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11605} \quad (\text{eV}), \quad (2.1)$$

gdje je:

T apsolutna temperatura,

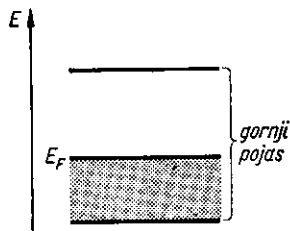
$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K Boltzmannova konstanta,

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C iznos naboja elektrona.

Na sobnoj temperaturi, $T = 290$ K, je $E_T = 0,025$ eV. To je puno manje od širine zabranjenog pojasa E_g , koja je reda veličine eV. Treba međutim voditi računa o činjenici koja rezultira iz statističke fizike, na osnovu koje će biti moguće određenom vrlo malom broju elektrona dati iznose energija veće od E_g i omogućiti im prijelaze u vodljivi pojas, ali je vjerojatnost f za to vrlo mala i proporcionalna:

$$f \sim e^{-\frac{E_g}{E_T}}. \quad (2.2)$$

Vjerojatnost prijelaza elektrona u vodljivi pojas na danoj temperaturi eksponencijalno opada sa širinom zabranjenog pojasa. Kako vodljivost kristala ovisi o broju elektrona u vodljivom pojasu, *kristali s manjom širinom zabranjenog pojasa bolje će voditi struju*. Na osnovu te čisto kvantitativne razlike dijele se spomenuta čvrsta tijela na poluvodiče i izolatore. Ukoliko je E_g manji od približno 2 eV, govori se o poluvodičima. Među poluvodiče spadaju germanij, čiji je $E_g = 0,78$ eV, i silicij, koji ima $E_g = 1,2$ eV, na temperaturi apsolutne nule. Širina zabranjenog pojasa polako opada kod porasta temperature, tako da je na sobnoj temperaturi $E_g = 0,72$ eV kod germanija, a za silicij je $E_g = 1,1$ eV.



Sl. 2.3. Dijagram energetskih pojasa metala.

Vodiči. Jedan mogući oblik dijagrama energetskih pojasa metala (vodiča) prikazan je na slici 2.3. Gornji pojas je samo djelomično popunjen na apsolutnoj nuli do tačno određenog nivoa, tzv. *Fermijevog nivoa*. Budući da se iznad najvišeg zaposjed-

nutog nivoa nalazi obilje dovoljenih energetskih nivoa, elektroni će se pod djelovanjem električkog polja slobodno kretati kroz kristal i struja će moći teći. Energetski pojasi elektrona popunjenih ljusaka leže ispod prikazanog pojasa i odvojeni su od njega i međusobno pojasima zabranjenih energija, međutim — kao što je rečeno — o njima ne ovise električna svojstva kristala.

2.2. Raspodjela energija elektrona u metalu

Svi elektroni unutar nekog pojasa energija nemaju iste energije, nego su njihove energije statistički raspoređene. Od prvenstvenog značenja u elektronici su *raspodjele energija elektrona* u vodljivom i valentnom pojasu poluvodiča, odnosno vodljivom pojasu metala. U ovom poglavlju razmatrat će se raspodjela energija elektrona unutar metala i na temelju nje odrediti struja *termionske emisije*.

Ranije se vjerovalo da se elektroni u metalu vladaju na isti način kao čestice plina te da su im energije raspoređene prema klasičnoj *Maxwell-Boltzmannovoj statistici*. Prema toj statistici gibanje čestica prestaje kada temperatura padne na apsolutnu nulu. Kvantna fizika je pokazala da su te predodžbe netočne. Gibanja elektrona u metalu podvrgnuta su sličnim kvantnim ograničenjima kao i gibanja elektrona oko jezgre atoma prema Paulijevom principu. Prema tome kvantna gibanja elektrona moraju postojati i na apsolutnoj nuli.

Sasvim općenito za broj čestica, bili to elektroni u čvrstom tijelu ili molekule, odnosno atomi plina, čija energija leži u intervalu energija između E i $E + dE$ vrijedi relacija:

$$dn(E) = S(E) \cdot f(E) dE, \quad (2.3)$$

gdje je $dn(E)$ broj elektrona u jedinici volumena u intervalu energija dE . *Gustoća dozvoljenih kvantnih stanja* ili broj dozvoljenih energija elektrona u jediničnom intervalu energija u jedinici volumena označen je $S(E)$. Funkcija $f(E)$ je *Fermijeva funkcija* ili *Fermijeva vjerojatnost*, koja određuje vjerojatnost da je neko energetsko stanje zaposjednuto elektronom i ima matematički oblik:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \quad (2.4)$$

Gustoća kvantnih stanja dade se razmjerno jednostavno odrediti u slučaju da je veza između kinetičke energije elektrona E_k i njegovog impulsa p kvadratična, tj. da vrijedi $E_k = p^2/2m$. Ta veza je ispunjena za elektrone u vodljivom pojasu metala (a približno i za elektrone pri dnu vodljivog pojasa i šupljine pri vrhu valentnog pojasa za poluvodiče). Kvadratična veza između kinetičke energije elektrona i njegovog impulsa podrazumijeva u sebi da se periodičke promjene potencijala u čvrstom tijelu zanemaruju. Drugim riječima, potencijalna energija elektrona E_0 uzima se konstantnom. Takav model čvrstog tijela naziva se *model slobodnog elektrona*.

U tom slučaju se dađe pokazati da za gustoću kvantnih stanja vrijedi slijedeći izraz:

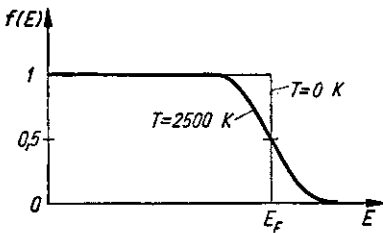
$$S(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} (E - E_0)^{1/2}, \quad (2.5)$$

gdje je E ukupna energija elektrona. Značenja ostalih simbola su odranije poznata. U metalu se za potencijalnu energiju elektrona E_0 uzima vrijednost nula, jer je pojas u kome se nalaze slobodni elektroni jedini od interesa.

Prema tome se za broj elektrona $dn(E)$ iz relacije (2.3) može pisati:

$$dn(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} (E - E_0)^{1/2} \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} dE. \quad (2.6)$$

Da bi se odredila koncentracija elektrona n , potrebno je jednadžbu (2.6) integrirati duž svih energija koje elektron može imati. To je u općem slučaju teško izvedivo zbog karaktera funkcionalne ovisnosti Fermijeve vjerojatnosti. Međutim, u slučajevima da se bilo eksponencijalni član u nazivniku člana $f(E)$ ili jedinica u tom nazivniku smiju zanemariti, dađe se integracija jednadžbe (2.6) lako provesti. Ta dva slučaja odgovaraju fizikalno različitim situacijama, a bit će očitija kad se prouče svojstva Fermijeve funkcije, dane jednadžbom (2.4) i prikazane grafički na slici 2.4. Za temperaturu $T = 0$ K je $f(E) = 1$ za $E < E_F$, a $f(E) = 0$ za $E > E_F$.



Sl. 2.4. Dijagram Fermijeve vjerojatnosti.

Dakle, do *Fermijeve energije* ili *Fermijevog nivoa* su svi dozvoljeni energetske nivoi stvarno zaposjednuti, a iznad Fermijevog nivoa elektrona nema. Za neku konačnu temperaturu moguće su i veće energije od Fermijeve, time da je vjerojatnost zaposjednuća Fermijevog nivoa jednaka $1/2$, kao što se lako vidi iz jednadžbe (2.4). Fermijev nivo je dakle onaj energetski nivo čija je vjerojatnost zaposjednuća jednaka $1/2$; znači jednako je vjerojatno da se elektron na Fermijevom nivou nalazi ili ne nalazi.

Daljnja analiza Fermijeve funkcije pokazuje da je na energetskim nivoima koji su za nekoliko kT ispod E_F vjerojatnost da se elektron nalazi vrlo velika, dok je na nivoima koji su za nekoliko kT iznad E_F vjerojatnost da se elektron nalazi vrlo mala. Znači, može se pisati:

$$1. \quad f(E) \approx 1 \quad \text{za} \quad E < E_F - 3kT, \quad (2.7)$$

jer se eksponencijalni član u izrazu za $f(E)$ može zanemariti.

$$2. \quad f(E) \approx e^{\frac{E_F - E}{kT}} \quad \text{za} \quad E > E_F + 3kT. \quad (2.8)$$

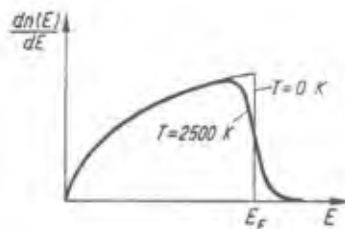
U nazivniku izraza za $f(E)$ se može jedinica zanemariti. Pod tim prilikama Fermijeva vjerojatnost u biti prelazi u klasičnu Maxwell-Boltzmannovu vjerojatnost.

Metali. U metalima je koncentracija slobodnih elektrona vrlo visoka. Ta koncentracija je neovisna o temperaturi, a kod pojedinih metala kreće se u granicama od 10^{22} do 10^{23} cm^{-3} . Na temperaturi apsolutne nule je Fermijeva vjerojatnost $f(E) = 1$ za $E \leq E_F$ i $f(E) = 0$ za $E > E_F$. Uzevši da dnu vodljivog pojasa pripada potencijalna energija $E_0 = 0$, E_F je maksimalna energija koju elektron u metalu na apsolutnoj nuli može imati.

Prema tome broj elektrona s energijama u intervalu dE na $T = 0$ K iznosi:

$$dn(E) = \frac{8 \sqrt{2} \pi m^{3/2}}{h^3} \cdot E^{1/2} \cdot dE. \quad (2.9)$$

Ovaj izraz vrijedi za energiju $E \leq E_F$. Na konačnim temperaturama se $dn(E)$ dobiva množenjem izraza (2.9) sa $f(E)$, tj. izrazom (2.4). Grafički prikaz gustoće raspodjele energija elektrona $dn(E)/dE$ u ovisnosti o energiji dan je na slici 2.5, i to za $T = 0$ K i za neku određenu konačnu temperaturu.



Sl. 2.5. Raspodjela energija slobodnih elektrona u metalu.

Površina ispod svake od prikazanih krivulja daje ukupnu koncentraciju elektrona n , koja je konstantna. To omogućuje da se pomoću relacije (2.9) integracijom izračuna iznos Fermijeve energije na temperaturi apsolutne nule. Rezultat glasi:

$$E_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} \text{ (J)}, \quad (2.10)$$

numerička relacija za E_F u (eV) je:

$$E_F = 3,64 \cdot 10^{-15} n^{2/3} \text{ (eV)}. \quad (2.11)$$

Koncentracija n je u cm^{-3} . Energija E_F je to veća što je koncentracija slobodnih elektrona veća. Njeni iznosi za pojedine metale kreću se otprilike u granicama od 4 do 9 eV. Vidi se da su vrijednosti E_F kod svih metala za više od reda veličina veće od karakteristične temperaturne energije $E_T = T/11605$ (eV) za sve temperature kod kojih metal ostaje metal, tj. čvrsto tijelo.

Na konačnim temperaturama mogu elektroni imati i energije koje su više od E_F , ali je vjerojatnost za to vrlo mala, što proizlazi iz jednadžbe (2.8). Temperatura vrlo malo utječe na prosječnu energiju $\bar{E}$ elektrona u metalu. Na apsolutnoj nuli je $\bar{E} = 3/5 E_F$ i ona sasvim neznatno raste s porastom temperature. To je u oštroj suprotnosti sa situacijom kod plinova, kod kojih je prosječna energija čestica direktno proporcionalna temperaturi. Zbog toga se kaže da se elektroni u metalu ponašaju kao degenerirani plin.

Iz funkcije za raspodjelu energija elektrona u metalu lako se prelazi u funkciju *raspodjele brzina elektrona*. Uzevši u obzir da je prema modelu slobodnog elektrona $E = 1/2 m v^2$, jer je za potencijalnu energiju uzeta vrijednost nula, dobiva se za

broj elektrona u jedinici volumena kojima brzina leži između v i $v + dv$ na temelju relacije (2.9) slijedeći izraz:

$$dn(v) = \frac{8\pi m^3}{h^3} v^2 \cdot dv \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}}, \quad (2.12)$$

gdje član:

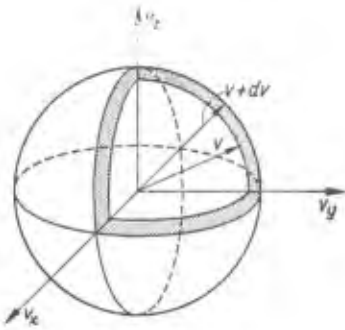
$$\frac{dn(v)}{dv} = S(v) = \frac{8\pi m^3}{h^3} v^2 \quad (2.13)$$

predstavlja gustoću dozvoljenih kvantnih stanja izraženu pomoću brzina elektrona.

U nekim važnim računima, kao što je npr. proračun struje emisije elektrona, nije dovoljno poznavati samo raspodjelu energija, odnosno apsolutnih brzina elektrona, već je potrebno poznavati *raspodjelu brzina elektrona po komponentama brzina*. Pitanje koje se s tim u vezi postavlja glasi: koliko elektrona u jedinici volumena ima x komponentu brzine između v_x i $v_x + dv_x$; y komponentu brzine između v_y i $v_y + dv_y$; a z komponentu brzine između v_z i $v_z + dv_z$? Apsolutni iznos brzine v se, naravno, dobiva iz poznate relacije:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2, \quad (2.14)$$

tako da za istu brzinu v postoji niz mogućih raspodjela po komponentama brzina.



Sl. 2.6. Prikaz kugline ljuske u brzinskom prostoru.

Ukoliko se definira pravokutni *brzinski prostor* s koordinatama v_x , v_y i v_z , što je prikazano na slici 2.6, onda je očito da broj dozvoljenih brzina u intervalu brzina između v i $v + dv$ leži unutar volumena kugline ljuske brzinskog prostora kojoj je unutarnji polumjer v , a vanjski polumjer $v + dv$.

Broj dozvoljenih stanja je prema tome:

$$S(v) \cdot dv = \frac{8\pi m^3}{h^3} v^2 dv. \quad (2.15)$$

Budući da je volumen kugline ljuske brzinskog prostora $4\pi v^2 dv$, dobiva se broj dozvoljenih stanja u jedinici volumena brzinskog prostora $S(v)$:

$$S(v) = \frac{2m^3}{h^3}. \quad (2.16)$$

Unutar elementa volumena brzinskog prostora $d\tau = dv_x dv_y dv_z$, broj dozvoljenih stanja gibanja elektrona će prema tome biti jednak:

$$S(v) \cdot d\tau = \frac{2m^3}{h^3} \cdot dv_x dv_y dv_z, \quad (2.17)$$

dok se stvarni broj elektrona u intervalu brzina između v_x i $v_x + dv_x$; v_y i $v_y + dv_y$; v_z i $v_z + dv_z$, tj. broj elektrona u elementu brzinskog prostora $d\tau$ dobiva množenjem izraza (2.17) s Fermijevom vjerojatnosti:

$$dn(\tau) = \frac{2m^3}{h^3} dv_x dv_y dv_z \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \quad (2.18)$$

Izraz (2.18) će biti ishodišna relacija za proračunavanje struje emisije elektrona iz užarene katode, tzv. termionske emisije.

Poluvodiči. Kod poluvodiča redovito prevladava situacija kod koje se jedinica u nazivniku člana $f(E)$ može zanemariti. To omogućuje da se i koncentracija slobodnih elektrona na raznim temperaturama razmjerno lako odredi. Budući da će se svojstvima poluvodiča posvetiti posebno poglavlje, to će se i taj problem tamo razmatrati.

2.3.

Izlaz elektrona iz metala

U prošlom članku je istaknuto da u metalu postoji velika koncentracija slobodnih elektrona, koji se nesmetano kreću u metalu. Visoke specifične vodljivosti metala su baš i uzrokovane postojanjem velikog broja slobodnih elektrona, za razliku od izolatora i poluvodiča gdje je na normalnim temperaturama velika većina elektrona vanjske atomske ljuske vezana uz svoje matične atome. Raspodjela energija elektrona na bilo kojoj temperaturi dana je Fermijevom raspodjelom.

Nasuprot toj velikoj koncentraciji slobodnih elektrona u metalu ne opaža ih se izvan metala. To je zbog toga što na površini metala vladaju drugačije prilike nego u njegovoj unutrašnjosti, o čemu će sada biti govora.

Kristalna rešetka metala sastavljena je od iona, koji tvore pravilan trodimenzionalan niz. Ukoliko se promatra izolirano jedan ion toga niza, onda je sila kojom taj ion privlači elektron, dana *Coulombovom silom*:

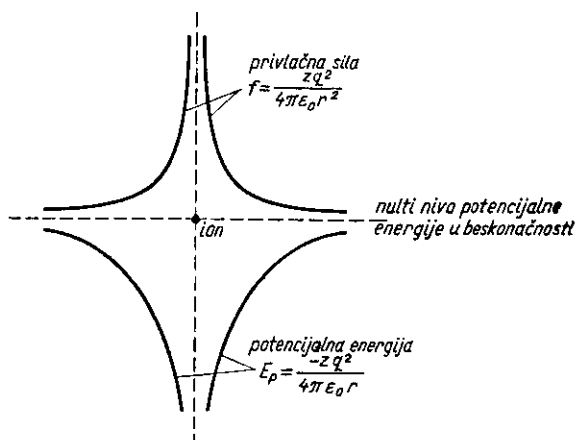
$$f = \frac{z q^e}{4 \pi \epsilon_0 r^2},$$

a potencijalna energija elektrona dana je jednadžbom:

$$E_p = \frac{-z q^e}{4 \pi \epsilon_0 r} \quad (2.19)$$

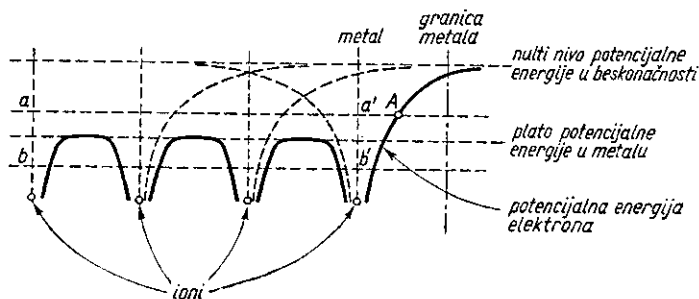
gdje je z broj pozitivnih elementarnih naboja iona, r je razmak čestica, a $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m je influenciona konstanta.

Potencijalna energija u jednadžbi (2.19) dobivena je integracijom rada Coulombove sile od r do ∞ . Konstanta integracije iščezava, jer se je za potencijalnu energiju u beskonačnosti odabrala vrijednost nula. Grafički prikaz privlačne sile na elektron i potencijalne energije elektrona dani su na sl. 2.7.



Sl. 2.7. Potencijalna energija elektrona i sila na elektron u polju jednog iona.

U metalu, međutim, postoji trodimenzionalni niz iona, tako da se rezultirajuća potencijalna energija elektrona dobiva algebarskim zbrajanjem djelovanja svih iona, što je prikazano na sl. 2.8 za jedan niz iona koji leže na pravcu.



Sl. 2.8. Potencijalna energija elektrona duž pravca koji prolazi kroz niz iona u metalu.

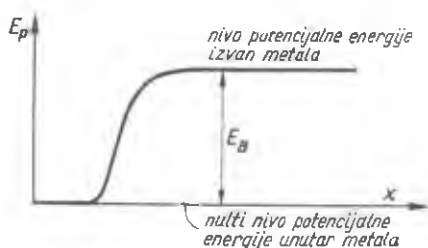
Periodički niz iona se očito prekida dolaskom na površinu metala i zadnji ion u nizu nema više susjednog koji bi pridonio sniženju potencijalne energije, kao što je to u unutrašnjosti metala. Na granici metal-vakuum postoji, dakle, nagli porast potencijalne energije ili, drugim riječima, na elektron djeluje uz površinu puno veća privlačna sila nego u unutrašnjosti i sprečava ga da napusti metal.

Ukoliko ukupna energija elektrona odgovara npr. iznosu danom crtkanom linijom aa' , onda se on slobodno giba u metalu. Elektron ipak ne može napustiti metal, jer se dolaskom u blizinu površine sudara s potencijalnom barijerom u točki

A i biva reflektiran natrag u metal. Elektroni popunjenih ljusaka se ne mogu slobodno gibati u metalu i imaju iznose ukupne energije manje od platoa potencijalne energije u metalu, npr. iznos dan linijom bb' . Oni su vezani za svoje matične ione, ne doprinose vodljivosti metala i ne dolaze u obzir za emisiju iz metala.

Kao referentni nivo potencijalne energije elektrona uzeta je potencijalna energija u beskonačnosti i odabrana je kao nulta. Da bi elektron mogao napustiti metal, mora imati ukupnu energiju barem u nivou referentne potencijalne energije, odnosno veću, jer se samo u tom slučaju ne sudara s *potencijalnom barijerom*. Na nižim temperaturama takvih elektrona praktički nema, pa im se ti dodatni iznosi moraju pogodnim sredstvima dati, o čemu će biti kasnije govora.

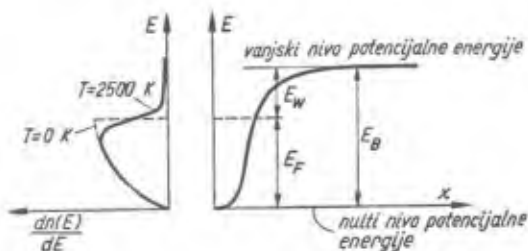
Kao što se iz slike 2.8 vidi, varijacije potencijalne energije u metalu su izrazite samo u neposrednoj blizini iona, gdje se slobodni elektroni rijetko nalaze, tako da se može s dovoljnom tačnošću za ova razmatranja pretpostaviti da je unutrašnjost metala ekvipotencijalna s nivoom potencijalne energije, koji odgovara *platau potencijalne energije* unutar metala. Nepostojanje varijacija potencijalne energije unutar metala znači, s druge strane, da unutar metala ne djeluje na slobodne elektrone nikakva sila. Takva interpretacija odgovara shvaćanjima klasične elektrodinamike.



Sl. 2.9. Dijagram potencijalne energije slobodnih elektrona uz granicu metal-vakuum.

Da bi se izbjeglo računanje s negativnim vrijednostima energija, pridružuje se platau potencijalne energije unutar metala vrijednost nula. U skladu s tim, nivou potencijalne energije izvan metala pripada pozitivna vrijednost, koju označavamo simbolom E_B . To je ujedno i minimalan iznos energije koju elektron mora imati da bi napustio metal. Pomicanje nultog nivoa potencijalne energije nema nikakvog značenja, jer se uvijek radi s razlikama energija, a ne s njihovim apsolutnim iznosima. To je prikazano na slici 2.9.

Fermijeva raspodjela energija slobodnih elektrona unutar metala daje ukupne energije elektrona, a kako je njihova potencijalna energija odabrana kao nulta, ona daje uz te uvjete njihove kinetičke energije. Dijagram te raspodjele za neki metal



Sl. 2.10. Dijagram energija slobodnih elektrona u metalu.

prikazan je već ranije na slici 2.5. Njega se pridružuje dijagramu potencijalne energije slobodnih elektrona tako da se izjednači nula energije Fermijeve raspodjele s nultim nivoom krivulje potencijalne energije iz sl. 2.9, što je učinjeno na sl. 2.10.

Da bi se elektron mogao slobodno kretati u metalu, mora imati barem iznos energije koji odgovara platou potencijalne energije unutar metala, za koju je odabrana vrijednost nula, a to ujedno odgovara nuli energije iz Fermijeve raspodjele, što opravdava postupak.

Iz slike je vidljivo da na apsolutnoj nuli nijedan elektron nema dovoljnu energiju da napusti metal. Maksimalna energija koju elektron može pri tome imati je E_F . Ta energija je uvijek manja od *barijere potencijalne energije* E_B , koja je komplicirana funkcija strukture metala i prilika na njegovoj površini.

Na višim temperaturama vrlo mali dio slobodnih elektrona dobiva energije veće od E_B , što im omogućava da ga napuste. Taj dio elektrona je to veći što je temperatura viša. Zapravo, da bi elektroni mogli napustiti metal, mora njihova energija u smjeru izlaza iz metala biti veća od E_B , dok prikazani dijagram daje energiju svih triju komponenata. Kod proračunavanja struje emisije bit će to uzeto u obzir.

Očito je da elektronima koji imaju energiju u razini Fermijevog nivoa ne treba dati tako visoke iznose dodatnih energija kao onima pri dnu krivulje raspodjele. Njima je potrebno pridijeliti samo iznos $E_B - E_F$ da bi im se omogućilo napuštanje metala. Ta se razlika naziva *rad izlaza elektrona iz metala* i obilježava sa:

$$E_w = E_B - E_F. \quad (2.20)$$

Rad izlaza je minimalna energija koju treba dati elektronima na apsolutnoj nuli da bi mogli napustiti metal. Rad izlaza se obično daje u elektronvoltima. Često se daje i *naponski ekvivalent rada izlaza* ψ u voltima:

$$E_w = q \cdot \psi. \quad (2.21)$$

Prema tome, naponski ekvivalent rada izlaza je numerički jednak radu izlaza izraženom u eV. Obzirom na negativni iznos naboja elektrona ispada da je naponski ekvivalent ψ negativna veličina. Uobičajeno je da se daje u pozitivnim iznosima, o čemu treba voditi računa. Veličina rada izlaza je različita za razne metale i iznosi obično od 2 do 5 eV. Teorijski je vrlo teško odrediti rad izlaza, pa se to čini raznim eksperimentalnim metodama, npr. mjerenjem temperaturne ovisnosti struje emisije. U tabeli 2.1 su dani radovi izlaza nekih čistih metala.

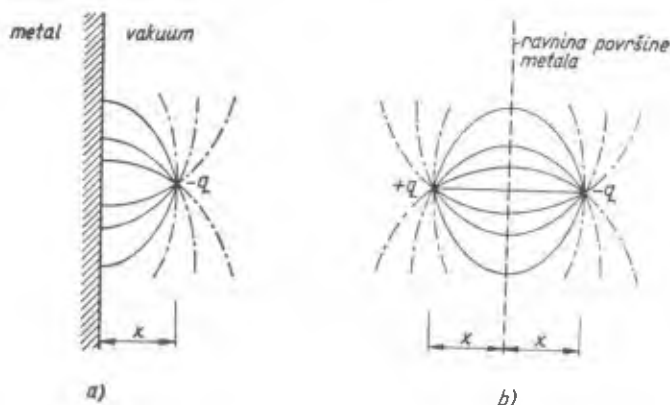
TABELA 2.1.

	Volfram	Nikalj	Grafit (ugljik)	Molibden	Torij	Cezij
Rad izlaza (eV)	4,52	5	4,7	4,3	3,51	1,89

Na veličinu i oblik potencijalne barijere E_B , a time i na rad izlaza, može se utjecati vanjskim električkim poljem, koje djeluje na površinu metala. Ukoliko je to polje ubrzavajuće, tj. takvog smjera da nastoji izvući elektron iz metala, onda to dovodi do sniženja potencijalne barijere. Da bi se moglo dati kvantitativan odgovor

na to pitanje i razjasniti uzroke te pojave, potrebno je detaljnije razmotriti karakter potencijalne barijere i sile na elektron koji se nalazi u njenoj blizini.

Kao što je istaknuto, krivulja potencijalne energije u metalu i na granici metal-vakuum dobivena je na temelju predodžbi klasične elektrostatike. Prema tim predodžbama površina metala je idealno glatka i ne uzima se u obzir njena atomska struktura. Između elektrona koji se nalazi na udaljenosti x izvan površine i površine



Sl. 2.11. a) Električno polje između elektrona i metala, b) električno polje između elektrona i njegove slike.

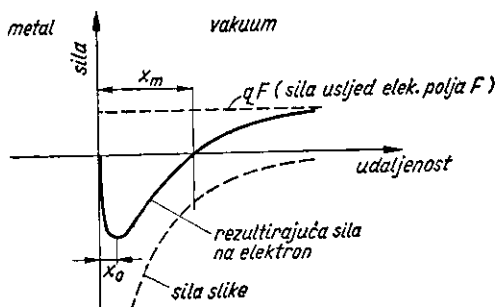
vlada raspodjela električkog polja, prikazana na slici 2.11a. Ista raspodjela polja izvan metala, a time i ista sila na elektron, dobiva se ukoliko se zamisli da na istoj udaljenosti unutar metala djeluje isti naboj suprotnog predznaka, tj. pozitivni naboj. To je prikazano na slici 2.11b. Ilustrirani postupak se u elektrostatiki naziva *metoda odslikavanja*, a sila se naziva *sila slike*.

Veličina te sile dobiva se na osnovu Coulombovog zakona i iznosi:

$$f = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot (2x)^2}. \quad (2.22)$$

U neposrednoj blizini površine, reda nekoliko atomskih razmaka u kristalu, jednadžba (2.22) očito ne vrijedi. Ovdje treba uzeti u obzir atomsku strukturu materije. U tom području je točan oblik krivulje potencijalne barijere neodređen, a time i sila na elektron. Za ova razmatranja je međutim važno samo to, da se nakon nekog kritičnog razmaka x_0 , reda 10^{-7} cm, može upotrijebiti izraz (2.22), i da je ukupna visina potencijalne barijere E_B . U unutrašnjosti metala je pak sila na slobodni elektron jednaka nuli. Ukoliko je priključeno vanjsko električko polje iznosa F , dodatna ubrzavajuća sila na elektron je qF . Dijagram sile na elektron u blizini površine dan je na sl. 2.12.

Kao što se iz slike 2.12 vidi, na nekoj udaljenosti x_m je ukupna sila na elektron jednaka nuli. Kako je ta udaljenost uvijek, čak i kod vrlo jakih, polja, veća od kritične udaljenosti x_0 , to se može za njeno izračunavanje upotrijebiti izraz za silu slike. Izjednačavanjem obih suprotno djelujućih sila na mjestu x_m dobiva se:



$$q \cdot F = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_0 x_m^2}, \quad (2.23)$$

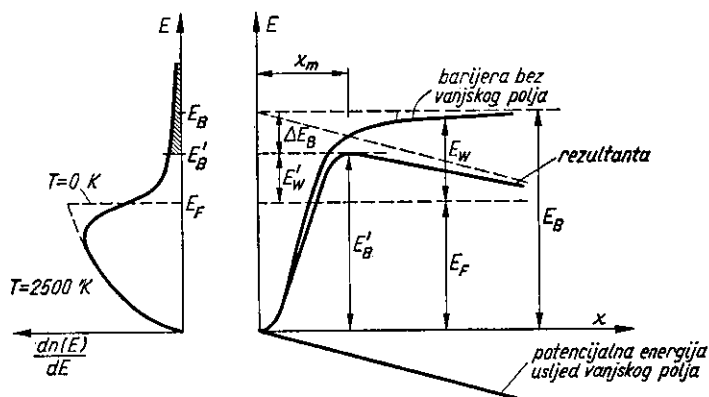
odavde proizlazi da je:

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16 \pi \epsilon_0 \cdot F}}. \quad (2.24)$$

Sl. 2.12. Dijagram sile na elektron u blizini površine metala.

Na temelju gornjih izlaganja moguće je odrediti i sniženje potencijalne barijere ΔE_B , odnosno, što je isto, i sniženje rada izlaza ΔE_w . To omogućuje i određivanje visine modificirane potencijalne barijere $E'_B = E_B - \Delta E_B$ i rada izlaza $E'_w = E_w - \Delta E_B$.

Novonastalu situaciju ilustrira slika 2.13. Dijagramu potencijalne energije pridružena Fermijeva raspodjela pokazuje, da sada puno veći broj elektrona ima mogućnost da napusti metal, ovisno o jakosti priključenog vanjskog polja F . Na



Sl. 2.13. Dijagram potencijalne energije elektrona pri djelovanju vanjskog polja i Fermijeva raspodjela energija.

mjestu x_m , gdje je sila na elektron jednaka nuli, potencijalna energija ima svoj maksimum. Ukoliko elektron ima dovoljnu energiju da taj maksimum prijeđe, na njega djeluje u smjeru izlaska iz metala ubrzavajuća sila i on napušta metal.

Prema tome, elektroni ne moraju svladavati porast potencijalne energije na putu od x_m do ∞ , što odgovara radu sile slike na tom putu. Nadalje, do mjesta x_m

krivulja potencijalne energije se snizuje uslijed rada sile vanjskog polja F . Rezultirajuće sniženje iznosi:

$$\Delta E_B = \Delta E_W = \int_0^{x_m} q \cdot F \cdot dx + \int_{x_m}^{\infty} \frac{-q^2 dx}{16 \pi \epsilon_0 x^2} = q \cdot F \cdot x_m + \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_0 x_m}. \quad (2.25)$$

Uvrštavanjem vrijednosti za x_m , iz jednadžbe (2.24), dobiva se:

$$\Delta E_B = \Delta E_W = q \cdot \sqrt{\frac{q}{4 \pi \epsilon_0}} \cdot F. \quad (2.26)$$

Prema tome, barijera potencijalne energije i rad izlaza iznose:

$$E_B = E_B - \Delta E_B = E_B - q \cdot \sqrt{\frac{q}{4 \pi \epsilon_0}} \cdot F, \quad (2.27)$$

$$E'_W = q \psi' = E_W - \Delta E_W = E_W - q \cdot \sqrt{\frac{q}{4 \pi \epsilon_0}} \cdot F. \quad (2.28)$$

Da bi se veličine E_B i E'_W dobile u džulima, moraju i vrijednosti E_B i E_W biti dane u istim jedinicama, a ostale veličine također u MKS sistemu. Ukoliko je rad izlaza E_W dan u elektronvoltima, onda se nakon uvrštenja vrijednosti za konstante dobiva relacija:

$$E'_W = E_W - 3,79 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{F} \quad (\text{eV}). \quad (2.29)$$

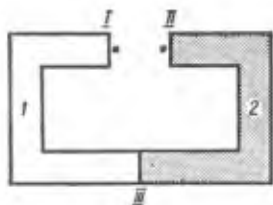
Pojavu sniženja potencijalne barijere pod djelovanjem vanjskog polja protumačio je *Schottky*, koji je na taj način objasnio ovisnost struje emisije o vanjskom polju (*Schottkyjev efekt*), o čemu će biti govora kasnije.

Uz sniženje potencijalne barijere, priključeno vanjsko polje je i sužuje to jače što je jakost polja veća. Prema predodžbama klasične fizike to suženje barijere je bez značenja, jer elektron mora imati barem iznos energije jednak E_B da bi napustio metal. Međutim, prema valnomehaničkim shvaćanjima koja elektronima pridaju i valna svojstva, postoji određena, iako vrlo mala vjerojatnost, da elektron napusti metal i onda kad mu je energija manja od E_B . Ta vjerojatnost je to veća što je energija elektrona veća i što je potencijalna barijera uža. Na tom se principu bazira *emisija elektrona iz hladnih metala* pod utjecajem vrlo jakih polja (vidi članak: *Emisija poljem*). Vjerojatnost prolaska elektrona kroz barijeru karakterizira koeficijent propusnosti barijere D . U skladu s tim istim predodžbama moguće je također da elektron koji ima veću energiju od E'_B , odnosno od E_B kad nema vanjskog polja, ne uspije napustiti metal, nego se reflektira natrag u kristal. Tu mogućnost karakterizira koeficijent refleksije R . Između obih koeficijenata postoji za istu energiju elektrona jednostavna veza $D + R = 1$, što drugim riječima znači da je elektron na granici metala ili reflektiran natrag ili ga napušta.

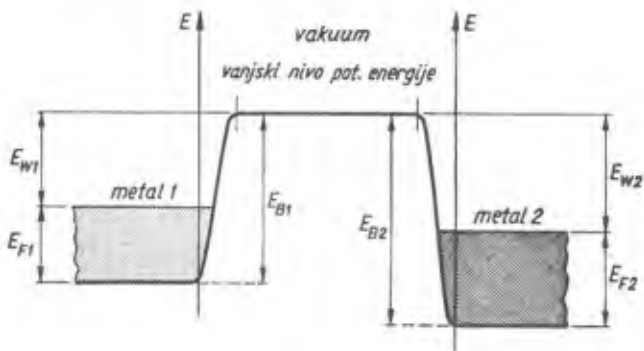
2.4.

Kontaktni potencijal

Ukoliko se dva razna metala 1 i 2 (slika 2.14) spoje na jednom svom kraju (spojna ploha III), tada se opaža da se između drugih razmaknutih krajeva obaju metala stvara električko polje, odnosno potencijalna razlika, iako su oba metala bila električki neutralna. Ta se razlika potencijala naziva *kontakti potencijal*.



Sl. 2.14. Kontakt dvaju metala.



Sl. 2.15. Dijagrami potencijalnih energija dvaju raznih metala u neposrednoj blizini.

Prema tome, pod pojmom kontaktnog potencijala se podrazumijeva razlika u potencijalima između dviju točaka (I i II) koje leže neposredno izvan razmaknutih površina dvaju raznih metala, koji se negdje drugdje dodiruju.

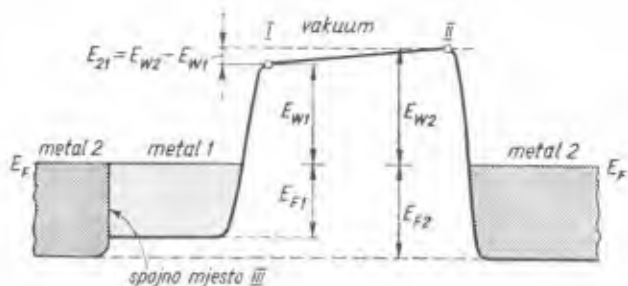
Prije uspostavljanja kontakta dijagrami potencijalnih energija dvaju metala prikazani su na slici 2.15. Nivoi potencijalnih energija izvan metala E_{B1} i E_{B2} moraju ležati na istom horizontalnom pravcu. To rezultira iz činjenice da između dvaju nenabijenih metala koji nisu u kontaktu nema potencijalne razlike. Prije uspostavljanja kontakta moraju se nulti nivoi potencijalne energije unutar metala pomaknuti tako da bi nivoi potencijalne energije van obaju metala bili isti.

Neposredno nakon uspostavljanja kontakta (što se može predstaviti tako da se dijagrami obaju metala dovedu jedan uz drugi bez vertikalnog pomicanja) počinju elektroni iz metala 1, koji ima manji rad izlaza, prelaziti u metal 2, u kojem nalaze nezaposjednute nivoe iznad njegovog Fermijevog nivoa, dok u obrnutom smjeru ta mogućnost ne postoji. Uslijed toga metal 1, koji gubi elektrone, postaje pozitivniji, a metal 2 negativniji. To prijelazno stanje traje tako dugo dok se Fermijevi nivoi u oba metala ne izjednače. Stanje ravnoteže prikazano je na slici 2.16. Ovakav prikaz vrijedi za temperaturu apsolutne nule, jer u tom slučaju nema elektrona koji bi imali energije iznad Fermijevog nivoa. Dade se dokazati da jednakost Fermijevih nivoa mora biti ispunjena na bilo kojoj temperaturi.

Između krajeva obaju metala koji nisu u kontaktu pojavljuje se zbog jednakosti Fermijevih nivoa razlika nivoa potencijalnih energija, jednaka razlici radova izlaza:

$$E_{a1} = E_{w2} - E_{w1} = q(\psi_2 - \psi_1). \quad (2.30)$$

Prije je istaknuto to da je naponski ekvivalent rada izlaza negativna veličina (iako se daje kao pozitivna veličina) i numerički jednak radu izlaza danom u eV. Pozitivna vrijednost potencijalne energije proizlazi iz toga što je i naboj elektrona negativan.



Sl. 2.16. Dijagrami potencijalnih energija dvaju metala u kontaktu nakon uspostavljanja ravnoteže.

Kontaktni potencijal ψ_{21} je jednak razlici naponskih ekvivalenata radova izlaza:

$$\psi_{21} = (\psi_1 - \psi_2) \text{ (V)}. \quad (2.31)$$

Kontaktni potencijal daje napon između elektrode 2 i referentne elektrode 1 kojoj se pridružuje potencijal nula i treba dati ispravan odgovor o polaritetu napona. S obzirom na to da je naponski ekvivalent rada izlaza stvarno negativna veličina, slijedi: $\psi_{21} = -\psi_2 - (-\psi_1) = \psi_1 - \psi_2$.

Ukoliko metali 1 i 2 nisu spojeni direktno nego posredstvom nekih drugih metala, kontaktni potencijal između njih ostaje nepromijenjen, jer se na svim spojnim mjestima Fermijeve nivoe izjednačuju. Takva situacija je od naročitog interesa u elektronici, gdje su anoda i katoda, koje su razmaknute u vakuumu i načinjene od raznih materijala, spojene preko vanjskog strujnog kruga. Kontaktni potencijal je neovisan o karakteru tog kruga i uvijek jednak naponskom ekvivalentu razlike radova izlaza anode i katode. Katoda ima skoro redovito manji rad izlaza od anode i uslijed toga je pozitivnija od anode, što stvara pred katodom retardirajuće polje i otežava elektronima izlazak iz metala.

2.5. Pregled vrsti elektronskih emisija

Da bi elektron mogao biti emitiran iz čvrstog tijela (katode), mora posjedovati dovoljnu energiju za svladavanje potencijalne barijere na granici čvrsto tijelo — vakuum. Ovisno o načinu na koji se elektronima omogućuje napuštanje čvrstog tijela, postoje 4 vrste elektronskih emisija.

1. *Termionska emisija.* Do te vrste emisije dolazi uslijed ugrijavanja (žarenja) katode. Na višim temperaturama dio elektrona dobiva dovoljne energije i može napustiti katodu. Termionska emisija predstavlja tehnički najvažniju vrstu elektronskih emisija.

2. *Emisija poljem.* Za razliku od ostalih emisija, kod kojih se povisuje energija elektrona katode, do emisije poljem dolazi pod utjecajem vrlo jakog električkog polja koje djeluje na površini katode. Uslijed toga potencijalna barijera na granici katoda-vakuum postaje vrlo uska, pa elektroni zbog svojih valnomehaničkih svojstava mogu *tunelirati* kroz potencijalnu barijeru.

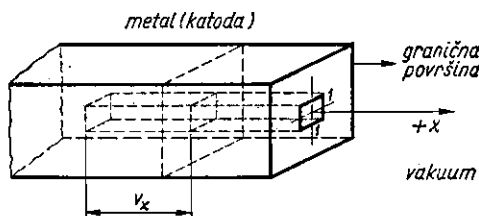
3. *Sekundarna emisija.* Do emisije elektrona dolazi uslijed bombardiranja čvrstog tijela elektronima, ionima i neutralnim atomima. Te primarne čestice predaju energiju elektronima bombardiranog materijala, koji uslijed toga mogu biti emitirani (sekundarni elektroni). Najvažnija je sekundarna emisija izazvana primarnim elektronima.

4. *Fotoemisija.* Ta emisija nastupa kad radijacija određenih valnih dužina pada na katodu. Elektroni katode primaju energiju radijacije, a energija im se predaje u kvantima iznosa $h \cdot f$, gdje je h Planckova konstanta, a f frekvencija radijacije.

2.6.

Termionska emisija

Struja elektrona je općenito broj (naboj) elektrona koji u jedinici vremena prođu kroz neki presjek, a prema tome struja emisije je naboj elektrona koji u jedinici vremena napuste graničnu površinu katode. Ukoliko se prema slici 2.17 kao smjer emisije odabere smjer osi $+x$, onda je očito da će katodu moći napustiti samo oni elektroni čija je energija u smjeru osi x veća od potencijalne barijere na granici katoda-vakuum E_B , što je prikazano na slici 2.17.



Sl. 2.17. Prikaz odsječka katode u svrhu određivanja gustoće struje emisije.

Elektron može napustiti metal kada je njegovom $+x$ smjeru brzine pridružena energija koja je barem jednaka E_B . To znači da mora za x komponentu brzine biti ispunjen uvjet:

$$v_x \geq \sqrt{\frac{2 E_B}{m}}, \quad (2.32)$$

dok y i z komponente brzine mogu biti proizvoljne. Raspodjele brzina, odnosno energija elektrona na bilo kojoj temperaturi određene su Fermijevom raspodjelom. Prema tome je broj elektrona dn' koji u jednoj sekundi prođu kroz zamišljeni je-

dinični presjek unutar katode u smjeru osi $+x$, a čije komponente brzine leže između v_x i $v_x + dv_x$; v_y i $v_y + dv_y$; v_z i $v_z + dv_z$, određen relacijom:

$$dn' = dn(\tau) \cdot v_x, \quad (2.33)$$

i to zato što je $dn(\tau)$ broj elektrona u jedinici volumena kojima komponente brzina leže u navedenom intervalu brzina, a v_x predstavlja put koji ti elektroni prijeđu u jednoj sekundi u smjeru osi x .

Da bi se odredila struja emisije, potrebno je sumirati sve elektrone koji mogu biti emitirani u smjeru osi $+x$. Minimalna brzina u smjeru osi x mora udovoljiti uvjetu (2.32), dok y i z komponente mogu biti proizvoljne. Prema tome, za gustoću struje emisije J_E se dobiva na temelju relacija (2.33) i (2.18):

$$J_E = q \frac{2m^3}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2E_B}{m}}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_x dv_x dv_y dv_z}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \quad (2.34)$$

Da bi elektron bio emitiran iz metala, mora biti $E > E_B$. Prema tome nazivnik u jednadžbi (2.34) mora biti barem jednak:

$$1 + e^{\frac{E_B - E_F}{kT}} = 1 + e^{\frac{E_W}{kT}}. \quad (2.35)$$

Tipični radovi izlaza čistih metala koji dolaze u obzir za katode su oko 4 eV. Ako se za T uvrsti već visoka temperatura $T = 2300$ K; $E_T \approx 0,2$ eV; znači vrijednost eksponencijalnog člana je otprilike $e^{20} = 10^{8.7}$. Prema tome može se sasvim opravdano jedinica u jednadžbama (2.35) i (2.34) zanemariti, što omogućuje jednostavnu integraciju izraza za J_E :

$$J_E = q \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{E_F}{kT}} \int_{\sqrt{\frac{2E_B}{m}}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z. \quad (2.36)$$

Integracija izraza (2.36) za y i z komponente brzine koje leže u granicama od $-\infty$ do $+\infty$ daje $\frac{2\pi kT}{m}$, a integracija člana za x komponentu brzine daje $\frac{kT}{m} e^{-\frac{E_B}{kT}}$. Izraz za gustoću struje termionske emisije dakle glasi:

$$J_E = \frac{4\pi m k^3 q}{h^3} \cdot T^2 e^{-\frac{(E_B - E_F)}{kT}} \quad (2.37)$$

Prvi član se sastoji od konstanti, obično se obilježava sa A i naziva *konstanta mno-
žine*. Teoretska vrijednost člana A iznosi $120,4 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$, pa se jednačba (2.37)
može napisati u obliku:

$$J_E = A T^2 e^{-\frac{E_W}{kT}}. \quad (2.38)$$

Čest oblik u kojem se pojavljuje jednačba za emisiju struju je:

$$I_E = S \cdot A T^2 e^{-\frac{b}{T}}. \quad (2.39)$$

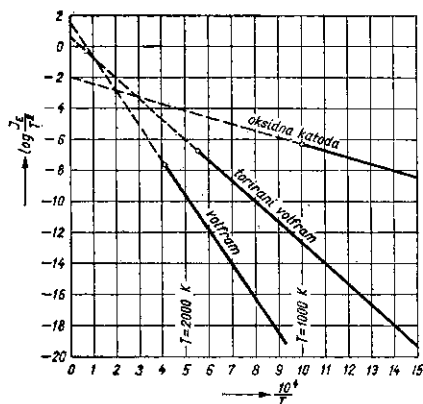
Veličina $b = \frac{E_W}{k} = \frac{q \cdot \psi_K}{k} = 11605 \psi_K$ naziva se *temperaturni ekvivalent rada
izlaza* i ima dimenziju K, a S je površina katode. Do jednačbe za struju emisije
došao je *Dushman*, pa se po njemu ta jednačba obično naziva *Dushmanova jednačba*.

U čitavom iskoristivom temperaturnom području za porast struje emisije
s temperaturom mjerodavan je eksponencijalni član. Dushmanova jednačba je u
dobroj suglasnosti s eksperimentom i najlakše se verificira ukoliko se prikaže
u obliku:

$$\log \frac{J_E}{T^2} = \log A - 0,434 \frac{b}{T}. \quad (2.40)$$

Pri tome $\log J_E/T^2$ kao funkcija $1/T$ treba da predstavlja pravac, a odsječak na
ordinati treba biti $\log A$.

Pri pokusu se odrede struje emisije $I_{E1}, I_{E2} \dots$, koje odgovaraju tempera-
turama katode $T_1, T_2 \dots$, a iz površine katode, koja mora biti poznata, odrede
se pripadne gustoće emisije struje $J_{E1}, J_{E2} \dots$.



Sl. 2.18. Određivanje konstanti emisije.

Rezultati mjerenja za tri tipične vrste
katoda: *volframovu*, *torirano-volframovu*
(Th-W) i *oksidnu katodu* (Ba, Sr) 0 prika-
zani su na slici 2.18.

Punoizvučeni dijelovi pravaca daju
mjerne rezultate, dok crtkani pravci daju
ekstrapolaciju pravaca za temperature
katode koje su previsoke za mjerenje. Iz
nagiba pravca određuje se b , tj. rad izlaza
dane katode, dok sjecište s osi ordinata
daje $\log A$. Kao što se vidi, sjecišta s osi
ordinata ne leže u istoj točki, što znači
da eksperiment daje druge vrijednosti za
konstantu mno-
žine A od teorijske vrijed-
nosti, dok temperaturna ovisnost $\log J_E/T^2$
slijedi zakon pravca, kao što mora biti
prema jednačbi (2.40).

Iznosi emisionih konstanti (A , b) za neke katode dani su u tabeli 2.2. Također je naznačena i srednja pogonska temperatura.

TABELA 2.2

Materijal katode	A (A/cm ² K ²)	b (K)	Srednja pogonska temperatura (K)
Cezij	16,2	21 000	—
Molibden	60,2	51 500	2 000
Tantal	60,2	47 200	2 000
Torij	60,2	38 900	1 600
Volfram	60,2	52 400	2 500
Torirani volfram	3,0	30 500	1 900
Oksid (Ba, Sr) O	0,01	11 600	900

Kao što se iz tabele 2.2 vidi, za većinu metala konstanta A ima vrijednost 60, umjesto 120 kako bi to moralo biti na osnovu teoretskog izvoda za struju emisije. Ta odstupanja tumače se kako pogreškama eksperimentalnih metoda, tako i pojednostavnjenjima pri izvodu jednadžbe emisije. Kod izvoda se među ostalim nije uzela u obzir promjena rada izlaza s temperaturom. Iznos struje emisije ovisi u prvom redu o eksponencijalnom faktoru, koji sadrži rad izlaza. Minimalne razlike rada izlaza daju s drugim vrijednostima konstante A iste vrijednosti za struju unutar granice točnosti eksperimentalnih metoda pomoću kojih se verificira ispravnost jednadžbe za struju emisije. Izvedena jednadžba za struju emisije strogo uzevši vrijedi samo za metalne katode. Kod poluvodičkih (oksidnih) katoda prilike su nešto drugačije, ali se uz dovoljnu točnost može upotrijebiti dana jednadžba za struju emisije.

Schottkyjev efekt. Iz jednadžbe za gustoću struje emisije bi proizlazilo da je ona neovisna o priključenom naponu. Eksperimentalno je međutim ustanovljeno da struja emisije lagano raste s porastom priključenog napona. Na temelju ranijih izlaganja to je razumljivo. Priključeni napon stvara ubrzavajuće polje pred katodom, što dovodi do sniženja potencijalne barijere, odnosno rada izlaza. Prema tome u jednadžbu za struju emisije treba umjesto veličine $q\psi$ staviti smanjeni rad izlaza $q\psi'$, što daje:

$$J'_E = A \cdot T^2 e^{-\frac{q\psi'}{kT}} \quad (2.41)$$

Uz upotrebu jednadžbe (2.28) dobiva se:

$$J'_E = A \cdot T^2 e^{-\frac{q\left[\psi - \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} \cdot F^{1/2}\right]}{kT}} = A \cdot T^2 e^{-\frac{q\psi}{kT}} \cdot e^{\frac{q}{kT} \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} \cdot F^{1/2}} \quad (2.42)$$

Uvrštavanjem vrijednosti konstanti proizlazi:

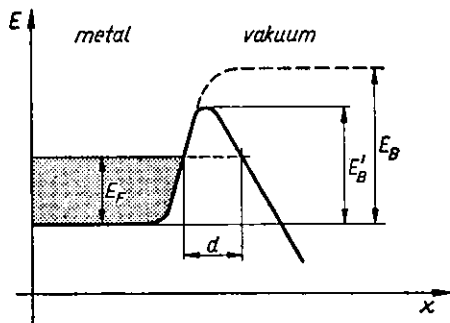
$$I'_E = I_E e^{\frac{0,44 \cdot F^{1/2}}{T}} \quad (2.43)$$

gdje je I_E struja emisije dobivena na osnovu jednadžbe (2.38). Eksponencijalni faktor daje povećanje uslijed djelovanja električkog polja. Vrijednosti za F su u V/m. Povećanje struje termionske emisije uslijed djelovanja ubrzavajućeg polja objasnio je *Schottky*, pa se ta pojava naziva *Schottkyjev efekt*.

2.7.

Emisija poljem

Za razliku od ostalih vrsti elektronskih emisija, kod emisije izazvane vrlo jakim poljem uz površinu katode ne daju se elektronima dodatni iznosi energija. Prisustvo jakog polja koristi se za sniženje potencijalne barijere i, što je još važnije, za njeno suženje. Oblik potencijalne barijere pod takvim uvjetima prikazan je na slici 2.19.



Sl. 2.19. Oblik potencijalne barijere na granici metal-vakuum pri vrlo jakim poljima.

na vrlo niskim temperaturama, teorijski i na apsolutnoj nuli. Zbog toga se emisija poljem često i naziva hladna emisija.

Kao što se na slici 2.19 vidi, u razini Fermijeveg nivoa potencijalna barijera može biti vrlo uska; kod jakosti polja reda 10^{10} V/m, širina je reda 10^{-8} cm. Kako u blizini Fermijeveg nivoa čak i pri apsolutnoj nuli postoji obilje elektrona, to postoji određena vjerojatnost (dana ovisnošću faktora propusnosti barijere o energiji elektrona i o obliku barijere) da elektron prođe kroz barijeru.

Općenito je faktor propusnosti za elektrone određene energije to veći što je barijera na tom nivou uža i što je manja razlika između energije tih elektrona i energije potrebne da elektron prijeđe preko barijere.

Proračunavanje iznosa struje emisije moguće je samo pomoću metoda valne mehanike. *Fowler* je, uz pretpostavku da je pri tome termionska struja zanemariva, dobio slijedeći izraz, koji se dobro slaže s eksperimentom:

$$J = C \cdot F^2 \cdot e^{-\frac{D}{F}} \quad (\text{A/m}^2), \quad (2.44)$$

gdje F je jakost polja u V/m, a C i D su konstante ovisne o materijalu:

$$C = \frac{6,2 \cdot 10^{-6}}{E_B} \left(\frac{E_F}{E_W} \right)^{1/2} \quad (\text{A/V}^2),$$

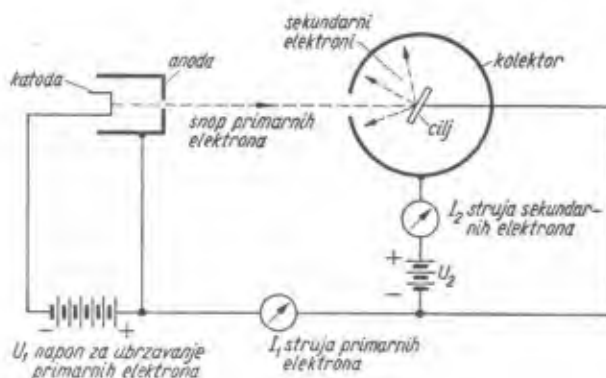
$$D = 6,8 \cdot 10^9 \cdot E_W^{3/2} \quad (\text{V/m}). \quad (2.45)$$

Energije E_W , E_F i E_B su dane u elektronvoltima.

Gustoće struja uslijed emisije poljem mogu dosegnuti iznose od nekoliko desetaka tisuća A/cm^2 kod ekstremno jakih polja reda 10^{10} V/m . Takve jakosti polja mogu se realizirati samo pomoću elektroda u obliku vrlo uskih šiljaka.

2.8. Sekundarna emisija

Ukoliko čestice kao elektroni, ioni te pobuđeni i normalni atomi udaraju u neki čvrsti materijal, opaža se da taj materijal emitira elektrone u većoj ili manjoj mjeri, ovisno o vrsti materijala, kao i o energiji i vrsti udarajućih čestica. Ta pojava se naziva sekundarna emisija. Čestice koje udaraju o čvrsti materijal nazivaju se *primarne čestice*, a elektroni koji napuštaju materijal — *sekundarni elektroni*. Tehnički je daleko najvažnija sekundarna emisija izazvana elektronima.



Sl. 2.20. Shema spoja za istraživanje pojava sekundarne emisije.

Jedna od eksperimentalnih metoda kojom se istražuju svojstva sekundarne emisije prikazana je na sl. 2.20.

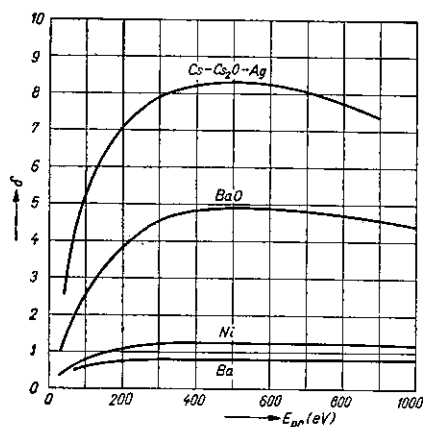
Primarni elektroni, ubrzani naponom U_1 koji se može mijenjati, udaraju o cilj načinjen iz materijala čija se svojstva sekundarne emisije žele ispitati. Cilj je smješten unutar kuglastog kolektora, koji skuplja sekundarne elektrone, a ima samo jedan uzak procijep za ulaz primarnih elektrona fokusiranih u uzak snop pomoću elektronskog topa. Između cilja i kolektora uključen je izvor napona U_2 takvog polariteta da omogućuje svima sekundarnim elektronima da stignu na kolektor. Na prikladnim mjestima nalaze se mikroampermetri, koji registriraju iznose primarne i sekundarne struje elektrona (I_1 i I_2).

Kvocijent I_2/I_1 je ujedno broj sekundarnih elektrona emitiranih na jedan primarni i naziva se *faktor sekundarne emisije* δ :

$$\delta = \frac{I_2}{I_1} = \frac{I_s}{I_p}, \quad (2.46)$$

gdje su I_s , odnosno I_p , struje sekundarnih, odnosno primarnih elektrona.

Za neke materijale snimljena krivulja faktora sekundarne emisije u ovisnosti o energiji primarnih elektrona E_{pr} dana je na slici 2.21.



Sl. 2.21. Ovisnost faktora sekundarne emisije o energiji primarnih elektrona.

Kao što se iz sl. 2.21 vidi, faktor sekundarne emisije u početku raste s porastom energije primarnih elektrona E_{pr} , dostiže maksimum, i kod još većih energija polagano opada. Teorijski bi minimalna energija primarnih elektrona, potrebna da dovede do sekundarne emisije, bila jednaka radu izlaza ispitivanog materijala. Praktički se ona opaža kod energije primarnih elektrona iznosa 15 do 20 eV. Maksimalne vrijednosti δ dobivaju se kod energija primarnih elektrona reda nekoliko stotina eV.

Kvalitativno se takva ovisnost faktora sekundarne emisije objašnjava time što primarni elektroni malih iznosa energija ne predaju elektronima u bombardiranom materijalu dovoljne iznose energija u smjeru izlaza iz materijala, dok primarni

elektroni vrlo visokih energija prodiru duboko u materijal i najveći dio svoje energije predaju elektronima koji su daleko od površine. Za sekundarnu emisiju dolaze u obzir međutim samo oni elektroni koji su dobili dovoljne iznose energija i povoljan smjer, a nalaze se blizu površine. To ujedno objašnjava i vrlo često opaženu pojavu, da je faktor sekundarne emisije to veći što je kut upada primarnih elektrona prema normali na površinu veći. Elektroni koji udaraju pod kosim kutom zadržavaju se dulje u blizini površine, nego oni koji udaraju okomito na nju, što dovodi do toga da δ raste s porastom kuta upada.

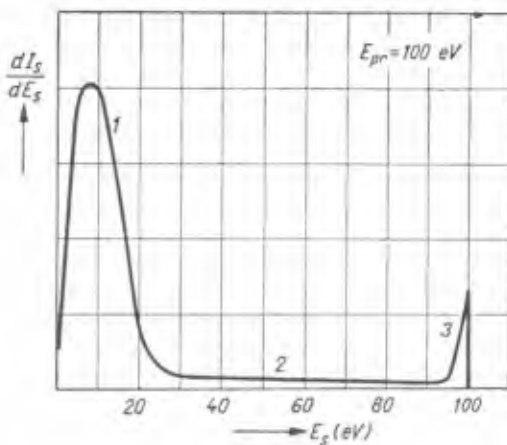
Efekti porasta faktora sekundarne emisije s kutom upada opažaju se kod glatko obrađenih površina. Kod hrapavih površina se ta ovisnost ne opaža, a i iznos faktora sekundarne emisije je manji nego kod glatkih površina.

Iznosi faktora sekundarne emisije kod energija E_{pr} koji daju maksimume jesu za većinu čistih metala manji od 1,5. Prisutnost oksida te vrlo tankih slojeva drugih elemenata na površini metala daju veće vrijednosti faktora sekundarne emisije. Visoke vrijednosti faktora sekundarne emisije imaju izolatorski i poluvodički materijali. U tabeli 2.3 dane su *maksimalne vrijednosti* faktora sekundarne emisije i pripadajuće energije primarnih elektrona E_{pr} za neke materijale.

TABELA 2.3

Materijal katode	δ_m	E_{pr} (eV)
Cs-Cs ₂ , O-Ag	8 do 9	500
MgO	8 do 12	800
Tinjac	2,8	400
Li	0,55	100
Al	1	300
Cu	1,35	600
Ag	1,5	800

Raspodjela energija sekundarnih elektrona, kod dane energije primarnih elektrona, može se dobiti ako se polaritet napona U_2 promijeni, tj. učini kolektor negativnim prema cilju. Pri takvim uvjetima će na kolektor stići samo oni sekundarni elektroni čije su energije dovoljne da svladaju retardirajuće djelovanje napona U_2 . Kod neke određene vrijednosti napona U_2 mogu na kolektor, prema tome, stići svi oni elektroni čija je energija u elektronvoltima veća od iznosa napona U_2 . Na osnovu toga može se dobiti krivulja koja daje gustoću raspodjele sekundarnih elektrona kao funkciju energije sekundarnih elektrona, što je prikazano na slici 2.22.



Sl. 2.22. Dijagram raspodjele energija sekundarnih elektrona.

Kao što se iz sl. 2.22 vidi, sekundarni elektroni se prema energijama mogu svrstati u tri grupe, i to:

1. Sekundarni elektroni s malim iznosima energija, do otprilike 20 eV. To su stvarni sekundarni elektroni, tj. elektroni koji pripadaju ispitivatom materijalu. Njih ima najviše i oni daju dominantan dio struje sekundarnih elektrona, otprilike 90%.

2. Sekundarni elektroni s energijama od oko 20 eV do iznosa vrlo blizog energiji primarnih elektrona. To su djelomično neelastično reflektirani primarni elektroni koji su dio svoje energije izgubili prolaskom kroz materijal, kao i stvarni sekundarni elektroni kojima su primarni elektroni predali velik dio svoje energije. Nije moguće razlikovati jedne od drugih. Udio te grupe elektrona u ukupnoj struji sekundarnih elektrona je obično od 4-7 %.

3. Elektroni s iznosima energija približno jednakim energiji primarnih elektrona. To su u stvari primarni elektroni koji su na površini materijala elastično reflektirani. Oni se međutim u sumarnom djelovanju očituju kao sekundarni elektroni. Taj dio krivulje je vrlo uzak s visokim maksimumom. Relativni udio elastično reflektiranih primarnih elektrona raste pri porastu energije primarnih elektrona. Površina ispod krivulje raspodjele daje ukupnu struju sekundarnih elektrona.

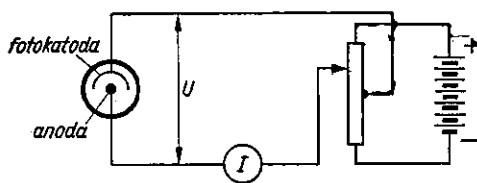
Sekundarna emisija je popratna pojava kod svih elektronskih cijevi ukoliko naponi u cijevi nisu vrlo niski. Nekada su učinci sekundarne emisije nepovoljni, te se nastoje prikladnim sredstvima umanjiti. U drugim primjenama sekundarna je emisija od koristi, kao npr. kod multiplikatorskih cijevi, katodnih cijevi te raznih drugih specijalnih cijevi.

2.9.

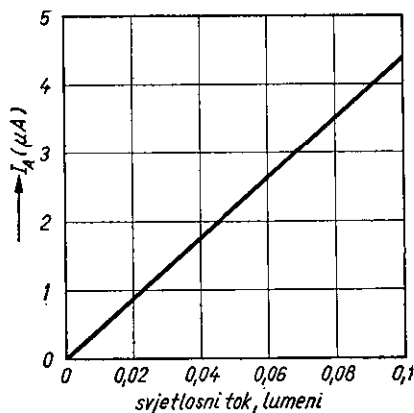
Fotoemisija

Oslobađanje elektrona iz čvrste materije pod utjecajem radijacije naziva se *fotoemisija* ili vanjski fotoelektrički efekt. Postoje još i unutarnji fotoelektrički efekti, a to su *fotovodljivi* i *fotonaponski efekt*. Kod fotovodljivog efekta se radi o povećanju specifične vodljivosti poluvodičkih i izolatorskih materijala pod utjecajem radijacije, a kod fotonaponskog efekta dolazi do generiranja elektromotorne sile kada radijacija pada na spoj dvaju poluvodiča ili na spoj metala i poluvodiča. Ovdje će se razmatrati samo fotoemisioni efekt.

Odavno je utvrđena jedna od osnovnih osobina fotoemisije, a to je proporcionalnost između broja emitiranih elektrona ili struje fotoemisije i jakosti radijacije koja pada na katodu. To se verificira na taj način, da se prema slici 2.23 između katode koja se izvirgava djelovanju radijacije i anode fotocijevi priključi napon dovoljno visok (obično desetak V) da privuče na anodu sve elektrone koje katoda emitira pod utjecajem radijacije. Ukoliko se struja mjeri kao funkcija intenziteta radijacije, dobiva se dijagram prikazan na slici 2.24, koji pokazuje da između obih veličina postoji stroga proporcionalnost.



Sl. 2.23. Sklop za promatranje fotoemisionog efekta.



Sl. 2.24. Ovisnost struje fotoemisije o jakosti radijacije.

Međutim, do 1905. godine ostala je nerazjašnjena činjenica da je nemoguće izazvati fotoemisiju bez obzira na intenzitet radijacije kada njena frekvencija padne ispod neke vrijednosti tipične za svaki pojedini materijal. Tu činjenicu je objasnio *Einstein* pretpostavivši da se energija radijacije predaje elektronima katode u obliku fotona, *kvanata energije* iznosa $h \cdot f$. Uzevši u obzir da na granici katoda-vakuum postoji potencijalna barijera, te da elektronima na razini Fermijevog nivoa treba dovesti energiju jednaku ili veću od rada izlaza, očito je da će do fotoemisije doći ako je ispunjena *Einsteinova relacija*:

$$h \cdot f > E_w = q \cdot \psi. \quad (2.47)$$

Prema tome, za minimalnu frekvenciju radijacije koja će dovesti do fotoemisije vrijedi relacija:

$$f_0 = \frac{q \cdot \psi}{h}. \quad (2.48)$$

Vodeći računa o tome da između valne duljine λ i frekvencije postoji veza $\lambda = c/f$, gdje je c brzina svjetlosti, očito je da za valnu duljinu mora biti ispunjena relacija:

$$\lambda < \frac{h \cdot c}{q \cdot \psi}. \quad (2.49)$$

Ako se valna duljina izrazi u jedinicama angströma ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$), za maksimalnu valnu duljinu λ_0 vrijedi numerička relacija:

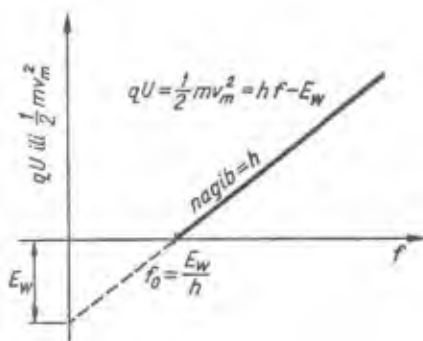
$$\lambda_0 = \frac{12400}{\psi} \text{ (\AA)}. \quad (2.50)$$

Kao što se vidi, granična valna duljina svjetlosti je obrnuto proporcionalna radu izlaza katode.

Na konačnim temperaturama vrlo mali broj elektrona ima i veće energije od Fermijeve, tako da u tom slučaju granična valna duljina nije teoretski uzevši sasvim točno definirana, međutim praktički je ta činjenica bez značenja. Velika većina elektrona oslobađa se energetskih nivoa u blizini Fermijevog nivoa, pa ako je frekvencija svjetlosti viša od granične, višak energije fotona preuzet će emitirani elektroni u obliku kinetičke energije, tako da između maksimalne kinetičke energije emitiranih elektrona i frekvencije svjetlosti vrijedi relacija:

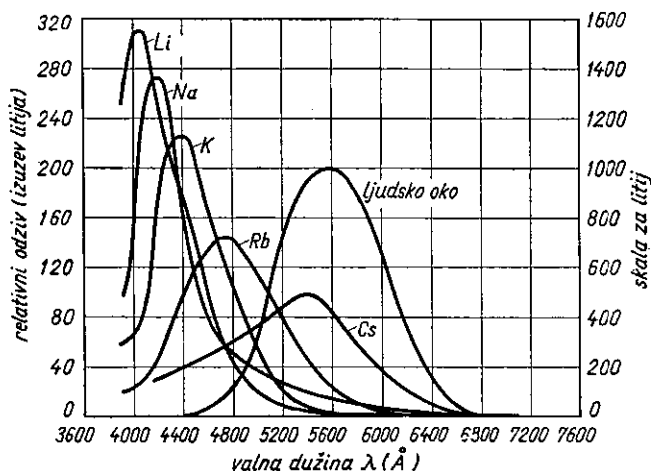
$$\frac{1}{2} m v_m^2 = h \cdot f - q \cdot \psi = q \cdot U. \quad (2.51)$$

Kad je $f = f_0$ onda je i $v_m = 0$ i jednačba (2.51) prelazi u jednačbu (2.48). Protunapon U je negativni napon anode koji najbrži emitirani elektroni taman mogu svladati. Ako je iznos protunapona baš takav da brzina najbržih elektrona na anodi padne na nulu, struja će prestati teći. Rezultati mjerenja u kojima je protunapon prikazan kao funkcija frekvencije svjetlosti dani su na slici 2.25. Kao što se vidi, veza između obih veličina je pravac, kao što i treba biti prema jednačbi (2.51). Odsječak na apscisi jednak je f_0 , a odsječak na ordinati je $-q\psi$. Za frekvencije niže od f_0 pravac je ekstrapoliran jer pod tim uvjetima ne može doći do fotoemisije. Prikazani postupak omogućuje i određivanje rada izlaza. Za čiste metale se tako dobiven fotoelektrički rad izlaza dobro slaže s iznosima rada izlaza dobivenim mjerenjem termionske emisije.



Sl. 2.25. Maksimalna brzina emitiranih elektrona u ovisnosti o frekvenciji pobudne radijacije.

Spektralna osjetljivost fotoemisije. Gornja vrijednost valne duljine kod koje dolazi do fotoemisije određena je — kao što je već poznato — kvantnim uvjetom, tj. relacijom (2.50). Idući prema kraćim valnim duljinama struja fotoemisije raste, dostiže svoj maksimum i kasnije počinje opadati. Svaka fotokatoda ima, dakle, različitu osjetljivost za pojedine valne duljine radijacije, a ta spektralna osjetljivost je karakteristična za dani materijal fotokatore. Osnova za mjerenje spektralne osjetljivosti mora biti ista količina svjetlosne energije kod bilo koje valne duljine.



Sl. 2.26. Fotoelektrička spektralna osjetljivost alkalijskih metala.

Mjereći struju fotoemisije uz taj uvjet, dobivaju se krivulje spektralne ovisnosti koje su za alkalijske metale prikazane na slici 2.26. Na slici je unesena i spektralna osjetljivost ljudskog oka, koje ima maksimum za valne duljine oko 5500 Å. (Granice vidljivog spektra leže između 4000 Å i 7000 Å.) Kao što se vidi, najbolje slaganje s osjetljivošću oka pokazuje cezijeva katoda, dok ostale katode imaju maksimume u kratkovalnom plavom dijelu vidljivog spektra.

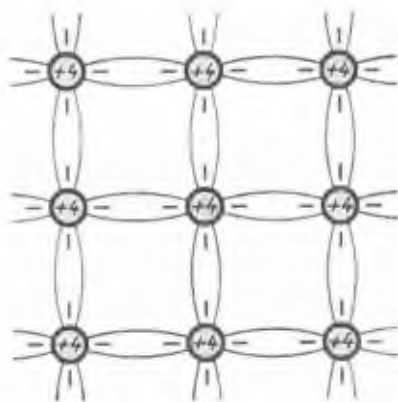
Mnogi uobičajeni izvori radijacije, kao npr. sijalice, isijavaju najveći dio energije u crvenom, odnosno *infracrvenom* dijelu spektra. Zbog toga se za fotokatore upotrebljavaju često materijali s manjim radom izlaza, npr. fotokatoda cezij, cezijev oksid, srebro (Cs-CsO-Ag). Ta fotokatoda ima maksimum osjetljivosti u infracrvenom dijelu spektra s jakom osjetljivošću u crvenom dijelu spektra i još jednim maksimumom u ultravioletnom dijelu spektra. Spomenuta fotokatoda ima svojstva poluvodiča i za takve materijale je karakteristično postojanje dvaju maksimuma osjetljivosti, što je povezano s fotoemisijom iz različitih energetskeg pojasa.

3.1.

Vrste poluvodiča

Intrinsični poluvodiči. Poluvodič čija se kristalna rešetka sastoji samo od atoma jednog elementa, koji dakle nema nikakvih primjesa ostalih elemenata, naziva se *intrinzičan* ili *čist poluvodič*. Pretpostavlja se također da je kristal strukturalno idealan, tj. da je nastao pravilnim ponavljanjem osnovne geometrijske forme. To znači da su svi atomi na svojim normalnim položajima te da nema atoma u nekim međupoložajima. Naravno, takav je kristal teoretska apstrakcija, ali predstavlja vrlo pogodan i koristan model za proučavanje osnovnih pojava.

Ukoliko se takva kristalna rešetka, čiji je prostorni model prikazan na slici 2.1, projicira u ravninu, ona poprima oblik prikazan na slici 3.1. Četiri valentna elektrona raspoređena su između četiri susjedna atoma i udružena u parove, tvoreći na taj način *kovalentne veze*. Naboj $+4$ simbolizira naboj iona (atomske ostatka). On u sebi udružuje pozitivan naboj jezgre, umanjeno za naboj onoliko elektrona koliko ih ima u zatvorenim ljuskama. Kod germanija, čiji je redni broj 32, naboj jezgre je $+32$, a naboj elektrona popunjenih ljusaka je -28 ; dakle naboj iona je $+4$; on je kompenziran negativnim nabojem četiriju valentnih elektrona. Silicij ima redni broj 14, a naboj elektrona popunjenih ljusaka je -10 .

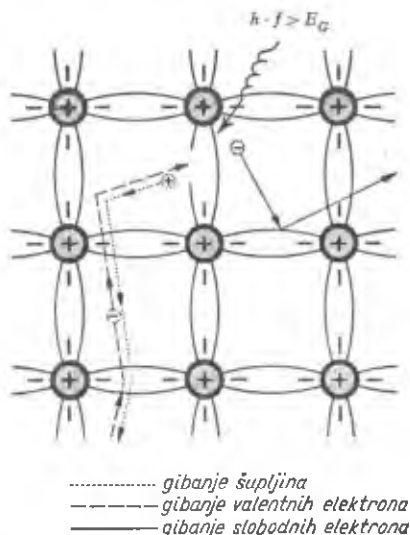


Sl. 3.1. Shematski prikaz projekcije modela kristalne rešetke intrinzičnog germanija ili silicija na temperaturi apsolutne nule.

Kad su sve valentne veze kompletne, svi su valentni elektroni vezani uz svoje atome, oni se ne mogu gibati kroz kristal, nema dakle nosilaca i kroz kristal ne može teći struja. Takva situacija postoji na temperaturi apsolutne nule.

Kao što je u poglavlju 2. rečeno, na nekoj konačnoj temperaturi postoji određena vjerojatnost opisana jednačinom (2.2), da valentna veza zahvati kvant energije $h \cdot f > E_g$, koji potječe od vibracije kristalne rešetke, i da se na taj način elektron iz valentnog pojasa prebaci u vodljivi pojas. Taj proces se naziva *razbijanje valentne veze*. Usput treba istaći da kvant energije $h \cdot f$ može biti predan i vanjskom radi-

jacijom, npr. obasjavanjem kristala. Za sada će se promatrati samo *temperaturno* stvaranje nosilaca, jer su poluvodiči od ostalih utjecaja zaštićeni, osim u specijalnim primjenama, kod kojih se želi dodatno stvaranje nosilaca pod djelovanjem vanjske radijacije. Elektron se u skoro praznom vodljivom pojasu slobodno kreće; on je nosilac elektriciteta. Prijelazom valentnog elektrona u vodljivi pojas ostaje međutim na mjestu razbijene valentne veze lokaliziran pozitivni naboj. Postoji dakle tendencija da se ta valentna veza ponovno kompletira i neutralizira njen pozitivni naboj. To se čini uzimanjem valentnih elektrona sa susjednih valentnih veza, čime se proces nastavlja.



Sl. 3.2. Shematski prikaz projekcije modela kristalne rešetke intrinzičnog germanija ili silicija na konačnoj temperaturi s ilustracijom razbijanja valentne veze.

Dakle, uz gibanje elektrona u vodljivom pojasu postoji i gibanje elektrona u nekompletno popunjenom valentnom pojasu. Umjesto gibanja mnoštva valentnih elektrona pogodnije je promatrati gibanje pozitivnog naboja, koji predstavlja nepopunjenu valentnu vezu, a naziva se *šupljina*. Pozitivna šupljina se kreće u suprotnom smjeru od smjera gibanja valentnih elektrona. Shematski prikaz gibanja slobodnog elektrona i šupljine, nastalih razbijanjem valentne veze, dan je na slici 3.2.

Prema tome, u intrinzičnom poluvodiču ču transport naboja obavlja se u dva energetska pojasa. Slobodni elektroni gibaju se u vodljivom pojasu. Gibanje mnoštva valentnih elektrona dađe se opisati na potpuno ekvivalentan način gibanjem malog broja fiktivnih pozitivnih čestica — šupljina — unutar valentnog pojasa. Za ilu-

straciju neka posluži slijedeći primjer. U germaniju je koncentracija germanijevih atoma $N_{Ge} = 4,42 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Tome pripada u kompletno popunjenom valentnom pojasu četiri puta toliko valentnih elektrona $n_{val} = 4 N_{Ge}$. Na sobnoj temperaturi je, kao što će se kasnije pokazati, koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu $n = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Prema tome je na otprilike 10^{10} valentnih veza svega jedna razbijena. Kvantitativna analiza pokazuje da se gibanje $n_{val} - n$ elektrona u skoro popunjenom valentnom pojasu, može prikazati na mnogo jednostavniji, ali inače ekvivalentan način gibanjem malog broja pozitivnih šupljina, čija je koncentracija p jednaka koncentraciji slobodnih elektrona u vodljivom pojasu n .

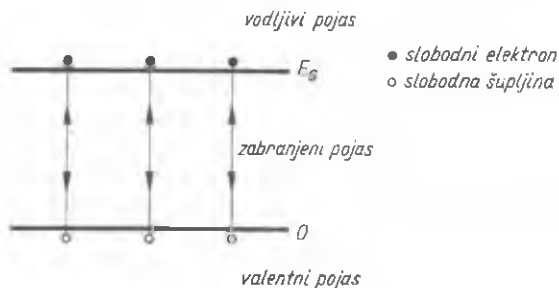
U intrinzičnom poluvodiču nosioci se stvaraju razbijanjem valentnih veza, time što je stvaranje elektrona u vodljivom pojasu uvijek popraćeno stvaranjem šupljine u valentnom pojasu. U *intrinzičnom poluvodiču* nosioci se dakle uvijek stvaraju u parovima, a za njihove koncentracije vrijedi:

$$n = p = n_i = p_i. \quad (3.1)$$

Koncentracija n_i ili p_i naziva se *intrinzična koncentracija* i ona vrlo brzo raste s temperaturom. U germaniju na sobnoj temperaturi je $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,

a u siliciju je $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Nastajanje parova nosilaca u intrinzičnom poluvodiču ilustrirano je na slici 3.3.

Kada na poluvodič nije priključen napon, gibanje nosilaca u svim smjerovima je jednako vjerojatno, nema preferiranog smjera gibanja; ono je *kaotično* i kroz kristal ne teče struja. Priključkom električkog polja superponira se na kaotično gibanje *usmjereno gibanje* nosilaca u pravcu djelovanja električkog polja i struja teče.



Sl. 3.3. Ilustracija nastajanja parova nosilaca u dijagramu energetske pojase.

Detaljnije će o tome biti govora kasnije. Gibanje elektrona unutar kristala različito je od gibanja elektrona u vakuumu, tako da se sila f na elektron koji se giba u kristalu pod utjecajem vanjskog električkog polja F , daje prikazati relacijom:

$$f = m^* \frac{dv}{dt}, \quad (3.2)$$

gdje je dv/dt akceleracija elektrona, a m^* predstavlja masu. Masa m^* koja figurira u gornjoj relaciji nije masa slobodnog elektrona, već tzv. *efektivna masa*. Efektivna masa je promjenljiva, ona ovisi o pojasu energija u kome se elektron nalazi, kao i o energiji koju elektron unutar tog pojasa ima. Efektivna masa elektrona je pri dnu valentnog pojasa pozitivna, a pri vrhu tog pojasa negativna. Do tih rezultata se dolazi primjenom metoda valne mehanike, u kojoj se gibanje elektrona interpretira kao gibanje vala kroz periodičku strukturu kristalne rešetke.

Do spoznaje da je efektivna masa elektrona u kristalu različita od mase slobodnog elektrona može se doći — ukoliko se uzme u obzir da se potencijal unutar kristala periodički mijenja — na način koji je za metale kvalitativno prikazan u u poglavlju 2, na sl. 2.8. Osim sile f , koja postoji uslijed djelovanja vanjskog polja, na elektron djeluje dakle još i sila f_{krist} , koja je rezultat promjenljivog potencijala unutar kristala. Učinci električkog polja kristala su pod svim prilikama jači od učinaka vanjskog električkog polja. Prema tome, jednadžba gibanja elektrona trebala bi se pisati u slijedećem obliku:

$$f + f_{krist} = m \frac{dv}{dt}, \quad (3.3)$$

gdje je sada m masa slobodnog elektrona. Budući da jednadžbe (3.2) i (3.3) opisuju isto gibanje elektrona, očito je da u njima moraju figurirati različite mase da bi se dobio isti rezultat (isti dv/dt).

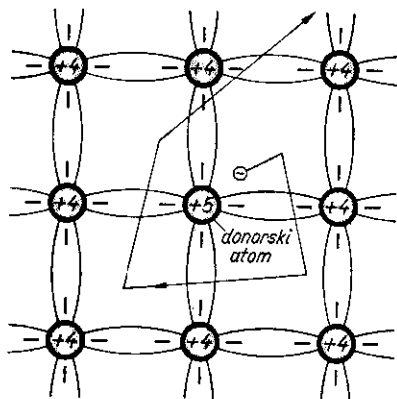
Interesantno je napomenuti da baš činjenica što je masa elektrona pri vrhu valentnog pojasa negativna opravdava uvođenje pojma šupljine. Naime, uz pozitivnu masu i pozitivan naboj dolazi se do istog rezultata. Tim svojstvima raspolaže fiktivna čestica — šupljina.

Efektivne mase elektrona m_e u vodljivom pojasu i šupljine m_h u valentnom pojasu obično su različite. One su obično manje od mase slobodnog elektrona, a u germaniju i siliciju može se uzeti u prvoj aproksimaciji da su približno jednake $1/4$ – $1/3$ mase slobodnog elektrona.

Ekstrinzični poluvodiči. Ukoliko električka svojstva poluvodiča, a to je u prvom redu električka vodljivost, ovise o prisustvu nekog stranog elementa, onda se takav poluvodič naziva *ekstrinzičan poluvodič* ili *primjesni poluvodič*. Atomi stranih elemenata, koji se obično nazivaju *primjese* ili *nečistoće*, ne daju se nikada u potpunosti odstraniti. Međutim, ukoliko je njihova koncentracija ekstremno niska, onda one ne utječu u većoj mjeri na električka svojstva poluvodiča. Naprotiv, ukoliko su prisutni u iole većoj koncentraciji, njihov utjecaj na električka svojstva poluvodiča je dominantan unutar širokog intervala temperatura.

Nečistoće mogu biti vrlo različite. U poluvodičkoj elektronici su od prvenstvenog značaja one nečistoće koje se namjerno i u tačno određenoj koncentraciji, pomoću odgovarajućih tehnoloških postupaka, dodaju germaniju ili siliciju. Koncentracije nečistoća N_i kreću se obično između 10^{14} cm^{-3} kao donja granica, do otprilike 10^{20} cm^{-3} kao gornja granica. To su redovito nečistoće čiji su atomi peterovalentni ili trovalentni. Ukoliko se dodaju *peterovalentne nečistoće*, onda nastaju *poluvodiči N-tipa*, a ukoliko se dodaju *trovalentne nečistoće*, nastaju *poluvodiči P-tipa*. Atomi nečistoća zauzimaju u kristalnoj rešetki pojedina mjesta gdje bi se u čistom poluvodiču nalazili atomi matičnog elementa, oni se dakle uključuju u kristalnu rešetku supstitucijom. Čak i pri vrlo visokim onečišćenjima je odnos atoma nečistoća prema matičnim atomima reda $1 : 10^9$, a na donjoj granici onečišćenja reda $1 : 10^9$.

1. *Poluvodiči N-tipa.* Taj tip poluvodiča nastaje kad se poluvodič onečisti ili dozira s peterovalentnim nečistoćama, među koje spadaju *dušik* (N), *fosfor* (P), *arsen* (As) i *antimon* (Sb). Shematski prikaz kristalne rešetke koji ilustrira tu situaciju dan je na slici 3.4.



Sl. 3.4. Shematski prikaz poluvodiča N-tipa.

Četiri elektrona peterovalentnog elementa nečistoće udružena su u valentne veze sa četiri susjedna germanijeva atoma. Peti elektron vezan je uz svoj atom jedino elektrostatskom privlačnom silom Coulombovog tipa.

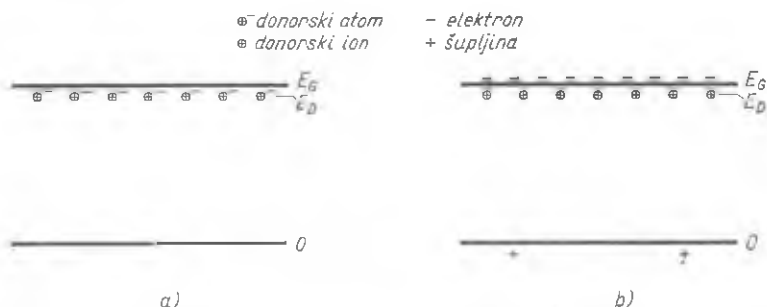
Može se zamisliti da taj peti elektron, kad je vezan uz svoj atom, opisuje oko njega putanju slično kao u Bohr-Sommerfeldovom modelu atoma. Privlačna sila je vrlo slaba i potreban je mnogo manji iznos energije da bi se peti elektron otrgnuo od svog atoma, nego da bi se razbila valentna veza. To se može približno

ilustrirati na slijedeći način. Prema Bohrovom modelu atoma, a u odličnom skladu s eksperimentom, potrebno je elektronu vodikovog atoma predati energiju od 13,60 eV, da bi se elektron otrgnuo od atoma, tj. da bi se atom ionizirao. Energija pojedine staze u Bohrovom modelu atoma je obrnuto proporcionalna kvadratu relativne dielektričke konstante ϵ' , koja je kod germanija 16, a kod silicija 12. Energija pojedine staze proporcionalna je masi elektrona, a za elektron u kristalu treba uzeti njegovu efektivnu masu. Prema tome, za energiju ionizacije atoma nečistoće može se pisati približno:

$$E_i = \frac{13,60}{(\epsilon')^2} \left(\frac{m^*}{m} \right) \quad (\text{eV}). \quad (3.4)$$

Efektivna masa elektrona u germaniju i siliciju manja je od mase slobodnog elektrona, pa se, uvrštavajući za $m^* = 1/4 m$, kod germanija dobiva za *energiju ionizacije nečistoća* E_i iznos od 0,0136 eV. Ta je vrijednost, dobivena na osnovu jednostavnog modela, u dobroj suglasnosti s eksperimentalnim vrijednostima. U germaniju energije ionizacije ili aktivacije nečistoća leže u intervalu od 0,01 do 0,02 eV. Kod silicija su vrijednosti energije aktivacije nečistoća nešto veće i kreću se u granicama od 0,04 do 0,07 eV. To se djelomično može pripisati manjoj dielektričnoj konstanti silicija.

Budući da su energije ionizacije tako niske, već će i kod temperature od oko -150°C na više većina nečistoća biti ionizirana. (Statistički računi pokazuju da je većina nečistoća ionizirana kad je $kT \geq 0,25 \cdot E_i$). Znači: već na vrlo niskim temperaturama će praktički svi elektroni koji potječu od atoma nečistoća biti u vodljivom pojasu i slobodno se gibati kroz kristal. Peterovalentne nečistoće dakle daju elektrone u vodljivi pojas, pa se zbog toga nazivaju *donorske nečistoće*. *Ionizirani donor ima pozitivan naboj*. Naravno zbog razbijanja valentnih veza stvaraju se također nosioci u parovima, i zbog toga će u poluvodiču postojati određena koncentracija šupljina. Koncentracija šupljina bit će puno manja od koncentracije elektrona, pa će *većinski ili majoritetni nosioci* biti elektroni, a šupljine će biti *manjinski ili minoritetni nosioci*. Poluvodič kome su dodane peterovalentne ili donorske nečistoće naziva se *poluvodič N-tipa*, zbog toga što su u njemu majoritetni nosioci elektroni, čestice negativnog naboja.



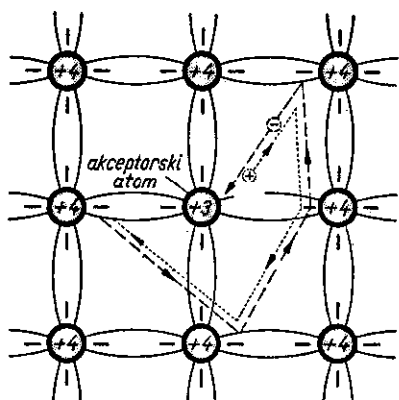
Sl. 3.5. Dijagram energetske pojase poluvodiča N-tipa: a) na temperaturi apsolutne nule, b) na sobnoj temperaturi.

U dijagramu energetske pojase prisustvo donorskih nečistoća ima za posljedicu nastajanje dodatnog energetskeg nivoa unutar zabranjenog pojase, i to pri njegovom vrhu. Taj nivo se naziva *donorski nivo* E_D . Razlog zbog kojega donorski

nivo mora ležati uz vrh zabranjenog pojasa slijedi automatski iz činjenice, da je za prebacivanje elektrona vezanih uz donorske atome u vodljivi pojas potreban vrlo mali iznos energije. Dijagram energetskih pojasa za poluvodič *N*-tipa prikazan je na slici 3.5, i to *a* za temperaturu apsolutne nule kada su svi donorski nivoi popunjeni elektronima i *b* za sobnu temperaturu kada su praktički svi donorski nivoi prazni. Uslijed razbijanja valentnih veza postoje i šupljine u valentnom pojasu, što je također prikazano na slici.

Kod visokih koncentracija donora diskretni donorski nivo širi se u vrlo uzak pojas energija. Kad je $N_D \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, energija ionizacije donora iščezava, a uski pojas energija donorskih nečistoća ulazi u vodljivi pojas. Zbog iščezavanja energije ionizacije, takav poluvodič s ekstremno visokom koncentracijom nečistoća vlada se slično metalu, pa se često naziva *pseudometal* ili *degenerirani poluvodič*.

2. *Poluvodiči P-tipa*. Taj tip poluvodiča nastaje kad se poluvodič onečisti ili dozira *trovalentnim nečistoćama*, među koje spadaju *bor* (B), *aluminij* (Al), *galij* (Ga) i *indij* (In). Kristalna rešetka koja sadrži trovalentne nečistoće prikazana je shematski na slici 3.6. Trovalentnoj nečistoći nedostaje jedan elektron da kompletira valentnu vezu. Ona se kompletira na taj način da je popuni valentni elektron iz neke susjedne veze, čime se proces nastavlja.



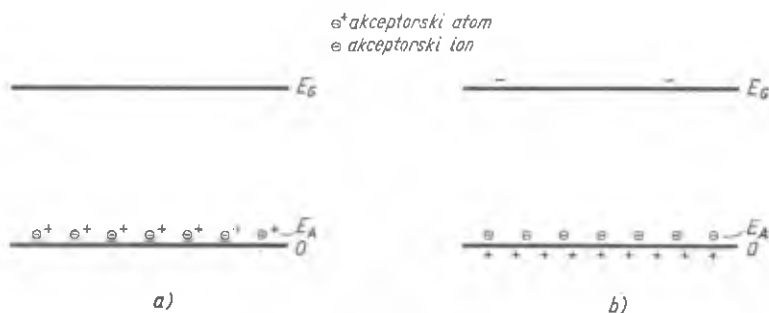
Sl. 3.6. Shematski prikaz poluvodiča *P*-tipa.

Kao što je ranije rečeno i prikazano na slici 3.6, umjesto valentnih elektrona pogodnije je promatrati šupljine, koje predstavljaju pozitivni naboj i gibaju se u smjeru suprotnom od gibanja valentnih elektrona. Budući da trovalentne nečistoće kompletiraju valentne veze primajući elektrone iz valentnog pojasa, nazivaju se *akceptorske nečistoće*. Energije ionizacije akceptorskih nečistoća su vrlo male i leže u istom intervalu energija kao i za donorske nečistoće. Kao i u poluvodiču *N*-tipa

i u *P*-tipu postoji razbijanje valentnih veza, čiji je intenzitet određen temperaturom. U poluvodiču *P*-tipa su pozitivne šupljine majoritetni nosioci, odatle i naziv *P*-tip, a elektroni su minoritetni nosioci.

Akceptorske nečistoće uvode u dijagram energetskih pojasa dodatni *akceptorski nivo* E_A , koji leži unutar zabranjenog pojasa. Budući da se akceptorske nečistoće lako ioniziraju primajući elektrone iz valentnog pojasa, mora akceptorski nivo ležati pri dnu zabranjenog pojasa. Objašnjenje je sasvim analogno onom koje je dano za poluvodič *N*-tipa. *Akceptorski atom primajući elektron postaje negativan ion*. Na taj način se stvara šupljina u valentnom pojasu, dakle, može se također reći da akceptorski atom vezuje šupljinu, a ionizacijom je daje u valentni pojas.

Dijagram energetskih pojasa za poluvodič *P*-tipa, na temperaturi apsolutne nule (*a*) i na sobnoj temperaturi (*b*) prikazan je na slici 3.7.



Sl. 3.7. Dijagram energetskega pojasa poluvodiča *P*-tipa:
a) na temperaturi absolutne nule, b) na sobnoj temperaturi.

U pogledu temperaturne ovisnosti ionizacije akceptorskih nečistoća, kao i položaja akceptorskog nivoa i njegovom prerastanju u uzak pojas energija, vrijedi isti način rezoniranja kao i za poluvodič *N*-tipa.

3.2. Generacija i rekombinacija u poluvodičima

U poluvodiču koji je na nekoj stalnoj temperaturi koncentracije nosilaca moraju biti konstantne. U intrinzičnom poluvodiču nosioci se mogu stvarati ili *generirati* razbijanjem valentnih veza, a u ekstrinzičnim uz to i ionizacijom nečistoća. Da bi se održavala stalno ista koncentracija, mora postojati također i mehanizam koji nosioce u istoj mjeri odstranjuje ili *rekombinira*. Mora, dakle, postojati dinamička ravnoteža između *generacije* i *rekombinacije* nosilaca. Ukoliko se broj generiranih nosilaca u jedinici vremena u jedinici volumena označi sa g , a broj rekombiniranih sa r , mora dakle biti ispunjen uvjet:

$$g = r. \quad (3.5)$$

Jedan od važnih teorema statističke fizike, tzv. princip detaljne ravnoteže, tvrdi da se u stanju ravnoteže svaki proces i njemu inverzan proces moraju odigravati s jednakom učestalosti. Generacija i rekombinacija mogu se odigrati na različite načine. U poluvodičima dominantan je način putem tzv. *rekombinacionih centara*. Ti centri mogu biti razne nesavršenosti u poluvodičima, kao što su atomi nekih zaostalih stranih elemenata, dislokacije u kristalu itd. Naravno, da prema principu detaljne ravnoteže, rekombinacioni centri moraju djelovati u jednakoj mjeri i kao generacioni centri. Generacija parova nosilaca se može također odigravati direktnim razbijanjem valentnih veza, a rekombinacija njihovim popunjavanjem. Statistički računi pokazuju da taj mehanizam također postoji, ali igra drugostepenu ulogu. Važna je međutim činjenica: da su ravnotežne koncentracije nosilaca neovisne o specifičnom mehanizmu generacije i rekombinacije i da su za danu temperaturu konstantne.

Između generacije para nosilaca i njegove rekombinacije protekne uvijek neko dulje ili kraće vrijeme. Prosječno vrijeme između generacije i rekombinacije, tj. prosječno vrijeme postojanja slobodnog para nosilaca, naziva se *vrijeme života* i

obilježava sa τ . Vrijeme života je jedan od osnovnih fizikalno-tehnoloških parametara poluvodičkih materijala i kod poluvodiča koji se upotrebljavaju u tranzistorskoj elektronici kreće se približno u granicama od 10^{-8} do 10^{-7} s. U izvjesnim primjenama poželjno je da vrijeme života bude što dulje, a u nekim drugim što kraće; za ove druge primjene uspjelo se je posebnim tehnološkim postupcima sniziti vrijeme života i do 10^{-9} s.

Dinamička ravnoteža između generacije i rekombinacije, kao i činjenica da su koncentracije elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu neovisne o karakteru mehanizma koji podržava generaciju i rekombinaciju, omogućuje da se pod ravnotežnim prilikama, tj. za poluvodič koji je na konstantnoj temperaturi i koji nije izvrnut dodatnoj radijaciji, izračuna odnos koji mora postojati između koncentracije većinskih i manjinskih nosilaca.

Pretpostavivši da se rekombinacija i generacija odigravaju direktno, tj. razbijanjem i kompletiranjem valentnih veza, lako je uočiti činjenicu da je vjerojatnost rekombinacije elektrona sa šupljinom proporcionalna koncentraciji šupljina i jednaka $k \cdot p$, gdje je k faktor proporcionalnosti ovisan o temperaturi. Ukupan broj rekombinacija je naravno proporcionalan i koncentraciji elektrona. Prema tome broj rekombinacija u jedinici vremena u jedinici volumena r iznosi:

$$r = k \cdot n \cdot p = g. \quad (3.6)$$

Rekombinacija ovisi o prisustvu obaju tipova nosilaca, i ona je kao što se vidi, proporcionalna njihovom produktu. Generacija g je u ravnoteži s rekombinacijom pa je $r = g$. S druge strane je generacija neovisna o tome koliko elektrona ima u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu, jer je ona rezultat razbijanja valentnih veza. Generacija dakle mora biti proporcionalna njihovom produktu $n \cdot p$, bez obzira na to koliki je individualni udio elektrona ili šupljina, uz uvjet da je njihov produkt konstantan. (Tvrdnja da je generacija neovisna o tome koliko ima elektrona u vodljivom pojasu, odnosno šupljina u valentnom pojasu, prestaje biti tačna kad je koncentracija nosilaca vrlo visoka.) Znači da vrijedi relacija:

$$r = k \cdot n_i \cdot p_i = k \cdot n_i \cdot p_i = k \cdot n_i^2 = g, \quad (3.7)$$

odnosno:

$$\boxed{n_i \cdot p_i = n_i^2} \quad (3.8)$$

Produkt ravnotežnih koncentracija elektrona u vodljivom pojasu n_i i šupljina u valentnom pojasu p_i u nekom poluvodiču, na danoj temperaturi, konstantan je i jednak kvadratu intrinzične koncentracije. Relacija (3.8) naziva se zakon o termodinamičkoj ravnoteži i predstavlja jedan od osnovnih zakona u poluvodičkoj elektronici. Iz zakona o termodinamičkoj ravnoteži proizlazi da će minoritetnih nosilaca biti to manje što je majoritetnih nosilaca više. Teoretski postupak za određivanje intrinzične koncentracije bit će dan u članku 3.4, ovdje će biti dan samo rezultat koji glasi:

$$n_i^2 = C \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_G}{E_T}}. \quad (3.9)$$

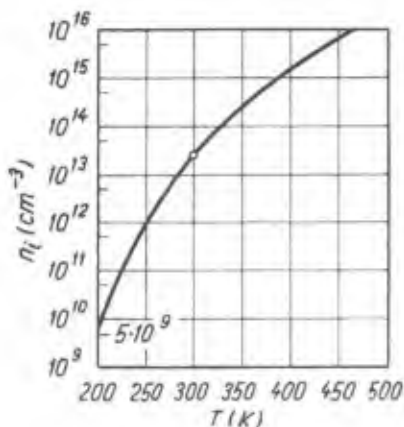
Konstanta C u maloj mjeri ovisi o materijalu, E_G je širina zabranjenog pojasa u eV, dok je $E_T = kT/q = T/11605$ (eV) karakteristična temperaturna energija elektrona.

Kao što se vidi, kvadrat intrinzične koncentracije raste eksponencijalno s temperaturom i to je manji što je širina zabranjenog pojasa veća, također uz eksponencijalnu ovisnost. U najboljoj suglasnosti s rezultatima mjerenja su slijedeće relacije za kvadrat intrinzične koncentracije u germaniju i siliciju:

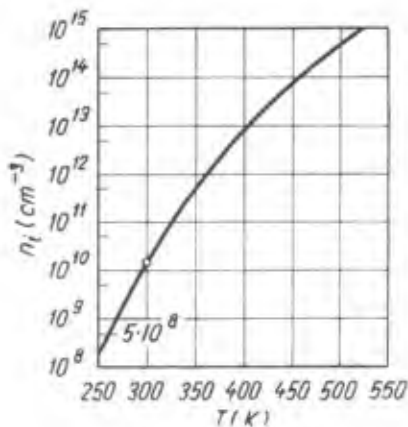
$$\text{Ge: } n_0 p_0 = n_i^2 = 3,1 \cdot 10^{23} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{9100}{T}}, \quad (3.10)$$

$$\text{Si: } n_0 p_0 = n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{23} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{14030}{T}}. \quad (3.11)$$

Veličina n_i^2 u relacijama (3.10) i (3.11) ima dimenziju cm^{-6} . Numerički faktori u brojnicima eksponenta imaju dimenzije temperature i jednaki su $11605 E_g$. Na temelju tih relacija dobivene intrinzične koncentracije u germaniju i siliciju kao funkcije temperature prikazane su na slikama 3.8 i 3.9.



Sl. 3.8. Intrinzična koncentracija nosilaca u germaniju kao funkcija temperature.



Sl. 3.9. Intrinzična koncentracija nosilaca u siliciju kao funkcija temperature.

Iz slike se vidi da je na sobnoj temperaturi ($T = 300 \text{ K}$) u germaniju $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, a u siliciju je $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Što se tiče razlike između germanija i silicija, vrijedno je napomenuti da će uz iste koncentracije majoritetnih nosilaca — koncentracije minoritetnih nosilaca u siliciju biti za oko 10^6 puta manje u širem okolišu sobnih temperatura.

Treba istaći da se nosioci ne rekombiniraju samo unutar volumena poluvodiča već i na njegovoj površini. Površina kristala ima drugačija svojstva od unutrašnjosti kristala. Na površini se uz ostalo prekida pravilna periodičnost kristala, a osim toga površina je podložna djelovanju raznih vanjskih utjecaja. Svojstva površine ovise također o načinu njene obrade. Redovito se na površini rekombinacija obavlja vrlo intenzivno. *Površinska rekombinacija* će nadalje doći to jače do izražaja što je veći odnos površine prema volumenu poluvodiča.

Postupci mjerenja redovito daju efektivno vrijeme života τ , za koje približno vrijedi:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}, \quad (3.12)$$

gdje je τ_v *volumno*, a τ_s *površinsko vrijeme života*. Dok su volumna svojstva poluvodiča vrlo dobro istražena, svojstva površina su još u mnogome nepotpuno objašnjena.

3.3.

Određivanje koncentracije nosilaca u poluvodičima

Samo po sebi je jasno, da svaki vodič ili poluvodič koji nije uključen u električki krug i koji nije izvrnut djelovanju vanjske radijacije mora biti *električki neutralan*. To znači da suma pozitivnih naboja mora biti jednaka sumi negativnih naboja. Dakle, općenito vrijedi:

$$N_D + p_0 = N_A + n_0. \quad (3.13)$$

Pretpostavlja se da su svi donori i akseptori ionizirani, što znači da su svi elektroni koji potječu od donora u vodljivom pojasu, a sve šupljine koje potječu od akseptora u valentnom pojasu. Pod tim prilikama su svi donori i akseptori ioni, a koncentracije N_D i N_A označuju koncentracije iona, koje su jednake koncentracijama njihovih atoma. Pretpostavka da su sve nečistoće ionizirane nije bitna u formulaciji principa o električkoj neutralnosti, koji je općenit. Ta pretpostavka, kao što je rečeno, ne vrijedi na vrlo niskim temperaturama, kada nečistoće djelomično vezuju uz sebe nosioce, ali omogućuje jednostavno proračunavanje koncentracija elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu u tehnički interesantnom području temperatura unutar kojeg poluvodiči rade.

Intrinsični poluvodiči. U takvim poluvodičima je koncentracija nečistoća zanemariva, pa iz principa o električkoj neutralnosti slijedi:

$$n_0 = p_0 = n_i = p_i. \quad (3.14)$$

Intrinsične koncentracije u ovisnosti o temperaturi određuju se pomoću jednadžbi (3.10), odnosno (3.11), ili iz slika 3.8, odnosno 3.9 — ovisno o tome da li se radi o germaniju ili siliciju.

Ekstrinsični poluvodiči. ① *Poluvodiči N-tipa.* U poluvodiču N-tipa princip o električkoj neutralnosti glasi:

$$N_D + p_0 = n_0. \quad (3.15)$$

U poluvodiču N-tipa je koncentracija akseptora obično beznačajna. U općenitom slučaju je koncentracija donora puno veća od koncentracije akseptora, pa se pod N_D ima shvatiti višak koncentracije donora nad akceptorima.

U ravnotežnom stanju naravno vrijedi i zakon o termodinamičkoj ravnoteži:

$$p_0 \cdot n_0 = n_i^2. \quad (3.16)$$

Iz izraza (3.15) i (3.16) slijedi:

$$n_0 N_D + n_i^2 = n_0^2, \quad (2.17)$$

a rješenjem gornje jednadžbe dobiva se za koncentraciju majoritetnih nosilaca n_0 :

$$n_0 = \frac{N_D + \sqrt{N_D^2 + 4 n_i^2}}{2}. \quad (3.18)$$

Poznavanjem koncentracije donora moguće je na svakoj temperaturi (uz isključenje vrlo niskih temperatura) odrediti i ravnotežnu koncentraciju slobodnih elektrona. Koncentracija minoritetnih šupljina p_0 dobiva se iz izraza (3.8):

$$p_0 = \frac{n_i^2}{n_0}. \quad (3.19)$$

Iz jednadžbe (3.18) slijede interesantni zaključci. Koncentracija nečistoća određena je tehnološkim postupkom i ona je konstantna. Naprotiv, intrinzična koncentracija raste eksponencijalno s temperaturom. Porastom temperature sve više će prevladavati član n_i u odnosu na N_D i konačno kod sve viših temperatura poluvodič postepeno teži intrinzičnom stanju, a efekt dodanih nečistoća postepeno iščezava. Naravno da će prijelaz u intrinzično stanje nastupiti na to višoj temperaturi što je koncentracija nečistoća viša.

Relacija (3.18) potcrtava također kvantitativne razlike između germanija i silicija. Naime i kod najsuvremenijih tehnoloških postupaka nije se uspjelo smanjiti koncentracije preostalih nečistoća ispod reda 10^{19} cm^{-3} . Budući da je kod germanija na sobnoj temperaturi $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, a kod silicija $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, slijedi da se još nije uspjelo dobiti silicij koji bi se na sobnoj temperaturi ponašao kao intrinzičan, dok je to kod germanija praktički postignuto.

Kod svakog onečišćenja koje praktički dolazi u obzir prevladavat će u širem okolišu sobnih temperatura koncentracija nečistoća intrinzičnu koncentraciju, za poluvodič N -tipa će biti $N_D \gg n_i$. To vrijedi kod iole značajnijih onečišćenja i do gornje granice upotrebljivosti poluvodičkih materijala u tranzistorskoj elektronici, koja iznosi za germanij do 100°C , a za silicij do 200°C . Uz te uvjete vrijedi za koncentracije nosilaca:

$$n_0 \approx N_D, \quad (3.20)$$

$$p_0 \approx \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (3.21)$$

To područje temperatura u kojem je koncentracija većinskih nosilaca približno jednaka koncentraciji nečistoća zove se ekstrinzično temperaturno područje, i ono

je najvažnije u poluvodičkoj elektronici. U tom području temperaturna koncentracija manjinskih nosilaca raste s temperaturom približno prema zakonu prema kojem raste n_i^2 .

2. Poluvodiči P-tipa. Princip električke neutralnosti sada glasi:

$$N_A + n_0 = p_0. \quad (3.22)$$

Upotrebom zakona o termodinamičkoj ravnoteži dolazi se do analogne relacije za p_0 , kao u relaciji (3.18), time da se n_0 zamijeni sa p_0 , a N_D sa N_A .

U pogledu temperaturne ovisnosti koncentracije posilaca vrijede potpuno jednaka rasuđivanja kao i za poluvodič N-tipa. U ekstrinzičnom temperaturnom području vrijedi analogno:

$$p_0 \approx N_A, \quad (3.23)$$

$$n_0 \approx \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (3.24)$$

Važnost ekstrinzičnog područja proizlazi iz činjenice, da su praktički svi poluvodički elementi bazirani na kontaktu između poluvodiča P- i N-tipa. Kako porastom temperature oba tipa sve više teže intrinzičnom stanju, razlike između P- i N-tipa sve više iščezavaju, a time i efekti bazirani na njihovoj razlici.

3.4. Određivanje položaja Fermijevog nivoa u poluvodičima

Za raspodjelu energija elektrona $dn(E)$ u vodljivom pojasu bit će također mjerodavna relacija (2.6) i vjerojatnost zaposjednuća pojedinog energetskeg nivoa bit će određena položajem Fermijevog nivoa. Promatrat će se već prije spomenuto, tehnički najvažnije, područje temperatura na kojima su praktički sve nečistoće ionizirane; što znači da se svi elektroni nalaze u vodljivom pojasu, a sve šupljine u valentnom pojasu. Ako koncentracija nečistoća nije ekstremno visoka (N_D ili N_A približno do 10^{18} cm^{-3}), Fermijev nivo će ležati unutar zabranjenog pojasa, i to barem za nekoliko kT jedinica udaljen od jednog od njegovih rubova. Uz tu pretpostavku, koja će biti kasnije dokazana, Fermijeva vjerojatnost za postojanje elektrona u vodljivom pojasu dana je jednadžbom (2.8). Prema tome za broj elektrona $dn(E)$ u intervalu energija dE u vodljivom pojasu vrijedi relacija:

$$dn(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m_e^{3/2}}{h^3} (E - E_G)^{1/2} \cdot e^{\frac{E_F - E}{kT}} \cdot dE, \quad (3.25)$$

gdje je m_e efektivna masa elektrona. Da bi elektron bio u vodljivom pojasu, mora biti $E > E_G$, jer je kao nulti energetski nivo odabran donji rub zabranjenog pojasa. Ukupan broj elektrona (koncentracija) u vodljivom pojasu dobiva se integracijom jednadžbe (3.25) od E_G do neizmjereno.

To je dozvoljeno jer $f(E)$ prema jednadžbi (2.4) vrlo brzo konvergira nuli kod porasta E . Rezultat integracije glasi:

$$n_0 = N_C \cdot e^{\frac{E_F - E_G}{kT}}, \quad (3.26)$$

gdje je:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.27)$$

efektivna gustoća kvantnih stanja u vodljivom pojasu. Položaj Fermijevog nivoa je za sada neodređen, međutim očito je da o njemu ovise ravnotežne koncentracije elektrona i šupljina. U ekstrinzičnom temperaturnom intervalu koncentracije se dobivaju jednostavno, bez poznavanja položaja Fermijevog nivoa, međutim poznavanje položaja tog nivoa ima ključno značenje kod kontakta poluvodiča P - i N -tipa.

Kod određivanja položaja Fermijevog nivoa treba voditi računa o tome da je broj šupljina u valentnom pojasu jednak manjku valentnih elektrona. Prema tome, vjerojatnost da se na nekom energetskom nivou nalazi šupljina $f_p(E)$ jednaka je:

$$f_p(E) = 1 - f(E). \quad (3.28)$$

Vjerojatnost da se na nekom nivou nalazi šupljina jednaka je vjerojatnosti da na tom nivou elektrona nema. Daljnje općenito svojstvo Fermijeve vjerojatnosti dano jednadžbom (2.4) je to, da je ona antisimetrična u odnosu na Fermijev nivo:

$$f(E_F + \Delta E) = 1 - f(E_F - \Delta E) = f_p(E_F - \Delta E). \quad (3.29)$$

Vjerojatnost da se elektron nalazi na nivou koji je za ΔE viši od E_F jednaka je vjerojatnosti da elektrona nema na nivou koji je za isti ΔE niži od E_F , odnosno jednaka je vjerojatnosti da se na tom nivou nalazi šupljina. Uz principijelno isti postupak kao kod određivanja koncentracije elektrona u vodljivom pojasu dobiva se za ravnotežnu koncentraciju šupljina u valentnom pojasu:

$$p_0 = N_V \cdot e^{-\frac{E_F}{kT}}, \quad (3.30)$$

gdje je:

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.31)$$

efektivna gustoća kvantnih stanja u valentnom pojasu, a m_v efektivna masa šupljine. Dnu zabranjenog pojasa je pripisan nivo energije jednak nuli, kao što je to već ranije istaknuto.

Do interesantnog zaključka se dolazi ukoliko se pomnože ravnotežne koncentracije elektrona i šupljina:

$$n_0 \cdot p_0 = N_C \cdot N_V \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}} = 4 \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^3 (m_e \cdot m_v)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}}, \quad (3.32)$$

odnosno:

$$n_0 \cdot p_0 = C \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}} = n_i^2. \quad (3.33)$$

Iz produkta $n_0 \cdot p_0$ iščezao je položaj Fermijevog nivoa, a taj položaj ovisi o tipu nečistoća i njihovoj koncentraciji. Prema tome produkt $n_0 \cdot p_0$ neovisan je o vrsti nečistoća i njihovoj koncentraciji i jednak je kvadratu intrinzične koncentracije. Na taj način je i matematički dokazan zakon o termodinamičkoj ravnoteži. Konstanta C u jednadžbi (3.33) ovisi u maloj mjeri o materijalu, i to zbog prisustva člana koji sadrži efektivne mase elektrona i šupljine. Za germanij i silicij se n_i^2 najbolje računa na temelju numeričkih relacija (3.10) i (3.11), koje su u najboljem skladu s eksperimentalno određenim vrijednostima.

U daljnjim razmatranjima zanemarit će se razlika između efektivnih masa elektrona i šupljina, i obadvije uzeti jednakim masi slobodnog elektrona. Pogreška koja se time čini je manja od pogrešaka koje unose netačna ocjena temperature, širine zabranjenog pojasa kao i nivoa onečišćenja. Pod tim prilikama su efektivne gustoće kvantnih stanja elektrona i šupljina međusobno jednake:

$$N_C = N_V = N_S = 4,82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}. \quad (3.34)$$

Za germanij i silicij su vrijednosti N_C i N_V odnosno N_S na sobnoj temperaturi oko $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Određivanje položaja Fermijevog nivoa u ovisnosti o temperaturi i koncentraciji nečistoća proizlazi direktno iz provedene analize, naravno uz ista ograničenja, a ta su da se promatra onaj interval temperatura kod kojih su praktički sve nečistoće ionizirane. To nije ispunjeno jedino na vrlo niskim temperaturama, kao što je to ranije istaknuto. Kad su sve nečistoće ionizirane, onda su i ravnotežne koncentracije nosilaca poznate i određuju se na način prikazan u članku 3.3. Općenito se Fermijev nivo podešava uvijek tako da električka neutralnost poluvodiča ostane sačuvana. Sada će se pokazati kvantitativan način određivanja položaja Fermijevog nivoa u intrinzičnom poluvodiču, te u poluvodičima N- i P-tipa, uz ograničenje da koncentracija nečistoća nije ekstremno visoka.

Intrinzičan poluvodič. U intrinzičnim poluvodičima je koncentracija nečistoća praktički zanemariva i uvjet električke neutralnosti glasi $n_0 = p_0 = n_i$. Iz jednadžbi (3.26) i (3.30) dakle slijedi:

$$n_0 = N_C \cdot e^{\frac{E_F - E_G}{kT}} = p_0 = N_V \cdot e^{-\frac{E_F}{kT}} = n_i = p_i. \quad (3.35)$$

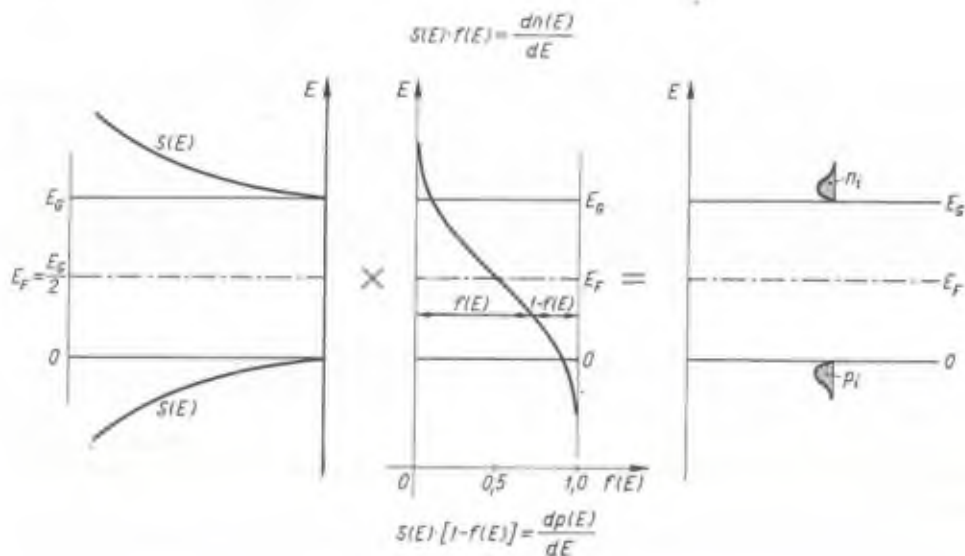
Ukoliko se za efektivne mase nosilaca uzme da su međusobno jednake, tada je $N_C = N_V = N_S$, a rješenjem jednadžbe (3.35) po E_F se dobiva:

$$E_F = \frac{E_G}{2}. \quad (3.36)$$

U intrinzičnom poluvodiču Fermijev nivo leži u sredini zabranjenog pojasa, što je ilustrirano na slici 3.10. I a se činjenica da se pojmovno lako shvatiti. Budući da su gustoće kvantnih stanja opisane jednakim funkcijama (jednadžba 2.5) za valentni i vodljivi pojas, a Fermijeva raspodjela je antisimetrična u odnosu na Fermijev nivo, uvjet električke neutralnosti $n_0 = p_0 = n_i$ može biti jedino ispunjen ukoliko Fermijev nivo leži na sredini zabranjenog pojasa. To je ilustrirano na slici 3.11, gdje je kvalitativno ilustriran grafički postupak za određivanje koncentracije nosilaca. Koncentracije nosilaca simbolizirane su površinama ispod pripadnih krivulja, time da oblik krivulja simbolizira raspodjelu energija nosilaca.



Sl. 3.10. Položaj Fermijevog nivoa u intrinzičnom poluvodiču.



Sl. 3.11. Ilustracija principa grafičkog postupka za određivanje koncentracija nosilaca u intrinzičnom poluvodiču.

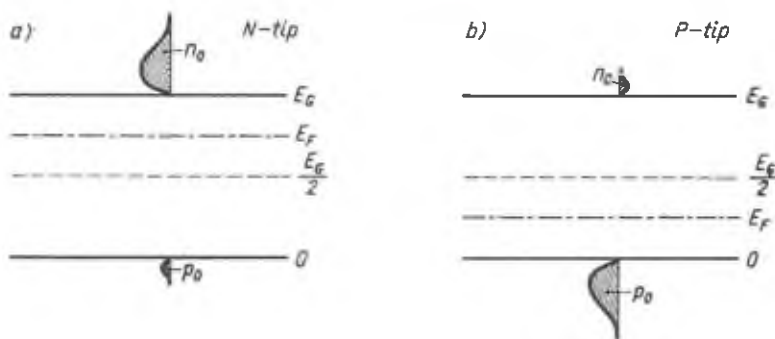
Poluvodič N-tipa. Rješenjem jednadžbe (3.26) po E_F dobiva se:

$$E_F = E_G - k T \ln \frac{N_C}{n_0}. \quad (3.37)$$

Uvjet električke neutralnosti za poluvodič N-tipa glasi: $N_D + p_0 = n_0$; a za čitavo ekstrinzično područje vrijedi $N_D \approx n_0$. Za položaj Fermijevog nivoa se prema tome dobiva:

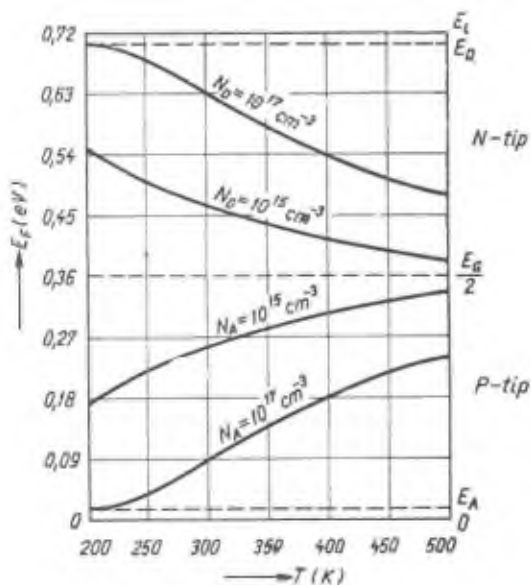
$$E_F = E_G - \frac{k T}{q} \ln \frac{N_C}{N_D} = E_G - \frac{T}{11605} \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (\text{eV}). \quad (3.38)$$

Jednadžba za Fermijev nivo pokazuje da se on u poluvodiču *N*-tipa uvijek nalazi iznad polovice zabranjenog pojasa, što je ilustrirano na slici 3.12a. Fermijev nivo će biti bliže vrhu zabranjenog pojasa što je koncentracija donora N_D viša i što je temperatura niža. Kao ograničenje valjanosti izraza za E_F treba uzeti u obzir, da su izrazi za koncentracije nosilaca u prošlom članku dobiveni uz pretpostavku



Sl. 3.12. Položaj Fermijevog nivoa u poluvodiču *N*-tipa i *P*-tipa.

da se E_F nalazi unutar zabranjenog pojasa barem za nekoliko kT/q (eV) udaljen od jednog od njihovih rubova. Kod koncentracije $N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ postaje $N_D \approx N_C$ (u širem okolišu sobnih temperatura), pa $E_F \rightarrow E_G$, a kod $N_D > N_C$ prelazi E_F u vodljivi pojas. U tim slučajevima izrazi za E_F više ne vrijede. Poluvodiči s ekstremno visokom koncentracijom nečistoća ponašaju se slično kao metali. Njihova svojstva će biti ukratko opisana kasnije u ovom članku.



Sl. 3.13. Ovisnost položaja Fermijevog nivoa u germaniju o temperaturi.

Poluvodič *P*-tipa. Rješenjem jednadžbe (3.30) po E_F dobiva se:

$$E_F = kT \ln \frac{N_V}{p}. \quad (3.39)$$

Uvjet električke neutralnosti glasi $N_A + n_0 = p_0$, a za čitavo ekstrin-sično područje je $p_0 \approx N_A$, pa se za E_F u eV dobiva:

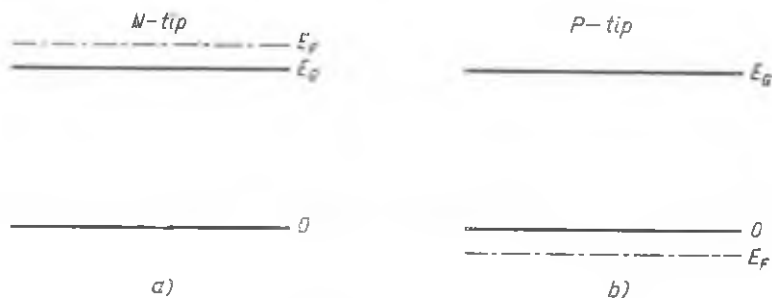
$$\begin{aligned} E_F &= \frac{kT}{q} \ln \frac{N_V}{N_A} = \\ &= \frac{T}{11605} \ln \frac{N_V}{N_A} \text{ (eV)}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

U poluvodiču *P*-tipa Fermijev nivo leži ispod sredine zabranjenog pojasa, (vidi sl. 3.12b) i to bliže njegovom dnu što je koncen-

tracija akceptora viša i temperatura niža. Kod ekstremno visokih onečišćenja Fermijev nivo se seli u valentni pojas, tj. poluvodič postaje degeneriran.

Ovisnost položaja Fermijevog nivoa o temperaturi, uz isključenje vrlo niskih temperatura, za dva različita onečišćenja u germaniju *P*- i *N*-tipa prikazana je na slici 3.13. Vidi se da s porastom temperature u oba tipa poluvodiča Fermijev nivo seli prema sredini zabranjenog pojasa, tj. oba tipa poluvodiča teže postepeno intrinzičnom stanju.

Degenerirani poluvodiči. Porastom koncentracije nečistoća iznad $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ diskretni donorski odnosno akceptorski nivoi počinju se širiti tvoreći vrlo uzak pojas energija i energija ionizacije nečistoća se smanjuje. Kad koncentracija nečistoća poraste od prilike iznad $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ uski energetski pojas donorskih ne-



Sl. 3.14. Položaj Fermijevog nivoa u degeneriranim poluvodičima: a) *N*-tip, b) *P*-tip.

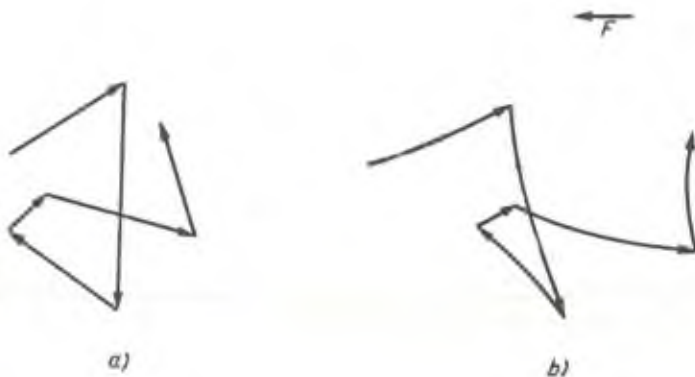
čistoća prelazi u vodljivi pojas, a kod akceptorskih nečistoća u valentni pojas. Energija ionizacije nečistoća iščezava i prema tome elektroni se nalaze u vodljivom pojasu poluvodiča *N*-tipa, a šupljine u valentnom pojasu poluvodiča *P*-tipa već kod temperature apsolutne nule. Koncentracije nosilaca u takvim poluvodičima praktički ne ovise o temperaturi, pa se oni nazivaju *pseudometali* ili *degenerirani poluvodiči*.

U degeneriranom poluvodiču *N*-tipa Fermijev nivo leži u vodljivom pojasu, a u degeneriranom poluvodiču *P*-tipa u valentnom pojasu. (Vidi sliku 3.14.) Položaj Fermijevog nivoa u poluvodiču *N*-tipa računat od dna vodljivog pojasa prema gore, može se približno proračunati pomoću relacije (2.11), pri čemu je $n \approx N_D$. U poluvodiču *P*-tipa E_F računat od dna zabranjenog pojasa prema dolje, dobiva se također pomoću relacije (2.11) ukoliko se umjesto n uvrsti N_A . Svojstva degeneriranih poluvodiča nisu u potpunosti istražena, a naročito detalji njihovih dijagrama energetskih pojasa. Širina zabranjenog pojasa u degeneriranim poluvodičima se smanjuje, npr. pri koncentraciji nečistoća od 10^{18} cm^{-3} u germaniju je $E_G \approx 0,65 \text{ eV}$.

3.5.

Pokretljivost nosilaca u poluvodičima

Kada na čvrsto tijelo nije priključen napon, gibanje nosilaca elektriciteta je *kaotično*, tj. svi smjerovi gibanja su jednako vjerojatni. Ukoliko bi jedan smjer gibanja bio favoriziran, to bi značilo da kroz čvrsto tijelo teče struja i bez priključnog napona, što je očito nemoguće. Struja nije ništa drugo nego količina naboja koja u jedinici vremena prođe kroz neki presjek; u tu svrhu je potrebno da jedan smjer gibanja bude favoriziran u odnosu na ostale, a do toga može doći pod djelovanjem električkog polja.



Sl. 3.15. a) Ilustracija kaotičnog gibanja elektrona u kristalu, b) efekt superponiranog električkog polja.

Elektronima u čvrstom tijelu sprečavaju zadržavanje istog smjera gibanja prvenstveno vibracije atoma kristalne rešetke, koje su kod konačne temperature uvijek prisutne. U poluvodičima jak utjecaj na raspršenje gibanja elektrona, tj. na stalne promjene smjera gibanja imaju također ionizirane nečistoće. Postoje još i drugi uzročnici raspršenja elektrona, kao npr. defekti kristalne rešetke, ali oni imaju u dobro prepariranim kristalima sekundarnu ulogu.

Gibanje elektrona, može se u odsustvu električkog polja prikazati kao na slici 3.15a. Mjesta promjene smjera gibanja predložuju mjesta sudara elektrona s vibracijama kristalne rešetke i s ostalim uzročnicima. Pojedini odsječci gibanja u pravcu su po dužini različiti, međutim dade se definirati *srednji slobodni put* između sudara l , koji se kreće u granicama od 10^{-5} do 10^{-6} cm. Brzine kojima se nosioci na pojedinim odsječcima puta kreću su statistički raspoređene, a u prosjeku iznose:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \sqrt{E_F} \text{ u poluvodičima i to kako za elektrone, tako i za šupljine. Te}$$

brzine su reda veličina 10^7 cm/s u širem okolišu sobnih temperatura. U metalima su prosječne brzine elektrona: $\bar{v} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2q}{m}} \sqrt{E_F}$, praktički neovisne o temperaturi i iznose oko 10^8 cm/s.

Kad na poluvodič djeluje električko polje, nosioci se između dva sudara jednoliko ubrzavaju, a prilikom sudara gube u prosjeku onoliko energiju, koliku su u

prosjeku za to vrijeme dobili od električkog polja predajući je kristalnoj rešetki. Na taj se način razvija Jouleova toplina kao popratna pojava prolaska struje.

Gibanje elektrona u prisustvu električkog polja prikazano je na slici 3.15b, koja je pridružena sl. 3.15a. Zbog djelovanja električkog polja F superponira se kaotičnom gibanju usmjereno, tzv. driftno gibanje elektrona u pravcu djelovanja električkog polja, tako da taj smjer gibanja postaje favoriziran. Elektron na putu između dva sudara zadobiva dodatnu, usmjerenu *driftnu brzinu*, čiji je prosječni iznos v_d približno određen izrazom:

$$v_d = \frac{q}{m} \frac{1}{v} \cdot F = \mu \cdot F. \quad (3.41)$$

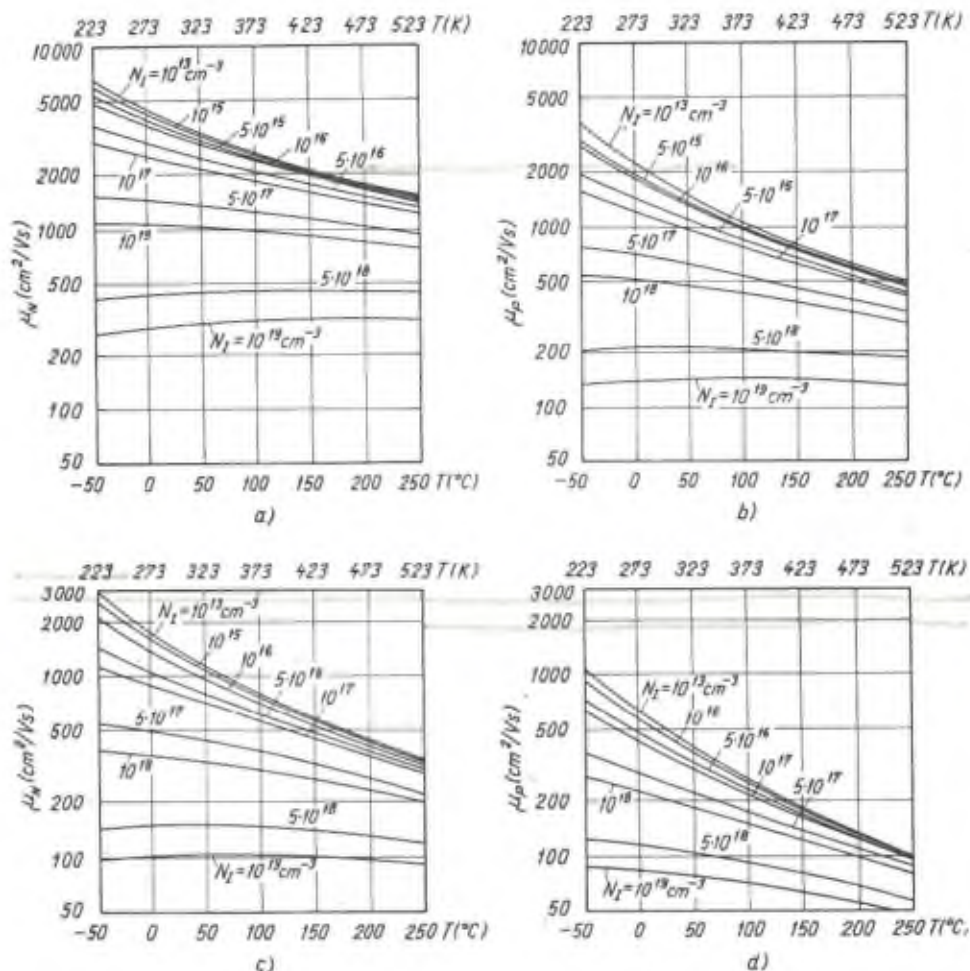
Vidi se da je driftna komponenta brzine proporcionalna električkom polju, a faktor proporcionalnosti μ naziva se *pokretljivost* i ima dimenziju m^2/Vs , odnosno cm^2/Vs .

Pokretljivost ovisi o svojstvima čvrstog tijela i o temperaturi. Detaljna teoretska analiza pokretljivosti je komplicirana. Pokretljivost nosilaca u poluvodičima bit će u pravilu to manja što je temperatura i koncentracija nečistoća viša. Na višim temperaturama su vibracije kristalne rešetke intenzivnije i one jače doprinose raspršenju elektrona, tj. umanjuju pokretljivost. Na danoj temperaturi će pokretljivost biti to niža što je koncentracija nečistoća viša. Pokretljivost uslovljena ioniziranim nečistoćama će u izvjesnoj mjeri rasti s temperaturom, jer raste prosječna termička brzina nosilaca, pa Coulombova sila, nastala od međusobnog djelovanja ioniziranih nečistoća i nosilaca koja uzrokuje promjene smjera gibanja, slabije dolazi do izražaja. U kristalima koji su slabo onečišćeni pokretljivost je visoka i dominira temperaturna ovisnost pokretljivosti izazvana vibracijama kristalne rešetke. Dakle, u takvim kristalima pokretljivost monotonno opada s temperaturom. U vrlo nečistim kristalima pokretljivost je niska, uvjetovana je djelovanjem nečistoća i ona može čak polagano rasti s temperaturom. Ovisnost pokretljivosti elektrona i šupljina u germaniju i siliciju o temperaturi, pri raznim koncentracijama nečistoća, prikazana je na slici 3.16.

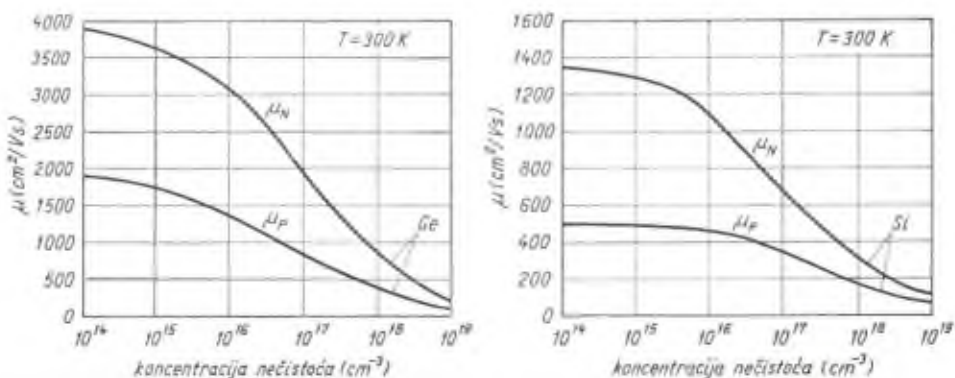
Dijagrami koji pokazuju ovisnost pokretljivosti elektrona i šupljina u germaniju, odnosno siliciju, na sobnoj temperaturi u ovisnosti o koncentraciji nečistoća prikazani su na slici 3.17 a i b. Vidi se da pokretljivosti nosilaca opadaju s porastom koncentracije nečistoća. Pokretljivosti šupljina μ_p su manje, ali istog reda veličina kao i pokretljivost elektrona μ_n . U vrlo čistim tehnički ostvarivim monokristalima germanija i silicija pokretljivosti elektrona i šupljina na sobnoj temperaturi su sljedeće: germanij: $\mu_n = 3900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; $\mu_p = 1900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; silicij: $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Proporcionalnost između driftne brzine i električkog polja vrijedi samo ako je driftna brzina puno manja od prosječne vrijednosti kaotične brzine; tj. konstantan omjer $v_d/F = \mu$ sačuvan je tako dugo dok je $v_d \ll \bar{v}$. Ta proporcionalnost je ekvivalentna proporcionalnosti između struje i napona, u njoj se, dakle, krije Ohmov zakon.

U poluvodičima su jakosti polja redovito umjerene, tako da je ispunjen i uvjet $v_d \ll \bar{v}$. Međutim, kod jakosti polja oko 10^3 V/cm pokretljivost počinje opadati. To je ilustrirano na slici 3.18 za pokretljivost elektrona i šupljina u germaniju i

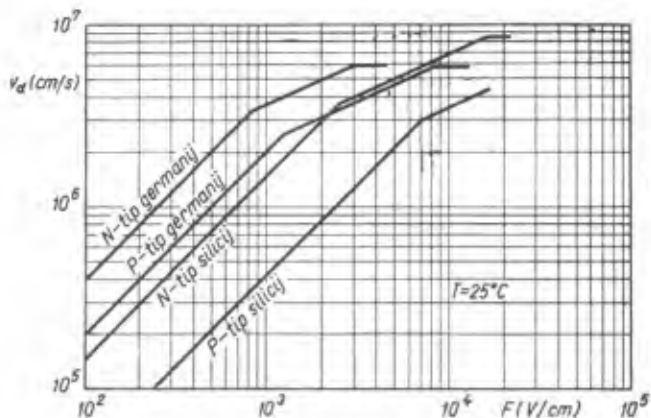


Sl. 3.16. Ovisnost pokretljivosti o temperaturi: a) elektroni u germaniju, b) šupljine u germaniju, c) elektroni u siliciju, d) šupljine u siliciju.



Sl. 3.17. Ovisnost pokretljivosti elektrona i šupljina o koncentraciji nečistoća u germaniju i siliciju.

siliciju. Kod jakosti polja oko 10^4 V/cm i većim, driftne brzine teže konstantnim iznosima koji leže među 10^6 do 10^7 cm/s, što znači da je pokretljivost obrnuto proporcionalna polju. Pojam pokretljivosti u tom slučaju zapravo gubi fizikalni smisao. Točni iznosi jakosti polja kod kojih počinje odstupanje od Ohmovog zakona i kod kojih dolazi do zasićenja driftne brzine ovise o tome da li je materijal germanij, odnosno silicij *P*- ili *N*-tipa. To je vidljivo iz slike 3.18.



Sl. 3.18. Ovisnost driftne brzine elektrona i šupljina u germaniju i siliciju o jakosti električnog polja.

Pod normalnim prilikama do takvih jakosti polja u poluvodičima ne može doći, jer bi to imalo za posljedicu pretjerano zagrijavanje i uništenje materijala. Zbog toga se mjerenja, čiji su rezultati dani na slici 3.18, kod većih jakosti polja mogu provesti samo pomoću kratkotrajnih impulsa. Pod redovnim prilikama dolazi do jakih polja (10^4 do 10^6 V/cm) u poluvodičima samo u vrlo uskom prijelazu iz *P*-tipa u *N*-tip, u tzv. *P-N* barijeri, kao što će kasnije biti pokazano.

3.6. Vodljivost poluvodiča

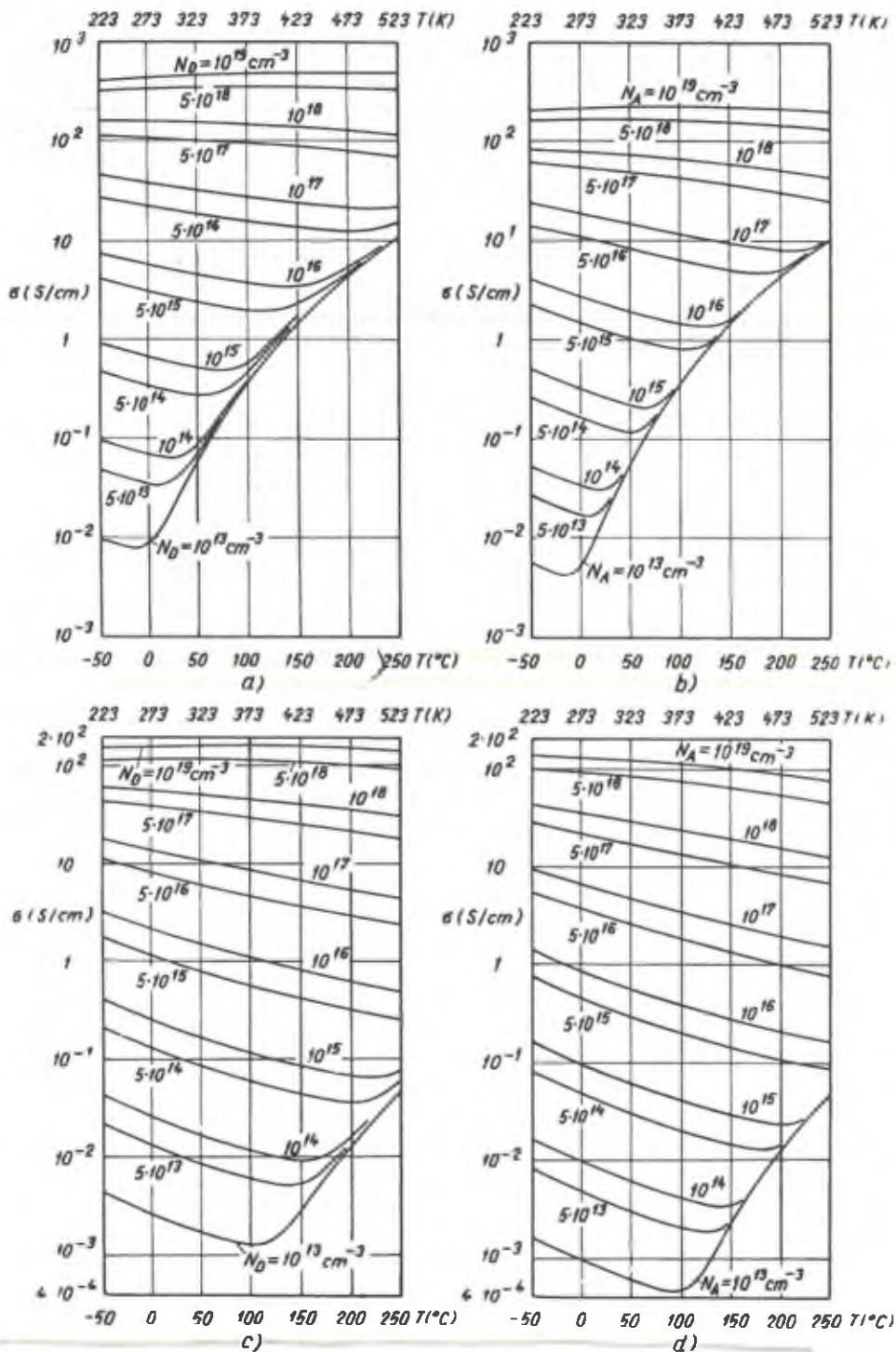
Između gustoće struje J (A/cm²) i jakosti električnog polja F (V/cm) vrijedi općenito relacija:

$$J = \sigma \cdot F, \quad (3.42)$$

gdje je σ *specifična vodljivost* u S/cm. Relacija (3.42) je fenomenološki oblik Ohmovog zakona. S druge strane je gustoća struje jednaka količini naboja koji u jedinici vremena prođe kroz jediničnu površinu, pa se prema tome može, u slučaju da struju vode samo elektroni pisati:

$$J = q \cdot n \cdot v_d, \quad (3.43)$$

gdje je n koncentracija elektrona, a v_d driftna brzina. Komparacijom izraza (3.42) i (3.43) proizlazi da je driftna brzina proporcionalna električkom polju: $v_d = \mu F$,



Sl. 3.19. Specifična vodljivost germanija (a i b) i silicija (c i d) N-tipa i P-tipa u ovisnosti o temperaturi.

pa se za gustoću struje može pisati:

$$J = q \cdot n \cdot \mu \cdot F, \quad (3.44)$$

a za specifičnu vodljivost, u slučaju da struju vode samo elektroni,

$$\sigma = q \cdot \mu \cdot n. \quad (3.45)$$

U poluvodičima su nosioci i elektroni i šupljine, pa prema tome za specifičnu vodljivost treba u općem slučaju pisati:

$$\sigma = q \cdot \mu_N \cdot n + q \cdot \mu_P \cdot p, \quad (3.46)$$

gdje su n i p koncentracije elektrona i šupljina, a μ_N i μ_P njihove pokretljivosti. Prisustvo obih tipova nosilaca mora se uzeti u obzir kada je poluvodič vrlo slabo onečišćen, a posebno u intrinzičnim poluvodičima, te u tom slučaju vrijedi:

$$\sigma_i = q \cdot n_i (\mu_N + \mu_P). \quad (3.47)$$

U intrinzičnom germaniju i siliciju je doprinos specifičnoj vodljivosti koji daju elektroni veći od doprinosa šupljina zbog veće pokretljivosti elektrona. Temperaturna ovisnost intrinzične vodljivosti je u biti opisana temperaturnom ovisnošću člana n_i , za koji vrijedi eksponencijalna temperaturna ovisnost. Pad pokretljivosti s temperaturom je daleko blaži i ima sporednu ulogu.

U poluvodiču N -tipa, u temperaturnom području kad su svi donori ionizirani je $N_D + p = n$. Za čitavo ekstrinzično područje je $N_D \gg n_i$, $n \gg p$; $n \approx N_D$ pa se može pisati:

$$\sigma_N = q \cdot \mu_N \cdot n \approx q \cdot \mu_N \cdot N_D. \quad (3.48)$$

Za poluvodič P -tipa analogno vrijedi:

$$\sigma_P = q \cdot \mu_P \cdot p \approx q \cdot \mu_P \cdot N_A. \quad (3.49)$$

U temperaturnom području, koje je najinteresantnije, a koje je prema dolje omeđeno nekompletnom ionizacijom nečistoća, a prema gore postepenim prelaskom u intrinzično stanje, specifična vodljivost poluvodiča N - i P -tipa će blago padati s porastom temperature, i to zbog toga što pokretljivosti nosilaca lagano opadaju, a koncentracije majoritetnih nosilaca ostaju približno konstantne. Na vrlo niskim temperaturama će vodljivost s porastom temperature naglo rasti zbog sve jače ionizacije nečistoća. Na visokim temperaturama dolazi do sve jačeg, razbijanja valentnih veza, pa poluvodič postepeno teži intrinzičnom stanju, a njegova vodljivost intrinzičnoj vodljivosti. Dijagram koji pokazuje ovisnost specifične vodljivosti germanija i silicija N -tipa i P -tipa za razne koncentracije nečistoća, u ovisnosti o temperaturi, prikazan je na slici 3.19.

3.7.

Difuzija u poluvodičima

Osim električkog polja uzročnik protjecanja struje kroz čvrsta tijela, posebno u poluvodičima, može biti i *difuzija*. Difuzija je jedna od važnih pojava u fizici, a dolazi uvijek do izražaja kada koncentracija čestica nije konstantna, već se u prostoru mijenja. Čestice mogu biti čestice plina, a mogu biti i nosioci kao elektroni i šupljine. Ovdje je od primarnog interesa difuzija kao električka pojava, tj. difuzija kao uzročnik struje.

Difuziono kretanje čestica obavlja se s mjesta više koncentracije prema mjestu niže koncentracije, a tendencija mu je da se koncentracije izjednače. Promatrajući npr. šupljine kojima se koncentracija mijenja samo kao funkcija koordinate x , a u smjeru koordinate y i z je konstantna, *difuziona struja* će biti proporcionalna *gradijentu koncentracije šupljina* u smjeru osi x . U slučaju jednodimenzionalne ovisnosti koncentracije o prostornim koordinatama gradijent je jednak dp/dx i treba ga uzeti s negativnim predznakom, jer se neto gibanje šupljina obavlja s mjesta *više* koncentracije prema mjestu *niže* koncentracije. Difuziona struja će u slučaju istih gradijenata koncentracije za različite čestice, biti proporcionalna sposobnosti čestice da difundira, tj. *difuziono* *konstanti* D . U slučaju šupljina, difuziona konstanta označava se sa D_p . Prema tome za gustoću difuzione struje šupljina u A/cm^2 vrijedi relacija:

$$J_{DP} = -q \cdot D_p \frac{dp}{dx}. \quad (3.50)$$

Gradijent koncentracije ima dimenziju cm^{-4} , a difuziona konstanta cm^2/s . U slučaju difuzije elektrona, za gustoću struje dobiva se analogno:

$$J_{DN} = q \cdot D_n \frac{dn}{dx}. \quad (3.51)$$

Struja u gornjoj jednadžbi je, kako je to uobičajeno, uzeta s konvencionalnim smjerom, tj. smjerom u kojem bi se gibali pozitivni naboji: $-q \cdot (-dn/dx) = q \cdot dn/dx$.

Ovdje se neće ulaziti u uzroke koji dovode do različitih koncentracija nosilaca na raznim mjestima, to će biti učinjeno kasnije, naročito kad se bude promatralo P - N spoj. Već sada je međutim važno istaći da se baš pomoću difuzione struje objašnjavaju osnovna svojstva P - N dioda i tranzistora.

Ukoliko u nekom poluvodiču uz razliku koncentracije nosilaca postoji još i električko polje, struja će biti jednaka sumi ili razlici struje uslijed električkog polja J_F i difuzione struje J_D , pa se u slučaju jednodimenzionalne ovisnosti potencijala i koncentracije o koordinati x za ukupnu gustoću struja šupljina, odnosno elektrona, uzetu u konvencionalnom smjeru, može pisati:

$$J_p = J_{DP} + J_{FP} = -q D_p \frac{dp}{dx} - q \cdot p \cdot \mu_p \frac{dU}{dx}, \quad (3.52)$$

$$J_n = J_{DN} + J_{FN} = +q D_n \frac{dn}{dx} - q \cdot n \cdot \mu_n \frac{dU}{dx}. \quad (3.53)$$

Umjesto jakosti polja, upotrijebljen je u gornjim relacijama gradijent potencijala.

Između difuzione konstante i pokretljivosti istovrsnih čestica postoji veza koja glasi:

$$\boxed{\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}} \quad (V). \quad (3.54)$$

Gornja relacija (koja vrijedi za nedegenerirane poluvodiče i plinove) je vrlo važna, ona izriče na jednostavan način vezu između D i μ . Do nje je došao Einstein, pa se po njemu naziva Einsteinova relacija.

3.8.

Nehomogeni poluvodiči

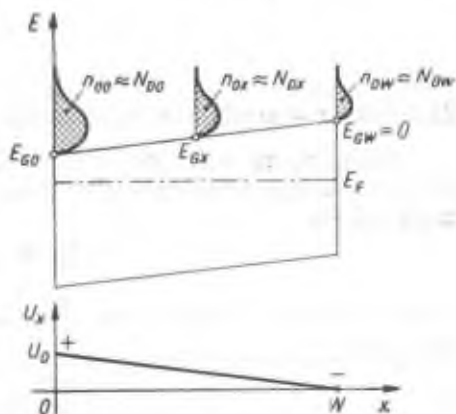
Ako se koncentracija nečistoća u nekom poluvodiču mijenja od mjesta do mjesta, za takav se poluvodič kaže da je *nehomogen*. Obično se koncentracija nečistoća mijenja monotono od jednog kraja poluvodiča prema drugom kraju. Način na koji se koncentracija nečistoća mijenja ovisi o tehnološkom postupku dodavanja nečistoća; ona se najčešće mijenja prema funkciji pogreške i Gaussovoj krivulji, koje se često mogu aproksimirati s eksponencijalnom krivuljom.

Dijagram energetske pojase takvog poluvodiča u stanju ravnoteže prikazan je na slici 3.20. Uzet je primjer poluvodiča koji je duž čitave dužine N -tip, ali nedegeneriran, a kome koncentracija dopora N_{Dx} opada od lijevog prema desnom kraju, i to u ovisnosti samo o jednoj koordinati x . Zbog toga što je $N_{D0} > N_{Dw}$, Fermijev nivo će na lijevom kraju biti bliže vrhu zabranjenog pojasa nego na desnom kraju. U ravnoteži su na svakom mjestu x ispunjene slijedeće relacije:

$$n_{ox} = N_{Dx} + p_{ox} \approx N_{Dx} \quad (3.55)$$

$$n_{ox} \cdot p_{ox} = n_i^2 \quad (3.56)$$

$$n_{ox} = N_C \cdot e^{\frac{E_{Fx} - E_{Cx}}{kT}} \quad (3.57)$$



Sl. 3.20. Energetski dijagram nehomogenog poluvodiča N -tipa u stanju ravnoteže.

U stanju ravnoteže kroz poluvodič ne može teći struja, to vrijedi posebno kako za elektrone, tako i za šupljine. Znači da je, što se tiče elektrona, suma difuzione i driftne struje jednaka nuli:

$$J_N = -q \mu_N \cdot n_{ox} \frac{dU}{dx} + q D_N \cdot \frac{dn_{ox}}{dx} = 0, \quad (3.58)$$

što dalje daje:

$$\frac{D_N}{\mu_N} \cdot \frac{dn_{ox}}{n_{ox}} = dU. \quad (3.59)$$

Integracijom jednadžbe (3.59), uzevši da je potencijal na mjestu $x = w$ jednak nuli, dobiva se za potencijal na bilo kojem mjestu x :

$$\frac{D_N}{\mu_N} \ln \frac{n_{ox}}{n_{ow}} = U_x. \quad (3.60)$$

Iz jednadžbe (3.60) slijedi važan zaključak: posljedica promjenjive koncentracije nečistoća, odnosno nosilaca, je stvaranje potencijalne razlike duž poluvodiča iako izvana nije narinut nikakav napon. U nehomogenim poluvodičima dolazi, dakle, do *ugrađenog električkog polja*. Do istog rezultata mora se doći ukoliko se koncentracije nosilaca na bilo kojem mjestu izraze pomoću položaja Fermijevog nivoa, tj. pomoću relacije (3.57), što daje:

$$\frac{n_{ox}}{n_{ow}} = e^{\frac{E_{Fx} - E_{Gx} - E_{Fw} + E_{Gw}}{kT}}. \quad (3.61)$$

Na dnu vodljivog pojasa elektroni nemaju kinetičke energije, pa se E_{Gx} može shvatiti kao potencijalna energija elektrona. Između potencijala i potencijalne energije elektrona postoji veza:

$$U_x = -\frac{E_{Gx}}{q}. \quad (3.62)$$

Za mjesto $x = w$ odabran je potencijal nula, pa je i $E_{Gw} = 0$.

Međutim, za svako čvrsto tijelo u stanju ravnoteže *Fermijev nivo mora biti isti*, tj. u dijagramu energetskih pojasa je Fermijev nivo horizontalan pravac. To znači da je:

$$E_{Fo} = E_{Fx} = E_{Fw}. \quad (3.63)$$

Vodeći računa o jednadžbama (3.62) i (3.63), logaritmiranjem jednadžbe (3.61) dobiva se:

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{n_{ox}}{n_{ow}} = U_x. \quad (3.64)$$

Budući da jednadžbe (3.60) i (3.64) opisuju isto stanje ravnoteže, to iz njih slijedi:

$$\frac{D_N}{\mu_N} = \frac{kT}{q}. \quad (3.65)$$

Na taj način je dokazana *Einsteinova* relacija. Provedena razmatanja mogu se promatrati i s drugog stanovišta. Uzevši naime Einsteinovu relaciju kao apriori doka-

zanu, do relacije (3.64) moglo se je doći samo ako je ispunjena relacija (3.63). U tom slučaju provedena razmatranja dokazuju da Fermijev nivo za čitav poluvodič mora biti jedan te isti, a energetske pojase zbog toga nagnuti.

Fizikalno se do činjenice da u nehomogenom poluvodiču u stanju ravnoteže energetske pojase moraju biti nagnuti dolazi na slijedeći način: ukoliko se zamisli da su energetske pojase horizontalni, mora doći do difuzije elektrona s mjesta više koncentracije prema mjestu niže koncentracije, u promatranom slučaju slijeva nadesno. Kao rezultat toga dolazi do manjka elektrona na lijevom kraju, a njihovog viška na desnom kraju. Znači lijevi kraj poluvodiča postaje pozitivan, a desni negativan. Ugrađeno električno polje je, dakle, takvog smjera da nastoji gibati elektrone prema lijevom kraju, tj. prema mjestu višeg potencijala. To polje se prema tome suprotstavlja difuziji, i to baš u toj mjeri da struja mora biti jednaka nuli. Razlika potencijalnih energija elektrona $E_{G0} - E_{Gw} = -q U_0$, od lijevog do desnog kraja, je baš takva da uvjet ravnoteže podrži. Da se je umjesto elektrona promatralo šupljine, došlo bi se do istog rezultata.

Nehomogen poluvodič u ravnoteži je kao cjelina električki neutralan, međutim njegovi pojedini odsječci striktno nisu. Ukoliko se koncentracija nečistoća od mjesta do mjesta ne mijenja naglo, može se i za svaki odsječak uzeti da je kvazineutralan. Do nagle promjene koncentracije nečistoća dolazi redovito na prijelazu iz poluvodiča *N*-tipa u poluvodič *P*-tipa. To prelazno područje nije ni po odsječcima električki neutralno i predstavlja zonu prostornog naboja. Prijelazno područje iz poluvodiča *P*-tipa u *N*-tip predstavlja najvažniju domenu poluvodičke elektronike, a rezultati i razmatranja provedena u ovom članku bit će kod analize tog područja od koristi.

4.

POJAVE U PLINOVIMA

4.1. Kratak pregled kinetičke teorije plinova

U vakuumskim elektronskim cijevima je pritisak preostalih plinova tako nizak da se može zanemariti u analizi osnovnih svojstava tih cijevi. Međutim, kod plinom punjenih cijevi prisutvo plina ima bitnu ulogu na način njihovog rada.

Molekule plina (odnosno atomi plina kod monoatomnih plinova) nalaze se u stalnom gibanju sudarajući se s drugim molekulama. Kod svakog sudara mijenja se smjer i brzina čestica, tako da je to gibanje *kaotično* i svaki smjer gibanja je jednako vjerojatan. Zbog ogromnog broja čestica nemoguće je opisati gibanje pojedine čestice i zbog toga se njihovo gibanje prikazuje statističkim metodama.

Prema *Maxwellu* i *Boltzmannu*, tvorcima klasične kinetičke teorije plinova, ponašaju se molekule, odnosno atomi plina kao krute elastične čestice karakterizirane svojom masom i volumenom. Tim istraživačima uspjelo je objasniti način na koji su raspodijeljene energije ili brzine čestica. Osnovna značajka te raspodjele je u tome da su brzine čestica vrlo različite i raspoređene prema određenom zakonu, ali da je njihova *prosječna energija* proporcionalna *temperaturi*. Ponašanje materije u plinovitom stanju je, dakle, različito od ponašanja elektronskog plina u metalima, gdje su brzine raspoređene prema Fermijevoj statistici, ali temperatura vrlo malo utječe na njihovu prosječnu brzinu, odnosno energiju. Treba uzeti u obzir da su koncentracije elektrona u metalima reda 10^{22} do 10^{23} po kubičnom centimetru dok su koncentracije molekula odnosno atoma plina pod normalnim atmosferskim uvjetima reda 10^{19} cm $^{-3}$, tj. za tri do četiri reda veličina manje. Prema tome je vjerojatnost zaposjednuća bilo kojeg energetskeg nivoa vrlo mala, pa Paulijev princip ne dolazi do izražaja.

Klasična kinetička teorija plinova nastala je ranije od Fermijeve kvantne statistike. Ovdje će osnovna obilježja kinetičke teorije biti prikazana ukratko kao granični slučaj Fermijeve statistike za čestice čija je koncentracija relativno niska. Pod tim prilikama je vjerojatnost zaposjednuća bilo kojeg energetskeg nivoa opisana jednadžbom (2.8), kao i za nedegenerirane poluvodiče:

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

Vjerojatnost $f(E)$ je za svaku energiju E puno manja od jedan, a to je moguće jer je $e^{\frac{E_F}{kT}} = a \ll 1$. Fermijev nivo u klasičnoj statistici nema značenja. Iz relacija

(2.18) i (4.1) dobiva se za broj čestica $dn(\tau)$ u jedinici volumena, čije komponente brzina leže u intervalu brzina između v_x i $v_x + dv_x$; v_y i $v_y + dv_y$; v_z i $v_z + dv_z$ slijedeći izraz:

$$dn(\tau) = 2 \frac{m^3}{h^3} \cdot a \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dv_x dv_y dv_z. \quad (4.2)$$

Masa m je masa molekule, odnosno atoma promatranog plina. Uzevši u obzir da je koncentracija čestica n uz određeni pritisak i temperaturu konstantna, integracija izraza (4.2) duž svih triju komponentata brzina u granicama od $-\infty$ do $+\infty$ omogućuje izračunavanje konstante a . Kada se to provede, dobiva se konačan izraz:

$$dn(\tau) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}} dv_x dv_y dv_z. \quad (4.3)$$

Energija čestice $E = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ interpretira se kao kinetička energija, jer je za potencijalnu energiju uzeta vrijednost nula. Relacija (4.3) predstavlja temelj kinetičke teorije plinova.

Iz izraza za raspodjelu brzina po komponentama lako se dobiva raspodjela ukupnih brzina množenjem s $4\pi v^2 dv$, kao što je pokazano u članku 2.2, što daje:

$$dn(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot 4\pi v^2 dv. \quad (4.4)$$

Funkcija raspodjele ima maksimum za iznos brzine:

$$v_k = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (4.5)$$

Ta brzina se naziva *karakteristična brzina*, a brzine u njenom okolišu su najvjerojatnije. Prema tome eksponent u jednadžbi (4.4) može se pisati u obliku e^{-v^2/v_k^2} . *Prosječna brzina* čestica određuje se pomoću relacije:

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty dn(v) \cdot v, \quad (4.6)$$

što daje:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot v_k = 1,128 v_k. \quad (4.7)$$

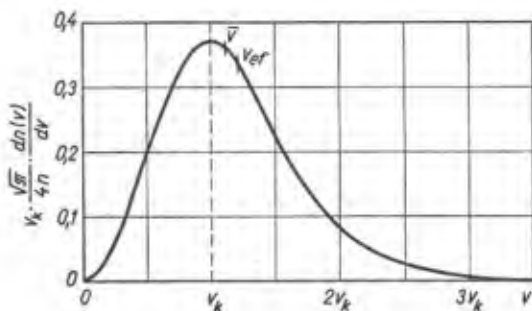
Važna je također *efektivna brzina*, tj. drugi korijen iz prosječne vrijednosti kvadrata brzine:

$$v_{ef} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot v_k = 1,224 v_k. \quad (4.8)$$

Prosječna kinetička energija je direktno proporcionalna kvadratu efektivne brzine, što daje:

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m v_{ef}^2 = \frac{3}{2} k T. \quad (4.9)$$

Dijagram Maxwell-Boltzmannove raspodjele brzina prikazan je u normiranom obliku na slici 4.1.



Sl. 4.1. Dijagram Maxwell-Boltzmannove raspodjele brzina.

Iz funkcije za raspodjelu brzina lako se upotrebom relacije $E = \frac{1}{2} m v^2$ prelazi u funkciju raspodjele energija:

$$dn(E) = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE, \quad (4.10)$$

gdje je $dn(E)$ broj čestica plina u jedinici volumena u intervalu energije dE .

Kada je koncentracija čestica na svakom mjestu konstantna, broj čestica koji prijede u određenom vremenu kroz neki zamišljeni presjek u bilo kojem smjeru je također isti, tako da ne postoji neto transport čestica. Taj broj, koji je za svaki smjer jednak je moguće odrediti, i to pomoću jednadžbi (2.33) i (4.4). Nakon provedene integracije se dobiva:

$$n' = \frac{1}{4} n \cdot \bar{v}. \quad (4.11)$$

Broj čestica koje u jednoj sekundi prođu kroz jediničnu površinu označen je sa n' . Koncentracija čestica je n , a $\bar{v}$ je njihova prosječna brzina. Relacija (4.11) bit će od interesa kada se bude promatrao prolaz elektriciteta kroz plinove.

Na osnovu kinetičke teorije plinova može se doći do izraza za pritisak plina koji glasi:

$$p = n \cdot k T. \quad (4.12)$$

Ako je koncentracija n dana u m^{-3} , a Boltzmannova konstanta u J/K, pritisak se dobiva u N/m^2 . Ponekad se pritisak izražava u barima: $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2 = 10^6 \text{ din/cm}^2$. Iz jednadžbe (4.12) proizlazi da je uz isti pritisak i temperaturu

koncentracija čestica konstantna i neovisna o vrsti plina. To je poznati *Avogadrov princip*. Iz relacije (4.12) također slijedi da je koncentracija čestica proporcionalna pritisku, a obrnuto proporcionalna temperaturi.

Iz Avogadrovog principa proizlazi da se uz iste pritiske i temperature mase jednakih volumena plinova moraju odnositi kao njihove molekularne, odnosno atomske težine. Jedan *grammol* (*gramatom*) je masa plina u gramima numerički jednaka njegovoj molekularnoj (atomske) težini i sadrži uvijek isti broj molekula (atoma). Taj broj se naziva *Avogadrov broj* i iznosi $6,02 \cdot 10^{23}$ molekula po gramolu (atoma po gramatomu). Plemeniti plinovi (A, Ne, He, Xe, Kr) pojavljuju se u atomarnom obliku, a ostali idealni plinovi se pojavljuju u molekularnom obliku.

U elektronici je uobičajeno da se pritisak daje u milimetrima stupca žive. Normalni atmosferski pritisak pri 0°C iznosi $760 \text{ mmHg} = 1 \text{ atm}$. Između pojedinih jedinica za pritisak vrijedi slijedeća veza:

$$\left[\begin{array}{l} 1 \text{ bar} = 750 \text{ mmHg} = 0,987 \text{ atm} \\ 1 \text{ mmHg} = 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ bar} = 1,316 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \\ 1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg} = 1,013 \text{ bar} \end{array} \right] \quad (4.13)$$

Iz jednadžbe (4.12) i veze između jedinica za pritisak dobiva se da svaki plin pri 0°C i 760 mmHg sadrži $2,69 \cdot 10^{19}$ molekula (atoma) u cm^3 . Prema tome za koncentraciju čestica plina pri proizvoljnom pritisku p (mmHg) i temperaturi T (K) vrijedi relacija:

$$n = 2,69 \cdot 10^{19} \left(\frac{p}{760} \right) \left(\frac{273}{T} \right) = 9,68 \cdot 10^{18} \frac{p}{T} \quad (\text{cm}^{-3}). \quad (4.14)$$

4.2. Srednji slobodni put

Kao što je već istaknuto, molekule plina nalaze se u stalnom gibanju sudarajući se međusobno i mijenjajući pri tom i smjer i iznos brzine. Pojave sudara molekula s molekulama ili elektronima s molekulama imaju važnu ulogu u objašnjavanju vođenja elektriciteta kroz plinove. Putovi koje prođe jedna molekula ili elektron između uzastopnih sudara su različiti, međutim moguće je izračunati srednju vrijednost toga puta, tzv. *srednji slobodni put*. Ovdje se daje samo konačan rezultat za srednji slobodni put molekule λ_m u ambijentu istovrsnih molekula:

$$\lambda_m = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi \cdot r_m^2 \cdot n} \quad (4.15)$$

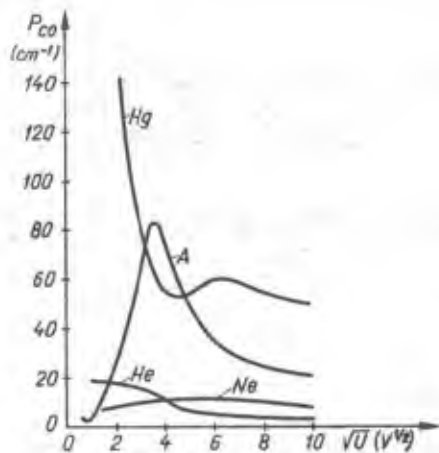
Polumjer molekule je r_m , a n je koncentracija. Srednji slobodni put je to manji što je koncentracija molekula veća, što je i razumljivo, jer se s porastom koncentracije povećava vjerojatnost sudara. Srednji slobodni put je također obrnuto proporcionalan presjeku molekule ($r_m^2 \pi$), što je također očito. Veličine nekih molekularnih (atomske) polumjera dane su u tabeli 4.1.

TABELA 4.1.

Molekularni polumjeri	
molekula (atom)	polumjer (Å)
Ne	1,17
A	1,43
Kr	1,59
Xe	1,75
Hg	1,82
N ₂	1,58
O ₂	1,48

Isto tako važna veličina je i *srednji slobodni put elektrona* među molekulama. On se određuje u principu na jednak način kao i srednji slobodni put molekule. Očito je da će srednji slobodni put elektrona biti veći od srednjeg slobodnog puta molekule. To rezultira iz činjenice da elektron u odnosu na molekulu ima zane-marive dimenzije, što znači da je vjerojatnost sudara manja. Osim toga, brzine elektrona su redovito puno veće od brzina molekula, tako da se može uzeti da molekula u odnosu na elektron miruje. Ta činjenica također dovodi do povećanja srednjeg slobodnog puta elektrona, tako da konačan izraz za srednji slobodni put elektrona glasi:

$$\lambda_e = \frac{1}{r_m^2 \pi n} = 4 \sqrt{2} \lambda_m. \quad (4.16)$$



Sl. 4.2. Vjerojatnost sudara elektrona P_{co} s atomima pojedinih elemenata u ovisnosti o brzini elektrona.

Izraz za srednji put elektrona dobi-ven je na osnovu čisto geometrijskih raz-matranja. Treba međutim uzeti u obzir da do promjena smjera i brzine elektrona dolazi uslijed međusobnog djelovanja elek-tričkih polja atoma i elektrona kad se oni nađu na vrlo malim udaljenostima, tako da pojam sudara ne treba shvatiti doslov-no. Posljedica toga je ovisnost srednjeg slobodnog puta o brzini elektrona, što je mjerenjem ustanovljeno i vidljivo iz slike 4.2.

Često se umjesto srednjeg slobodnog puta elektrona upotrebljava pojam vje-rojatnosti sudara na putu jednog centimetra. Tako definirana *vjerojatnost sudara* P_e jednaka je recipročnoj vrijednosti srednjeg slobodnog puta, tj. $\lambda_e = 1/P_e$. Vje-rojatnost sudara P_{co} elektrona s atomima nekih plinova na putu 1 cm pri 0 °C i 1 mmHg prikazana je na slici 4.2 kao funkcija brzine (drugog korijena iz potencijala ubrzanja) elektrona. Vidi se da vjerojatnost sudara, odnosno srednji slobodni put jako ovisi o brzini elektrona. Recipročna vrijednost od P_{co} je λ_{eo} , tj. srednji slo-bodni put elektrona pri 0 °C i 1 mmHg. Za srednji slobodni put pri proizvoljnom pritisku i temperaturi vrijedi:

$$\lambda_e = \lambda_{eo} \frac{T}{273} \cdot \frac{1}{p}, \quad (4.17)$$

što slijedi iz relacija (4.12) i (4.16).

Iz samog pojma srednjeg slobodnog puta proizlazi da slobodni putevi između uzastopnih sudara nisu jednaki. Način na koji su raspoređeni slobodni putevi može se odrediti ukoliko se promatra n_0 čestica koje su u jednoj sekundi ušle u prostor punjen plinom i kreću se iz ravnine $x = 0$ u smjeru osi $+x$. Nakon nekog puta x preostalo je samo n čestica koje nisu doživjele sudar. Na slijedećem odsječku puta dx sudar je doživjelo još dn čestica. Uzevši u obzir da je prosječan put između dvaju sudara λ , za dn vrijedi relacija:

$$dn = -\frac{n}{\lambda} dx, \quad (4.18)$$

budući da n opada s porastom x , dn je negativan broj. Integracija jednadžbe (4.18) daje:

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}. \quad (4.19)$$

U izrazu (4.19) n predstavlja broj čestica koje nakon puta x nisu doživjele sudar. Njihov broj eksponencijalno opada s porastom x , što znači da i slobodni putevi između dva sudara slijede istu raspodjelu. Iz jednadžbe (4.19) slijedi da nakon udaljenosti $x = \lambda$, svega e^{-1} dio čestica, odnosno 36,8% čestica nije doživjelo sudare.

U vakuumskim elektronskim cijevima potrebno je da pritisak preostalih plinova bude toliko nizak, da vjerojatnost sudara elektrona s česticama plina na putu između katode i anode bude vrlo mala, ne veća od otprilike 10^{-4} . Iz jednadžbe (4.19) slijedi da razmak anoda-katoda mora u tom slučaju biti otprilike 10^4 puta manji od srednjeg slobodnog puta. Uz uobičajene razmake između elektroda slijedi da pritisak preostalih plinova ne smije biti veći od 10^{-6} mmHg, što je otprilike razrjeđenje od $1 : 10^9$ u odnosu na atmosferski pritisak. Ukoliko je pritisak preostalih plinova veći, posljedice sudara dovode do promjene svojstava cijevi.

4.3.

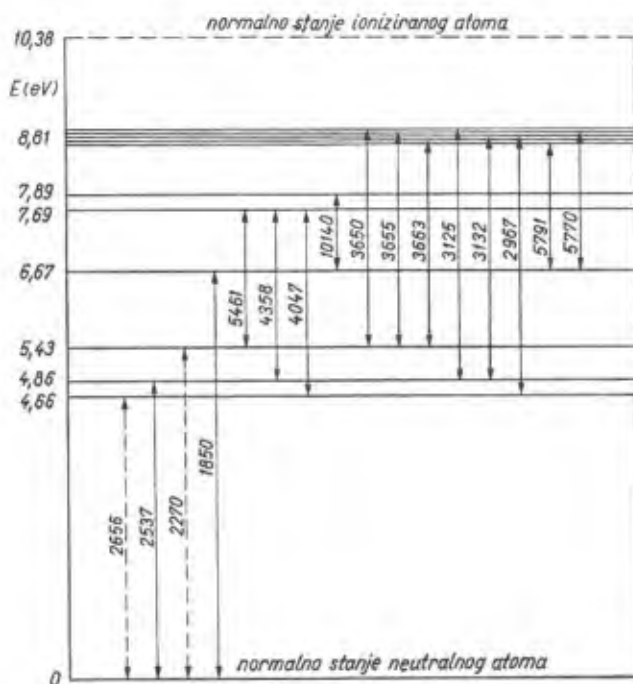
Sudari čestica u plinovima

Sudari čestica u plinu mogu biti elastični i neelastični. Kod *elastičnih* sudara suma kinetičkih energija čestica koje se sudaraju ostaje nakon sudara nepromijenjena, dok se kod *neelastičnih* sudara jedan dio kinetičke energije čestica troši na povećanje unutarnje energije čestica. Elastični sudari nemaju praktički nikakvog efekta na vođenje elektriciteta kroz plinove, dok su posljedice neelastičnih sudara u tom pogledu dalekosežne. Neelastični sudari dolaze do izražaja kad kroz plinom punjen prostor između elektroda teče struja, dok se u plinu prepuštenom samom sebi na uobičajenim temperaturama događaju skoro isključivo elastični sudari prema kinetičkoj teoriji plinova.

Neelastični sudari dovode, kao što je rečeno, do povećanja unutarnje energije atoma, što se očituje kao *pobuđivanje*, odnosno *ionizacija* atoma. Za razumijevanje tih pojava potrebno je poslužiti se odgovarajućim modelom atoma, kao što je npr. poznati *Bohr-Sommerfeldov* model atoma. Elektronima koji se prema kvantnim

zakonima gibaju oko jezgre atoma pripadaju određeni dozvoljeni *energetski nivoi*, karakteristični za svaki pojedini element. Za električke pojave u plinovima od interesa su samo energetski nivoi koji pripadaju valentnim elektronima atoma.

Dijagram energetskih nivoa živinog atoma prikazan je na slici 4.3. Nulti energetski nivo odgovara normalnom stanju živinog atoma. To je u stvari energija elektronske vanjske ljuske atoma u nepobuđenom stanju. Ordinate predočuju energije pojedinih dozvoljenih pobuđenih energetskih nivoa u jedinicama eV. Elektron može prijeći iz osnovnog stanja u stanje više energije ili *pobuđeno stanje* ukoliko mu se dovede iznos energije koji je jednak ili veći od razlike između pobu-



Sl. 4.3. Dijagram energetskih nivoa živinog atoma.

đenog i osnovnog stanja. To isto vrijedi i za prijelaze između pojedinih pobuđenih nivoa. Konačno, ukoliko se u procesu sudara atomu preda potreban iznos energije, dolazi do odvajanja elektrona od atoma, tj. do ionizacije atoma. Energija koja je potrebna da se elektron koji se nalazi u normalnom stanju odvoji od atoma naziva se *ionizacijska energija*. Ona je karakteristična za svaki element. Ionizacijska energija živinog atoma je 10,38 eV, a općenito ionizacijska energija atoma pojedinih elemenata leži u granicama od otprilike 4 do 25 eV. Često se umjesto termina ionizacijska odnosno pobudne energije upotrebljava termin ionizacijski odnosno pobudni potencijal. Ukoliko su energije dane u eV, pripadni potencijali su im numerički jednaki.

Elektron koji se je našao u pobuđenom stanju vraća se u niže pobuđeno stanje, odnosno osnovno stanje, nakon vrlo kratkog vremena (10^{-7} do 10^{-9} s), isijavajući

pri tome kvant radijacije čija je frekvencija određena poznatim kvantnim uvjetom:

$$h \cdot f = \Delta E. \quad (4.20)$$

U izrazu (4.20) je ΔE razlika energija između promatranih nivoa. Numerički izraz za valnu duljinu dobiva se iz relacije:

$$\lambda = \frac{\Delta E}{12400} \text{ (Å)}. \quad (4.21)$$

Valna duljina se dobiva u Å, kad je ΔE dan u eV. Valne duljine radijacija (spektralne linije) koje nastaju kod prijelaza s viših na niže nivoe unesene su također u sliku 4.3 i dane u Å.

Postoje određeni pobuđeni energetske nivoi s kojih je direktan prijelaz u osnovno stanje, povezan s isijavanjem odgovarajuće spektralne linije, prilično nevjerovatan. Takvi nivoi se nazivaju *metastabilni nivoi*. Naziv potječe otuda što je prosječno vrijeme trajanja takvog stanja puno dulje od trajanja običnog pobuđenog nivoa i kreće se u granicama od otprilike 10^{-4} do 10^{-2} s. Elektron na metastabilnom nivou može biti u novom sudaru podignut na još viši nivo, odakle je povratak u normalno stanje moguć. Konačno postoji nemala vjerojatnost da atom u metastabilnom stanju bude ioniziran. U tu svrhu nije potrebno u novom sudaru privesti energiju ionizacije, već samo razliku energije ionizacionog i metastabilnog nivoa. Prijelazi s metastabilnih nivoa označeni su crtkanim strelicama, što znači da pripadne spektralne linije ne postoje. Ionizacija s metastabilnog nivoa od 4,66 eV iziskuje svega energiju od 5,72 eV. Takva ionizacija posredstvom metastabilnih nivoa ima važnu ulogu kod vođenja struje kroz plinove.

Proces suprotan ionizaciji je *rekombinacija*, tj. spajanje elektrona s ionom. Pri tome se oslobađa kvant energije jednak ionizacionoj energiji. Direktna rekombinacija elektrona i iona unutar plina je moguća, ali vrlo nevjerovatna. Rekombinacija se u najvećoj mjeri odigrava na elektrodama ili stijenkama posude unutar koje se nalazi plin.

U tabeli 4.2 dani su iznosi ionizacionog potencijala, prvog isijavajućeg pobuđenog potencijala, te potencijal prvog metastabilnog nivoa nekih atoma.

TABELA 4.2.

Iznosi ionizacionog, prvog pobuđenog i metastabilnog potencijala nekih plinova			
Atom	Ionizacioni potencijal (V)	Prvi pobudni potencijal (V)	Prvi metastabilni potencijal (V)
A	15,69	11,61	11,55
He	24,58	20,60	19,80
Ne	21,58	16,85	16,62
Na	5,12	2,09	...
Hg	10,38	4,88	4,66

Energije koje dovode do pobuđivanja i ionizacije mogu predati atomu u procesu sudara elektroni, fotoni, ioni i drugi pobuđeni ili normalni atomi.

Sudari atoma s elektronima. Ukoliko je energija elektrona koji se sudara s atomom manja od najnižeg iznosa energije pobuđivanja, sudar elektrona s atomom će biti elastičan. To znači da suma kinetičkih energija i impulsa obih čestica mora ostati nakon sudara nepromijenjena. Zbog vrlo velike razlike u masama atoma i elektrona njihove pojedinačne kinetičke energije ostaju također nakon sudara praktički iste. Kada je energija elektrona veća od energije pobuđivanja, postoji određena vjerojatnost da do pobuđivanja dođe. Elektron pri takvom neelastičnom sudaru izgubi onoliko energije koliko je diktirano kvantnim uvjetom pobuđivanja, a višak zadržava u obliku preostale kinetičke energije. Kad je ispunjen energetski uvjet za pobuđivanje, vjerojatnost da će do njega doći iznosi maksimalno do 1%. Ta vjerojatnost će postajati to manja što je energija elektrona veća od tačno određenog iznosa da do pobuđivanja dođe.

Ukoliko je energija elektrona veća od ionizacione energije, postoji vjerojatnost da će doći do ionizacije. Vjerojatnost ionizacije je zanemarivo mala kad je energija elektrona baš jednaka ionizacionoj energiji. Ona doseže maksimum za energije elektrona otprilike 2 do 4 puta veće od ionizacione energije, a nakon toga postepeno pada.

Sudari atoma s fotonima. Do pobuđivanja ili ionizacije atoma može doći i pri njihovom sudaru s fotonima, tj. pri obasjavanju atoma plina radijacijom odgovarajućih valnih dužina. Energija fotona, odnosno njegova valna duljina, mora tačno odgovarati različiti energetskih nivoa između kojih se prijelaz ostvaruje, prema jednadžbama (4.20) i (4.21). Ako je energija fotona veća ili manja od tačno potrebnog iznosa, do pobuđivanja neće doći. Konačno, ako je energija fotona dovoljno visoka, može doći do ionizacije atoma. Za razliku od pobuđivanja, kod ionizacije može energija fotona biti i veća od ionizacione energije. Vjerojatnost ionizacije će, međutim, biti maksimalna kad energija fotona tačno odgovara ionizacionoj energiji. Navedena razmatranja vrijede za energije fotona do otprilike 10^3 eV.

Sudari atoma s ionima i drugim atomima. Sudari iona s atomima imaju vrlo malu ulogu u pobuđivanju i ionizaciji atoma. Da bi vjerojatnost pobuđivanja i ionizacije kod takvih sudara bila primjetna, moraju energije iona biti reda 10^3 eV. Međutim, ioni takve energije se pod uvjetima koji normalno postoje u elektronskim cijevima ne mogu ostvariti, tako da će praktički svi sudari iona i atoma biti elastični.

Isto vrijedi i za sudare atoma s atomima. Kako na atome ne djeluje vanjsko električko polje, njihove energije su određene Maxwell-Boltzmannovom raspodjelom i u prosjeku su jednake $3/2 kT$; odnosno $T/7730$ (eV), što znači da su vrlo male u odnosu na energije koje mogu dovesti do pobuđivanja i ionizacije. Broj atoma koji unutar Maxwell-Boltzmannove raspodjele imaju dovoljno energije da izvrše neelastične sudare je zanemariv, osim na ekstremno visokim temperaturama.

Sudari druge vrste. Kod svih dosada opisanih vrsti neelastičnih sudara koristila se je kinetička energija udarne čestice, odnosno energija fotona, za podizanje unutarnje energije atoma, koja se očituje kao pobuđivanje ili ionizacija. Takvi sudari nazivaju se *sudari prve vrste*. Kod *sudara druge vrste* se za pobuđivanje, odnosno ionizaciju, koristi unutarnja energija pobuđenog atoma, koji se nakon sudara vraća u osnovno stanje bez emisije kvanta radijacije, predajući svoju unutarnju energiju drugom atomu. Tipični predstavnici sudara druge vrste su sudari nekih metastabilnih i nepobuđenih atoma. Tako npr. u plinu koji se sastoji od mješavine neona i argona, metastabilni ioni neona imaju energiju 16,6 eV i oni mogu ionizirati normalne atome argona čija je ionizaciona energija 15,7 eV (*Penningov efekt*).

POPIS LITERATURE

I. Dio

1. J. Lončar: *Osnovi elektrotehnike*; Tehnička knjiga, Zagreb, 1956.
2. T. S. Gray: *Applied Electronics*; John Wiley, New York, 1954.
3. W. W. Harman: *Fundamentals of Electron Motion*; Mc Graw-Hill, New-York, 1953.
4. J. Millman; S. Seely: *Electronics*; Mc Graw-Hill, New York, 1951.
5. W. G. Dow: *Fundamentals of Engineering Electronics*; John Wiley, New York, 1952.
6. A. van der Ziel: *Solid State Physical Electronics*; Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. 1957.
7. Я. И. Френкель: *Введение в теорию металлов*; Гос. изд. Физико-математической литературы, Москва, 1958.
8. J. L. Moll: *Physics of Semiconductors*; Mc Graw-Hill, New York, 1964.
9. M. Varičak: *Poluprovodnici i njihova primena u nauci i tehnici*; Zavod za izdavanje udžbenika SR Srbije, Beograd, 1964.
10. R. B. Adler, A. C. Smith, R. L. Longini: *Introduction to Semiconductor Physics*; John Wiley, New York, 1964.
11. E. Spenke: *Elektronische Halbleiter*; Springer Verlag, Berlin, 1956.
12. W. C. Dunlap: *An Introduction to Semiconductors*; John Wiley, New York, 1957.
13. И. А. Капцов: *Электроника*; Гос. изд. Техничко-теоретической литературы, Москва, 1956.
14. M. Knoll, J. Eichmeier: *Technische Elektronik*; Springer Verlag, Berlin, 1965.

II DIO

ELEKTRONSKE CIJEVI

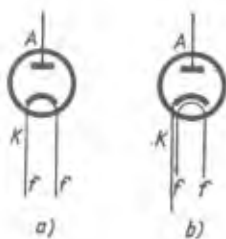
5.

DIODA

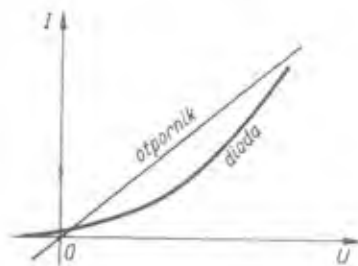
5.1.

Osnovna svojstva

Dioda je najjednostavnija i najduže poznata elektronska cijev. Pronašao ju je *Fleming* 1904. godine. Sastoji se od dvije elektrode, *katode* i *anode*, koje su smještene u evakuiranoj staklenoj ili metalnoj posudi. Dioda ima *žarenu katodu*, koja emitira elektrone. Anoda ima svrhu da skuplja emitirane elektrone. Katoda može biti *direktno* ili *indirektno* žarena. Kod direktno žarenih katoda je vlakno koje se žari prolaskom struje žarenja istovremeno i emiter elektrona, tj. katoda. Kod indirektno žarenih katoda je žarno vlakno električki izolirano od katode i ima samo funkciju da temperaturu katode podigne na potreban iznos. Simboli za diodu s direktno i indirektno žarenom katodom prikazani su na slici 5.1 a i b.



Sl. 5.1. Simbol za direktno žarenu i indirektno žarenu diodu.



Sl. 5.2. Karakteristika diode i otpornika.

Dioda ima svojstvo da ne vodi struju u oba smjera jednako. Ukoliko je dioda priključena u električki krug tako da je anoda pozitivnija od katode, kroz diodu će prolaziti struja. U slučaju obrnutog priključka, struja kroz cijev će izostati. Nesimetrično vođenje struje čini diodu bitno različitom od omskog otpornika, koji vodi struju u oba smjera jednako. Grafički je ovisnost struje o naponu, tzv. *I-U karakteristika* za diodu i otpornik prikazana na slici 5.2.

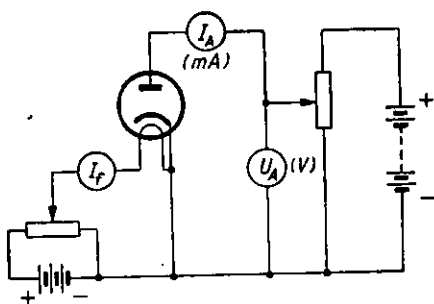
Nejednako vođenje struje u diodi u odnosu na polaritet priključenog napona je osnovno svojstvo diode, koje se naziva *ispravljanje*. Osim toga *I-U* karakteristika diode nije ni u konačnim odsječcima linearna. Dioda je nelinearan elektronički element.

Poznavanje svojstava termionske emisije čini ispravljačko djelovanje diode u osnovnim crtama i razumljivim. Katoda je žarena i nalazi se na visokoj temperaturi, pa zbog toga dolazi do znatne emisije elektrona iz katode, kvantitativno prema jednadžbi za struju termionske emisije. Anoda koja je pozitivna privlači i sabire elektrone i struja teče kroz cijev. Ukoliko je anoda negativna, ona odbija elektrone koje katoda emitira i oni se vraćaju natrag u katodu. Osim toga je anoda na niskoj temperaturi i ne emitira elektrone. Zbog toga struja kroz diodu ne teče. Uzrok ispravljačkog djelovanja diode leži u velikoj temperaturnoj razlici između katode i anode.

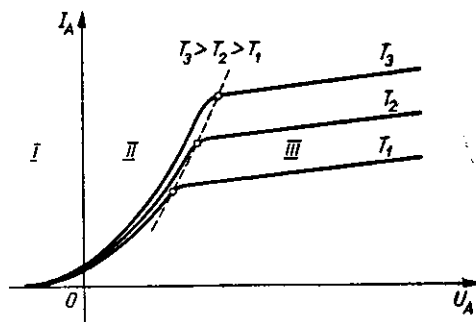
Poznavanje svojstava termionske emisije ne pruža međutim dovoljan uvid u svojstva diode. Kao što se na slici 5.2 vidi, struja kroz diodu raste s naponom. Drugim riječima, to znači da anoda pri raznim naponima sabire manji ili veći dio elektrona koje katoda na danoj temperaturi emitira. Struja koja teče kroz diodu ovisi o veličini anodnog napona i konstrukcionim svojstvima diode. Ona se ravna prema nekoliko osnovnih zakona, koji će biti razmatrani u slijedećim člancima ovog poglavlja.

5.2. Klasifikacija i pregled karakteristika diode

Za sve elektronske cijevi pa tako i za diodu jedan od osnovnih izvora podataka o njihovim svojstvima su strujno-naponske (I - U) karakteristike. One pokazuju kako se mijenja struja neke elektrode u ovisnosti o naponu te iste ili neke druge elektrode. I - U karakteristike dobivaju se mjerenjem i najčešće prikazuju u grafičkom obliku. Obično se naponi uzimaju kao nezavisne, a struje kao zavisne varijable.



Sl. 5.3. Sklop za mjerenje karakteristika diode.



Sl. 5.4. Anodne karakteristike diode.

Katoda cijevi uzima se kao *referentna elektroda*, tj. potencijali ostalih elektroda računaju se u odnosu na potencijal katode, koji se uzima da je jednak nuli. Prema tome potencijal neke elektrode je pozitivan ako je viši od potencijala katode. Što se tiče smjera struja elektroda u cijevi, pravilo je da se struja neke elektrode uzima pozitivnom, ukoliko je zamišljeno gibanje pozitivnih naboja (konvencionalan smjer struje) takvo da oni ulaze iz vanjskog kruga u tu elektrodu.

Na slici 5.3 dan je sklop koji omogućuje mjerenje karakteristike diode. (U prikazanoj shemi katoda je indirektno žarena istosmjernom strujom.) Anodni napon kao i struja žarenja mogu se u širokim granicama mijenjati. Temperatura katode je ovisna o struji odnosno naponu žarenja katode. Za danu cijev je temperatura katode određena njenom strujom ili naponom žarenja. Budući da postoje tri promjenljive veličine (I_A , U_A i T), pri grafičkom prikazu njihove povezanosti u ravnini jednu od tih veličina treba držati konstantnom. Npr. $I_A = f(U_A)$ uz temperaturu katode T_K odnosno struju žarenja I_f ili napon žarenja U_f kao konstantu. Takav prikaz daje jednu krivulju u I_A - U_A ravnini. Kompletne informacije o međusobnoj vezi triju veličina mogu se dobiti pomoću I_A - U_A karakteristika ukoliko se one izmjere pri dovoljnom broju raznih temperatura katode. Grafički prikaz toga je familija I_A - U_A karakteristika uz temperaturu katode kao parametar, što je prikazano na slici 5.4.

U nekim slučajevima će biti pogodnije da se anodna struja prikaže kao funkcija temperature katode uz anodni napon kao parametar, npr. u slučaju da se ispituju emisijska svojstva katoda. Iz grafičkog prikaza I_A - U_A karakteristika vidljivo je da su one međusobno oblikom slične. Temperatura katode mijenja iznose struja, ali ne utječe na karakter funkcionalne veze između anodne struje i napona.

Na svakoj krivulji mogu se razlikovati tri različita područja, i to:

I. *Područje struje početka protjecanja.* To područje postoji kod *negativnih anodnih napona*. Anodna struja može teći samo zato što elektroni emitirani iz katode imaju početne brzine. Anodna struja je u čitavom području mala, te s povećanjem protunapona i sniženjem temperature katode brzo teži prema zanemarivo malim vrijednostima.

II. *Područje prostornog naboja.* To područje karakteristike nastupa kod anodnih napona u okolišu nule i nastavlja se u intervalu *pozitivnih anodnih napona* do neke gornje granice. Presudnu ulogu na oblik karakteristike igra naboj elektrona koji se akumulira u prostoru između katode i anode, odatle i naziv tog područja. Anodna struja se naglo mijenja s porastom anodnog napona, dok je utjecaj temperature znatno manji. To svojstvo da se na anodnu struju može lako utjecati anodnim naponom i da ona može poprimiti znatne iznose čini područje prostornog naboja najvažnijim područjem rada diode i ostalih elektronskih cijevi.

III. *Područje zasićenja.* U tom području, koje nastupa kod *znatnih pozitivnih anodnih napona*, anodna struja jako ovisi o temperaturi katode, a vrlo malo o anodnom naponu. Ta činjenica se može vrlo lako objasniti. Izvor elektrona je katoda i njena emisija je određena njenom temperaturom. Anodni napon koji je relativno visok privlači sve emitirane elektrone. Promjena anodnog napona praktički ne mijenja emisijsku sposobnost katode i struja ostaje uglavnom konstantna.

Budući da se u području zasićenja anodna struja dađe u potpunosti objasniti svojstvima katode, tj. termionskom emisijom, analiziranom u 2. poglavlju, ovdje će biti dana sasvim kratka rekapitulacija. Na osnovu dosada iznesenog očito je da je struja zasićenja I_s jednaka struji termionske emisije:

$$I_s = I_e = S \cdot A T^2 e^{-\frac{q \cdot \psi_K}{k T}} \quad (5.1)$$

Kao što je pokazao *Schottky*, umjereni porast anodne struje u području zasićenja izazvan je efektivnim sniženjem rada izlaza katode, pod djelovanjem jakog električkog polja na površini katode. Efektivno sniženje rada izlaza povećava emisiju sposobnost katode i struja lagano raste prema *Schottkyjevoj* jednadžbi:

$$I'_s = I_s \cdot e^{\frac{0,44 \cdot \sqrt{F_K}}{T}}. \quad (5.2)$$

Jakost polja F_K može se približno odrediti upotrebom relacija koje vrijede za geometrijski oblik promatrane diode. *Schottkyjeva* jednadžba se vrlo dobro slaže s eksperimentom za katode od čistih metala. Kod katoda od toriranog volframa, a naročito oksidnih katoda, struja raste s povišenjem anodnog napona mnogo brže nego što propisuje jednadžba (5.2), tako da kod tih katoda izrazitog zasićenja i nema. Uzroci zbog kojih do toga dolazi nisu potpuno objašnjeni, a pripisuju se i nehomogenosti površine tih vrsta katoda.

Ostala područja karakteristike ne mogu se objasniti isključivo pomoću termionske emisije, zato će se razmatrati u slijedećim člancima ovog poglavlja.

5.3. Područje početka protjecanja struje

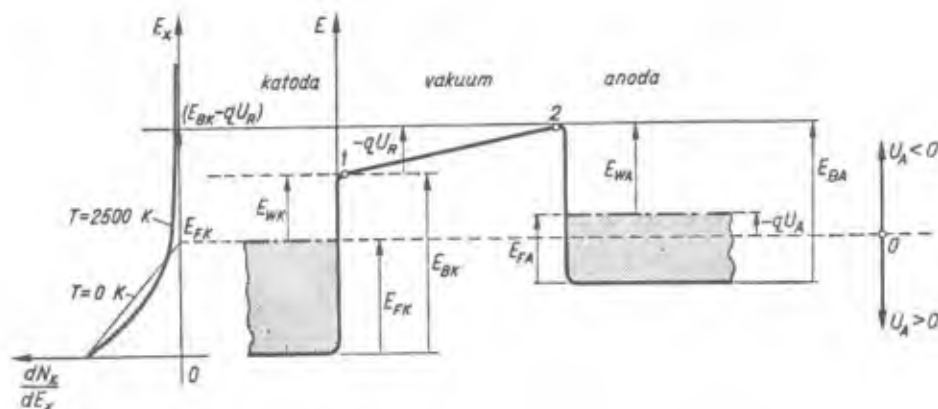
To je područje $I_A - U_A$ karakteristike koje postoji kod retardirajućih napona na anodi, tj. onih napona koji usporavaju gibanje elektrona od katode prema anodi. Termin *retardirajući napon* upotrijebljen je ovdje zbog toga što u tom području važnu ulogu igra i *kontaktni potencijal* između anode i katode. Kontaktni potencijal ψ_{AK} superponira se izvana narinutom anodnom naponu U_A , pa ako je njihova suma negativna, učinak na gibanje je retardirajući i cijev radi u području početka protjecanja. Kao što je poznato, kontaktni potencijal između anode i katode jednak je razlici njihovih naponskih ekvivalenata radova izlaza i iznosi $\psi_{AK} = \psi_K - \psi_A$.

Nuždan uvjet da cijev radi u području početka protjecanja struje je dakle: $U_R = \psi_{AK} + U_A < 0$. (Npr. ako je $\psi_K = 2$ V; $\psi_A = 4$ V; a $U_A = +1$ V, cijev unatoč tome radi u području početka protjecanja struje jer je $U_R = -1$ V). Struja u tom području može teći samo zbog toga što elektroni emitirani iz katode raspolažu s *početnim brzinama*. Te brzine nisu za sve elektrone jednake, nego su raspodijeljene od 0 do ∞ prema Maxwell-Boltzmannovoj statistici. Dade se pokazati da je ukupna prosječna energija emitiranih elektrona proporcionalna apsolutnoj temperaturi i jednaka $2kT$. Od toga otpada na smjer okomit na površinu katode kT , a na ostala dva smjera po $kT/2$. Prema tome, elektroni u prosjeku mogu svladati retardirajući napon kT/q . Drugim riječima, to znači da elektroni u prosjeku raspolažu ekvivalentnim *temperaturnim naponom*:

$$U_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11605} \text{ (V)}. \quad (5.3)$$

Da bi se dobila zorna predodžba o mogućnosti prelaska elektrona od katode na anodu u području početka protjecanja struje, najpogodnije je poslužiti se dijagramom potencijalne energije elektrona na putu iz katode u anodu, što je prikazano

na slici 5.5. Dioda je *planparalelna*, tj. elektrode su paralelne i ravne ploče, a za smjer struje odabran je x smjer. Uzet je praktički najčešći slučaj da je rad izlaza anode veći od rada izlaza katode. Dijagram potencijalne energije elektrona označen je podebljanim punom linijom. Unutar katode i anode energije elektrona su, kao što je poznato, raspoređene prema Fermijevoj statistici. Dijagram raspodjele x komponente energija elektrona unutar katode pridružen je dijagramu potencijalne energije na način koji je objašnjen u članku 2.3.



Sl. 5.5. Energetski dijagram elektrona između katode i anode.

Važno je podsjetiti se da između potencijalne energije elektrona E_p i potencijala U postoji veza $E_p = -q \cdot U$, tj. prirast potencijalne energije odgovara sniženju potencijala. Prema tome, kad se prikazuju dijagrami potencijalne energije elektrona, *pozitivnim* potencijalima odgovaraju *negativne* vrijednosti potencijalne energije elektrona. Kad između anode i katode nema priključenog napona, tj. kad je $U_A = 0$, Fermijevi nivoi za katodu i anodu su izjednačeni, što je prikazano crtkano izvučenim pravcem. Priključenje vanjskog napona U_A dovodi do pomaka Fermijevog nivoa anode za iznos $-q \cdot U_A$.

Iz slike je očito da na anodu mogu stići samo oni elektroni koji uz potencijalnu barijeru E_{BK} na granici katoda-vakuum mogu svladati i dodatnu barijeru $-q U_R$, na putu od katode do anode. Elektroni čija je x komponenta energije veća od E_{BK} , a manja od $E_{BK} - q U_R$ napustit će katodu, ali će se prije nego što stignu do anode sudariti s potencijalnom barijerom i vratiti natrag u katodu. Ti elektroni, naravno, ne doprinose anodnoj struji.

Za elektrone u katodi se je prema tome efektivno povećao rad izlaza za iznos $-q U_R$. Uvrštenje u Dushmanovu jednadžbu daje:

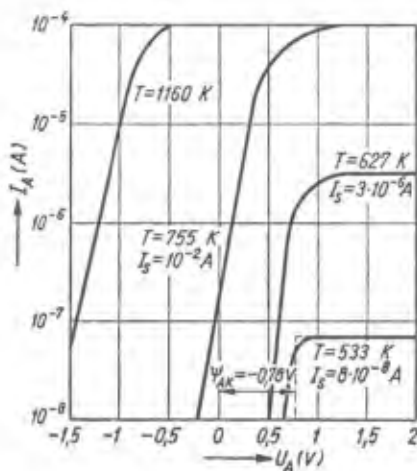
$$I_A = S \cdot A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{q(\psi_K - U_R)}{T}} = I_s \cdot e^{\frac{q U_R}{k T}} \quad (5.4)$$

Uvjet da gornja jednadžba vrijedi, kao što je rečeno, jest ovaj: $U_R = \psi_{AK} + U_A < 0$.

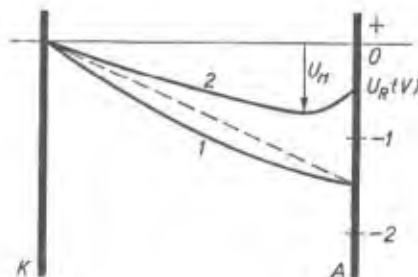
Uvođenjem pojma temperaturnog napona može se jednadžba (5.4) napisati u slijedećem često upotrebljavanom obliku:

$$I_A = I_s \cdot e^{\frac{11605 \cdot U_R}{T}} = I_s \cdot e^{\frac{U_R}{U_T}}. \quad (5.5)$$

Kao što se vidi, ovisnost anodne struje o anodnom naponu u području početka protjecanja struje dana je prirodnom eksponencijalnom funkcijom. Zbog toga se često područje početka protjecanja struje naziva i *eksponencijalno područje*. Jednadžba za struju početka protjecanja odlično se slaže s eksperimentom. Obzirom na eksponencijalnu ovisnost struje o anodnom naponu jednadžba (5.5) najlakše se verificira ukoliko se rezultati mjerenja prikažu u obliku $\log I_A = f(U_A)$. Za neku planparalelnu diodu s oksidnom katodom, uz temperaturu katode kao parametar, ta ovisnost prikazana je na slici 5.6.



Sl. 5.6. $I_A = f(U_A)$ karakteristika diode u području početka protjecanja struje.



Sl. 5.7. Raspodjela potencijala u diodi uz retardirajući napon na anodi.

Iz slike se vidi da postoji linearna ovisnost logaritma struje o naponu u određenom intervalu napona, što potvrđuje ispravnost relacije (5.5). Prema istoj relaciji morala bi anodna struja biti jednaka struji zasićenja kad retardirajući napon poprimi vrijednost nula, što se međutim ne događa.

Kao što će u slijedećem članku biti detaljnije objašnjeno, uslijed prolaska struje kroz cijev, u prostoru između elektroda akumuliran je i naboj elektrona, koji su u stalnom kretanju. Taj naboj dovodi do toga da se potencijal između katode i anode ne mijenja više prema zakonima elektrostatike. Općenito vrijedi: kada se između elektroda nalaze elektroni, tj. čestice negativnog naboja, potencijal će na svakom mjestu biti *niži* od elektrostatskog potencijala. Odstupanje će biti to jače što je veća količina elektrona akumulirana između elektroda; znači: što je temperatura katode viša i retardirajući potencijal iznosom niži.

Na slici 5.7 prikazane su moguće raspodjele potencijala između katode i anode kad je potencijal retardirajući. Ukoliko je U_R dovoljno negativan (1–2 V), raspodjela potencijala prikazana krivuljom 1 doduše odstupa od elektrostatske koja je prikazana crtkanim pravcem. Unatoč tome struja slijedi jednadžbu (5.5) jer je anoda mjesto najnižeg potencijala. Ukoliko se anodni napon učini manje negativnim, broj elektrona koji su u transportu prema anodi se povećava i učinak njihovog naboja je izrazitiji. Kad je retardirajući napon dovoljno malen, obrazuje se u međuprostoru između elektroda tzv. *potencijalni minimum* U_M , što je pokazano na krivulji 2. Zbog toga što je potencijalni minimum negativniji od anode, samo oni elektroni će stići na anodu koji mogu svladati potencijalni minimum. Jednadžba (5.4), odnosno (5.5) više ne vrijedi i dioda ne radi više u području početka protjecanja struje, već u području prostornog naboja. Korektan izraz za anodnu struju može se dobiti ukoliko se mjesto U_R u jednadžbi (5.5) stavi U_M . Naravno, taj izraz nema većeg praktičnog značenja jer je U_M nepoznata veličina. Da bi cijev radila u području početka protjecanja struje mora dakle uz $U_R < 0$ biti ispunjen i uvjet da nema potencijalnog minimuma, odnosno što je isto, mora biti na svakom mjestu ispunjen uvjet $dU/dx < 0$.

Gornja izlaganja omogućuju objašnjenje karakteristika na slici 5.6. Kod niskih temperatura katode struja emisije je vrlo mala. Zbog toga je učinak prostornog naboja zanemariv i cijev vrlo naglo prelazi iz područja početka protjecanja struje u područje zasićenja. To je posebno uočljivo uz nisku temperaturu katode od 533 K. Vidi se da taj prijelaz nastupa kod $U_A = +0,78$ V. To znači da je kontaktni potencijal $\varphi_{AK} = -0,78$ V, a $U_R = 0$. Na visokoj temperaturi, $T = 1160$ K odnastupa već kod $U_A = -0,8$ V. Takvo ponašanje je i očito, struja emisije je visoka i učinak prostornog naboja vrlo jak, te se već kod $U_A = -0,8$ V stvara potencijalni minimum. Između tih ekstremnih temperatura učinak prostornog naboja se također u odgovarajućoj mjeri mijenja.

Za cilindričnu diodu koja radi u području početka protjecanja struje ne vrijedi jednadžba (5.5), nego slijedeća relacija:

$$I_A = I_s \cdot \sqrt{\left| \frac{4 U_R}{\pi U_T} \right|} \cdot e^{\frac{U_R}{U_T}} \quad (5.6)$$

Usporedba jednadžbi (5.5) i (5.6) pokazuje da je uz isti I_s i U_R struja početka protjecanja cilindrične diode veća od struje planparalelne diode za član pod korijenom. Međutim, i ovdje je dominantan eksponencijalni član. U uzroke koji dovedu do razlike struja u oba slučaja neće se ovdje ulaziti.

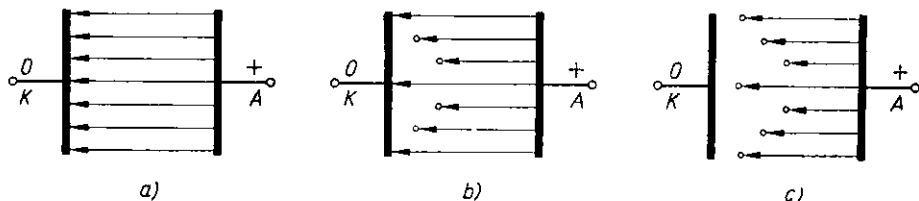
Dioda u području početka protjecanja struje ima jedno vrlo važno i interesantno svojstvo, a to je da anodna struja ostaje uz negativni napon na anodi smjerom ista kao i uz pozitivni napon na anodi; naravno jako umanjena, slijedeći pri tom zakonitosti opisane jednadžbama (5.5), odnosno (5.6). To znači da se elektroni kreću od plus pola prema minus polu, kao što se kreću unutar izvora električke energije (npr. kemijskih članaka). Dioda u području početka protjecanja struje predstavlja, dakle, izvor električke energije, odnosno preciznije, ona je *pretvarač* toplinske energije u električku. Elektroni se mogu kretati prema negativnoj anodi i vršiti koristan rad u vanjskom krugu (npr. napajati uključeni potrošač električkom

energijom), zahvaljujući početnim brzinama s kojima su emitirani iz katode. Brzine, odnosno energije emitiranih elektrona su to veće što je temperatura katode viša, tj. što je toplinska energija dovedena katodi veća.

Pri praktičnom korištenju diode kao pretvarača toplinske energije u električku osnovno je postići što bolji stepen pretvorbe energija. U najnovije vrijeme se tom problemu posvećuje velika pažnja.

5.4. Područje prostornog naboja

Činjenica da anodna struja kod pozitivnih anodnih napona raste s naponom prema iznosu koji odgovara struji zasićenja, upućuje na zaključak da između katode i anode u tom području postoji takva *raspodjela potencijala* koja omogućuje samo *djelomičan* transport elektrona na anodu. Kada bi naime uz $U_A > 0$ postojala između elektroda elektrostatska raspodjela potencijala ili neka druga kod koje je na svakom mjestu $dU/dx > 0$, svi emitirani elektroni bi stigli na anodu, jer je u tom slučaju sila na elektron na svakom mjestu usmjerena prema anodi. To znači da bi kroz cijev tekla struja zasićenja. Očito je da je takva raspodjela potencijala u području prostornog naboja nemoguća.

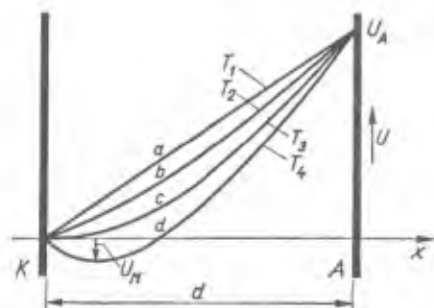


Sl. 5.8. Utjecaj prostornog naboja na silnice električkog polja.

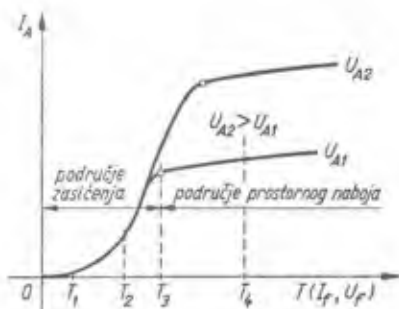
Kao što je u prošlom članku rečeno, uzrok odstupanja raspodjele potencijala od elektrostatske treba tražiti u prisustvu akumuliranog naboja u prostoru između elektroda, tzv. *prostornog naboja*, koji je posljedica prolaska struje kroz diodu. Naboj elektrona stvara svoje vlastito polje, koje se superponira izvana narinutom polju, a to uzrokuje odstupanje od elektrostatske raspodjele.

Kvantitativno se problem raspodjele potencijala u diodi može dobiti rješenjem *Poissonove* jednadžbe uz odgovarajuće početne uvjete. Zoran uvid u djelovanje prostornog naboja može se dobiti ukoliko se promatra tok silnica električkog polja između katode i anode, što je i prikazano na slici 5.8. Kad između elektroda nema elektrona, sve silnice koje izviru na anodi poniru na katodi kao na slici 5.8a. Jakost polja, odnosno gradijent potencijala dU/dx , je svugdje konstantan. Kad se između elektroda nalazi umjeren broj elektrona (kao na slici 5.8b) silnice djelomično dopiru do katode, a djelomično poniru na elektronima. Ovdje je također na svakom mjestu $dU/dx > 0$, ali je jakost polja na katodi slabija od polja na anodi. Na slici 5.8c, prikazan je slučaj kad se između elektroda nalazi mnoštvo elektrona. Nijedna silnica ne dopire do katode i zbog toga je jakost polja na katodi jednaka nuli.

Raspodjele potencijala koje odgovaraju stanjima na slici 5.8, prikazane su na slici 5.9. Kod konstantnog anodnog napona prijelaz od krivulje *a* na *c* dobiva se povišenjem temperature katode. Krivulja *a* odgovara vrlo niskoj temperaturi katode T_1 , tj. kad je struja emisije isčezavajuće mala. (Realnija ocjena vrlo niske temperature može se dobiti iz podatka da volframova katoda užarena na 690 K emitira u prosjeku 1 elektron godišnje na cm^2 površine.) Na nekoj višoj temperaturi T_2 , struja emisije znatno poraste i prostorni naboj dovodi do sniženja potencijala u međuelektrodnom prostoru. Kroz cijev teče međutim puna struja emisije I_s , jer je na svakom mjestu $dU/dx > 0$. Kod neke određene temperature T_3 učinak prostornog naboja je toliko da jakost polja na katodi padne na nulu, tj. $dU/dx = 0$. Svi emitirani elektroni stižu na anodu samo zato što raspolažu s početnim brzinama. Ukoliko bi se temperatura katode i dalje povišivala (T_4), učinak prostornog naboja bi bio toliko jak da bi doveo do stvaranja potencijalnog minimuma $U_M < 0$ između katode i anode, što je prikazano krivuljom *d*. Struja kroz cijev nije više jednaka struji zasićenja, prema Dushmanovoj jednadžbi (5.1), već je manja od nje i cijev radi u području prostornog naboja. Razlog tome je to što samo oni emitirani elektroni koji mogu svladati potencijalni minimum doprinose anodnoj struji.



Sl. 5.9. Utjecaj prostornog naboja na raspodjelu potencijala.



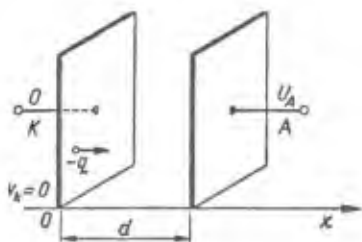
Sl. 5.10. Temperaturne karakteristike diode.

Na slici 5.10 prikazana je anodna struja kao funkcija temperature katode, uz anodni napon kao parametar. Dana objašnjenja čine oblik karakteristike lako razumljivim. Uz anodni napon U_{A1} približno do temperature T_3 dioda radi u području zasićenja i struja raste s temperaturom eksponencijalno prema Dushmanovoj jednadžbi. Daljnje povišenje temperature dovodi cijev u područje prostornog naboja i porast struje je vrlo umjeren. Kod nekog višeg anodnog napona U_{A2} bit će potrebna viša temperatura katode da cijev dovede u područje prostornog naboja. Viši anodni napon ima za posljedicu i veću jakost polja u cijevi, pa će biti potreban i veći prostorni naboj da dođe do stvaranja potencijalnog minimuma.

Dosadašnja izlaganja imala su svrhu da kvalitativno razjasne ulogu prostornog naboja i da olakšaju razumijevanje i pronalaženje ovisnosti anodne struje o anodnom naponu. Analitička ovisnost $I_A = f(U_A)$ uz realne prilike koje vladaju u diodi dade se pronaći, ali je postupak kompliciran i dug. Ukoliko se, međutim, izvrše izvjesna pojednostavnjenja, među kojima je najvažnije zanemarivanje početnih brzina elektrona, problem postaje razmjerno jednostavan.

Pretpostavka da je brzina elektrona na katodi $v_k = 0$ čini rješenje neegzaktnim, ali u većini slučajeva dovoljno točnim. Naime iz relacije (5.5) se vidi da na uobičajenim temperaturama katode prosječne energije emitiranih elektrona iznose od 0,1–0,2 eV. One su neznatne u odnosu na energije (brzine) koje elektroni dobivaju uslijed djelovanja anodnog napona, koji je obično puno viši. Početne brzine značajne su samo kad su anodni naponi vrlo niski. Zbog toga će se najprije pristupiti određivanju ovisnosti $I_A = f(U_A)$ uz $v_k = 0$, a kasnije provesti modifikacije uz uvažavanje početnih brzina elektrona.

Izvod jednadžbe za struju prostornog naboja. Promatrat će se najprije dioda čije su elektrode ravne, međusobno paralelne i ekvipotencijalne ploče (vidi sliku 5.11).



Sl. 5.11. Konfiguracija elektroda plan-paralelne diode.

Površina elektroda S treba da je dovoljno velika, da se rubne pojave električkog polja mogu zanemariti. Pod tim prilikama, uz pretpostavku $v_k = 0$, gibanje elektrona je okomito na elektrode i problem je jednodimenzionalan. Prisustvo preostalog plina se zanemaruje tako da se smatra da se u prostoru između elektroda nalaze samo elektroni.

Uz daljnju pretpostavku da je katoda neiscrpan izvor elektrona, uvjet $v_k = 0$ dozvoljava samo takvu raspodjelu potencijala između elektroda kod koje je na katodi $dU/dx = 0$. Ukoliko bi između elektroda vladala takva raspodjela potencijala kod koje je na katodi $dU/dx < 0$ (vidi sliku 5.9 krivulja d), zbog $v_k = 0$, nijedan elektron ne bi mogao napustiti katodu. Protivno, ukoliko je na katodi $dU/dx > 0$ (slika 5.9 krivulje a i b), svi bi elektroni trebali stići na anodu. Budući da je katoda prema pretpostavci neiscrpan izvor elektrona, učinak prostornog naboja dovodi do sniženja potencijala, i to tako da se uspostavi $dU/dx = 0$, što jedino omogućuje konačan iznos anodne struje.

Uz navedene pretpostavke ispunjene su i slijedeće tri jednadžbe, koje je nužno upotrijebiti da bi se dobila ovisnost $I_A = f(U_A)$.

Jednadžba energije:

$$v = \sqrt{\frac{2q}{m} \cdot U}. \quad (5.7)$$

Brzina (kinetička energija) elektrona na svakom mjestu određena je potencijalom koji vlada na tom mjestu.

Jednadžba struje:

$$J = -q \cdot v = \text{const.} \quad (5.8)$$

Objašnjenje gornje jednadžbe je također jednostavno: struja kroz svaki zamišljeni presjek diode, a kod planparalelne jednodimenzionalne ovisnosti i gustoća struje, je konstantna. Gustoća struje J je jednaka količini naboja koji u sekundi prođe kroz jediničnu površinu. Ukoliko je u jedinici volumena prostorni naboj ρ , a brzina

elektrona je v , onda je naboj koji prijede u sekundi kroz jediničnu površinu $\varrho \cdot v$, jer je v put elektrona u 1 sekundi. Predznak minus rezultira zbog toga što je ϱ gustoća prostornog naboja elektrona, tj. negativna veličina, a struja se uzima prema konvencionalnom smjeru.

Poissonova jednadžba, koja za jednodimenzionalnu pravokutnu geometriju glasi:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0} \quad (5.9)$$

Njezino rješenje daje vezu između potencijala i prostornih koordinata kad se u prostoru između elektroda nalazi prostorni naboj. Kad se ϱ u jednadžbi (5.8), nakon eliminiranja v pomoću jednadžbe (5.7), uvrsti u jednadžbu (5.9), Poissonova jednadžba prima slijedeći oblik:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{J}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot U} \quad (5.10)$$

Ukoliko se obje strane jednadžbe pomnože sa $2 \, dU/dx$ i integrira proizlazi:

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)^2 = \frac{4J}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}}} \cdot \sqrt{U} + C_1 \quad (5.11)$$

Konstanta C_1 iščezava jer su na katodi dU/dx i U jednaki nuli. Korjenovanje i ponovna integracija daju:

$$\frac{4}{3} \frac{U^{3/4}}{3} = \sqrt{\frac{4J}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2q}}} x + C_2 \quad (5.12)$$

Konstanta C_2 je također jednaka nuli zbog toga što je $U = 0$ za $x = 0$. Rješenjem jednadžbe (5.12) po J dobiva se:

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{x^2} \quad (5.13)$$

Ukoliko se uvrste vrijednosti za ε_0 , m i q , te uzme u obzir da je za $x = d$ napon $U = U_A$ i ako se gustoća struje pomnoži s površinom katode S , proizlazi numerička relacija za anodnu struju:

$$I_A = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{S}{d^2} \cdot U_A^{3/2} \quad (A) \quad (5.14)$$

Jednadžba (5.13) odnosno (5.14) naziva se *Child-Langmuirov zakon* i spada među osnovne zakone elektronike. Najvažniji zaključak koji iz nje proizlazi je da anodna

struja u području prostornog naboja raste s anodnim naponom na potenciju $3/2$. Odatle i čest naziv: *tropolovinski zakon*. Anodna struja je nadalje proporcionalna površini, a obrnuto proporcionalna kvadratu udaljenosti elektroda.

Iz jednadžbe (5.13) slijedi da je na bilo kojem mjestu $U^{3/2}/x^2 = \text{const.}$, iz čega proizlazi da je:

$$U = k_1 x^{4/3} = U_A \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}. \quad (5.15)$$

Pod prilikama prostornog naboja potencijal u planparalelnoj diodi ne raste s udaljenosti linearno, već na potenciju $4/3$.

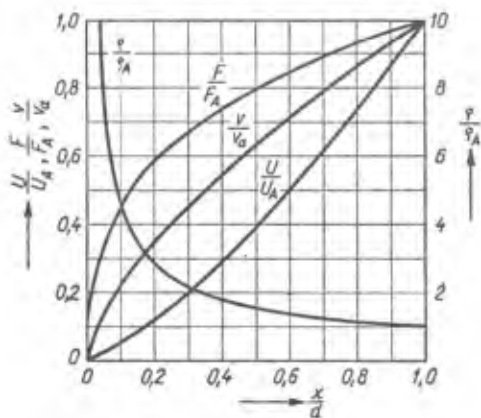
Interesantno je također znati kako se u diodi polazeći od katode prema anodi mijenjaju jakost električkog polja, brzina elektrona i gustoća prostornog naboja. Deriviranje jednadžbe (5.15) daje za jakost polja:

$$F = k_2 x^{1/3} = \frac{4 U_A}{3 d} \left(\frac{x}{d}\right)^{1/3} = F_A \left(\frac{x}{d}\right)^{1/3}. \quad (5.16)$$

Jednadžba (5.16) pokazuje da je pod prilikama prostornog naboja jakost polja na anodi za faktor $4/3$ veća od elektrostatske. Ista jakost polja vladala bi u diodi bez prostornog naboja kojoj je razmak elektroda smanjen na $3/4 d$. Iz toga također proizlazi da učinci prostornog naboja povećavaju kapacitivnost diode na vrijednost:

$$C' = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_0 S}{d} = \frac{4}{3} C_0. \quad (5.17)$$

Kapacitivnost diode u prisustvu prostornog naboja je, dakle, za faktor $4/3$ veća od elektrostatske kapacitivnosti. Brzina elektrona dobiva se korjenovanjem jednadžbe (5.15), što daje:



Sl. 5.12. Ovisnost potencijala, električkog polja, gustoće prostornog naboja i brzine elektrona o udaljenosti u planparalelnoj diodi.

$$v = k_3 x^{2/3} = v_a \left(\frac{x}{d}\right)^{2/3}. \quad (5.18)$$

Gustoća prostornog naboja dobiva se upotrebom jednadžbi (5.8) i (5.18), što daje:

$$\rho = k_4 \cdot x^{-2/3} = \rho_A \left(\frac{x}{d}\right)^{-2/3} = \frac{J_A}{v_a} \left(\frac{x}{d}\right)^{-2/3}. \quad (5.19)$$

Normirani omjeri U/U_A , F/F_A , v/v_a i ρ/ρ_A kao funkcije normirane udaljenosti x/d prikazani su na slici 5.12. Dok ostale veličine rastu idući prema anodi, gustoća prostornog naboja opada.

Cilindrična dioda. Za diodu cilindrične geometrije, polumjera elektroda r_k i r_a , dužine l , prikazanu na slici 5.13, uz ostale pretpostavke iste kao i kod planparalelne, smjer gibanja elektrona prema anodi je radijalan. Za rješenje ovisnosti $I_A = f(U_A)$ mjerodavne su opet jednadžbe analogne onima koje su upotrijebljene kod planparalelne diode.

Jednadžba energije:

$$v = \sqrt{\frac{2q}{m} \cdot U}. \quad (5.20)$$

Jednadžba struje:

$$I = J \cdot S_r = -q \cdot v \cdot S_r = -q \cdot 2\pi \cdot l \cdot r \cdot v = \text{const.} \quad (5.21)$$

Površina S_r ovdje znači oplošje valjka na bilo kojem mjestu r . Idući prema anodi gustoća struje J opada, dok struja I mora biti za svaki r ista.

Poissonova jednadžba:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (5.22)$$

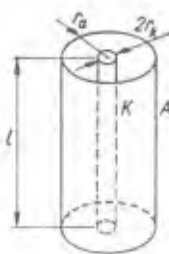
koja u gornjem obliku vrijedi za jednodimenzionalni slučaj ovisnosti potencijala o radiusu. Za razliku od planparalelne geometrije jednadžba (5.22), nakon eliminiranja ρ ne da se riješiti egzaktnim metodama, već pomoću pretpostavke da se potencijal mijenja prema zakonu $U = k \cdot r^n$. Rješenje jednadžbe (5.22) pokazuje da je takvo rješenje moguće jedino ukoliko je $n = 2/3$. Rješenje dobivene jednadžbe po I daje:

$$I_A = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{l}{r_a} \cdot U_A^{3/2}. \quad (5.23)$$

To rješenje nije međutim sasvim egzaktno, jer uz $n = 2/3$ nije zadovoljen uvjet da je na katodi jakost polja jednaka nuli, što se lako pokazuje deriviranjem izraza $U = k \cdot r^{2/3}$ uz $r = r_k$.

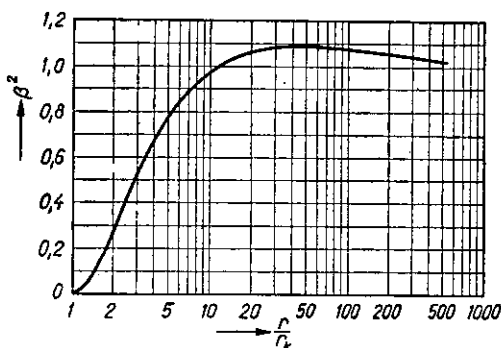
Oblik jednadžbe za anodnu struju koji zadovoljava bitan uvjet da je na katodi jakost polja jednaka nuli, dobiva se nakon duljeg računanja uvođenjem pomoćne funkcije $\beta^2 = f(r/r_k)$ pomoću koje se postiže udovoljavanje uvjeta $F_r = 0$. Nakon uvrštenja numeričkih vrijednosti za konstante, Child-Langmuirova jednadžba poprima slijedeći konačni i korektan oblik:

$$I_A = 14,68 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{l}{r_a \beta^2} \cdot U_A^{3/2} \text{ (A)}. \quad (5.24)$$



Sl. 5.13. Konfiguracija cilindrične diode.

Funkcija $\beta^2 = f(r/r_k)$ prikazana je grafički na slici 5.14. Na anodi je $r = r_a$ pa u jednadžbu (5.24) treba uvrstiti β^2 za r_a/r_k . Iz slike 5.14 se vidi da β^2 za $r_a/r_k > 10$ prelazi vrijednost 1 i od te vrijednosti odstupa najviše za 10 % idući k većim izno-



Sl. 5.14. Krivulja funkcije β^2 .

sima r_a/r_k . Iz jednadžbe (5.24) se vidi da i u slučaju cilindrične geometrije vrijedi tropolovinski zakon. Dade se pokazati da je taj zakon univerzalan i neovisan o geometriji diode. Za cijev bilo koje geometrije vrijedi dakle jednadžba:

$$I_A = K \cdot U_A^{3/2}, \quad (5.25)$$

gdje je K konstanta koja je određena geometrijom cijevi.

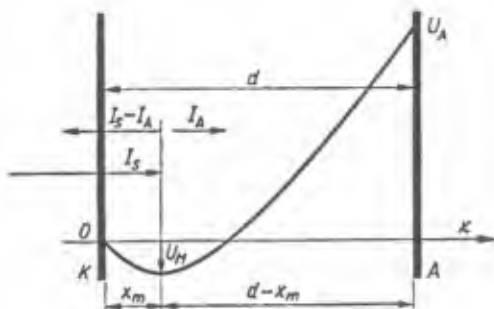
Utjecaj početnih brzina elektrona na struju prostornog naboja. Sada će se napustiti aproksimacija, da elektroni napuštaju katodu bez početnih brzina. Iz Maxwell-Boltzmannove raspodjele tih brzina (energija) slijedi, da kod normalnih temperatura katode oko 90% elektrona ima energije u intervalu od 0 do 0,5 eV, time da vjerojatnost sve većih početnih brzina eksponencijalno teži nuli. Kao što je ranije pokazano, uslijed postojanja početnih brzina, uvjet da onodna struja bude ograničena prostornim nabojem je to da na katodi bude $dU/dx < 0$, odnosno između elektroda mora postojati potencijalni minimum. (Za $x = x_m$ je $U = U_M$ i $dU/dx = 0$. Vidi sliku 5.15.)

Potencijalni minimum se može shvatiti kao efektivno povećanje rada izlaza katode, pa se analogno kao u postupku koji je doveo do jednadžbe (5.5) može pisati za anodnu struju:

$$I_A = I_s e^{\frac{q \cdot U_M}{k T}}; \quad (U_M < 0). \quad (5.26)$$

Lijevo od mjesta potencijalnog minimuma x_m gustoća prostornog naboja je velika i izazvana strujom emisije I_s , kao i strujom suprotnog predznaka $I_s - I_A$, koja potječe od onih elektrona koji ne mogu prijeći potencijalni minimum i vraćaju se natrag u katodu. Za učinke prostornog naboja mjerodavna je količina elektrona, a ne smjer njihovog kretanja!

Desno od potencijalnog minimuma teče struja I_A , koju čine samo oni elektroni koji su prešli potencijalni minimum. Za te elektrone može se dakle uzeti da izviru na mjestu potencijalnog minimuma i isti shvatiti kao *virtuelnu katodu*. Čak i uz



Sl. 5.15. Realna raspodjela potencijala u diodi u području prostornog naboja.

pretpostavku da je brzina elektrona na mjestu virtuelne katode jednaka nuli, anodna struja je veća od one koja se dobiva iz jednadžbe (5.13), jer je razmak između virtuelne katode i anode smanjen na $(d - x_m)$, a napon povećan na iznos $(U_A - U_M)$.

Zbog statističke prirode raspodjele brzina emitiranih elektrona, elektroni na mjestu potencijalnog minimuma opet imaju Maxwell-Boltzmannovu raspodjelu brzina. To daje daljnji doprinos povećanju anodne struje, jer je transport elektrona brži, a time učinci prostornog naboja slabiji. U konačnom i točnom obliku Child-Langmuirova jednadžba za planparalelnu diodu glasi:

$$I_A = 2,38 \cdot 10^{-8} \cdot S \frac{(U_A - U_M)^{3/2}}{(d - x_m)^4} \left[1 + 2,66 \left(\frac{U_T}{U_A - U_M} \right)^{1/2} \right] \quad (5.27)$$

Veličina potencijalnog minimuma slijedi iz jednadžbe (5.26) i jednaka je:

$$-U_M = \frac{T}{11605} \ln \frac{I_S}{I_A}, \quad (5.28)$$

a za udaljenost potencijalnog minimuma od katode vrijedi relacija:

$$x_m = 0,0156 \cdot \left(\frac{S}{1000 I_A} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{T}{1000} \right)^{3/4}. \quad (5.29)$$

Udaljenost x_m dana je u cm, ako su veličine I_A , S i T dane u A, cm^2 i K. Član pred uglatom zagradom u jednadžbi za anodnu struju uključuje u sebi položaj i veličinu potencijalnog minimuma, dok član u zagradi znači dodatni doprinos struji uslijed brzine elektrona na mjestu potencijalnog minimuma.

Jednadžbe (5.27) do (5.29) pokazuju da je i uz početne brzine elektrona u osnovi sačuvan tropolovinski zakon to točnije što je anodni napon veći, a temperatura katode niža. Utjecaj korekcionih faktora važan je jedino kod vrlo malih anodnih napona i tu je odstupanje od tropolovinskog zakona znatno.

Za razliku od jednadžbe (5.13), točna relacija (5.27) pokazuje da u području prostornog naboja na veličinu anodne struje utječe i temperatura katode. Uz konstantni anodni napon porast temperature dovodi do povećanja potencijalnog minimuma i njegovog pomicanja prema anodi, zbog čega anodna struja umjereno raste. Ukoliko se anodni napon povišuje, a temperatura katode se drži konstantna, učinak na veličinu i položaj potencijalnog minimuma je suprotan. Unatoč tome je porast struje znatan jer dominira član $U_A^{3/2}$. Kod dovoljno visokog anodnog napona potencijalni minimum iščezava i rad cijevi prelazi iz područja prostornog naboja u područje zasićenja.

Ukoliko se kod cilindrične diode uzmu u obzir početne brzine, dobiva se slijedeći izraz za anodnu struju:

$$I_A = 14,68 \cdot 10^{-6} \frac{l}{r_a \beta^2} \left[U_A - U_M + \frac{3}{8} U_T \left(\ln \frac{U_A}{U_T} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (5.30)$$

Veličina potencijalnog minimuma može se približno odrediti pomoću jednadžbe (5.6). Općenito je utjecaj početnih brzina manji kod cilindrične nego kod planparalelne diode.

Kao što je pokazano, jedan od uzroka zbog kojih u području prostornog naboja ne vrijedi egzaktno tropolovinski zakon jesu početne brzine elektrona. Uz taj uzrok, koji leži u samoj prirodi mehanizma termionske emisije, postoji i nekoliko drugih, koji su uglavnom izazvani konstrukcionim i pogonskim faktorima. Među njima su najznačajniji *nejednolika* temperatura katode i *pad napona* duž katode kod direktno žarenih cijevi. Nejednolika temperatura katode izazvana je odvođom topline s užarenih dijelova katode prema vanjskim dovodima, koji su normalno hladni. Posljedica nejednolike temperature očituje se u tome što kod određenog anodnog napona topliji dijelovi katode rade u području prostornog naboja, a hladniji u području zasićenja. Ukupna struja, koja je suma struja pojedinih dijelova katode, odstupat će prema tome od tropolovinskog zakona.

5.5.

Parametri diode

Pri upotrebi svih elektronskih cijevi, pa tako i diode, potrebno je uz osnovne radne podatke, kao što su: napon, odnosno struja žarenja katode, dozvoljena snaga, dozvoljene vrijednosti napona i struja pojedinih elektroda itd., poznavati također i neke druge veličine koje na jednostavan način karakteriziraju samu cijev i istovremeno njenu prikladnost za razne primjene.

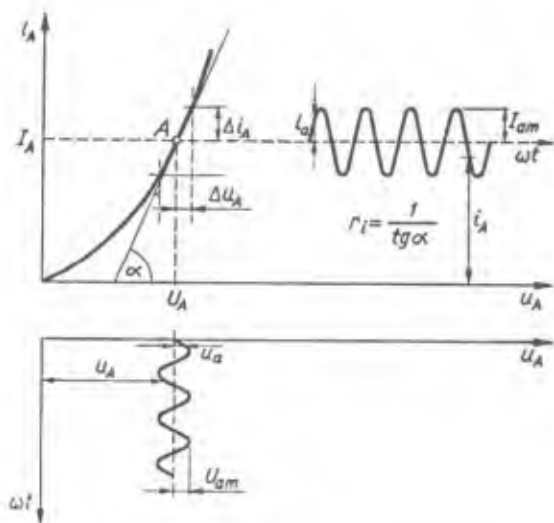
Općenito se takve veličine nazivaju *parametrima* elektronskih cijevi. Broj potrebnih parametara će općenito ovisiti o vrsti elektronske cijevi i načinu njene upotrebe, pri čemu važnu ulogu igra i frekvencijsko područje unutar kojeg cijev radi. Neke parametre bit će potrebno poznavati u skoro svim načinima upotrebe

cijevi pa se takvi parametri nazivaju osnovnim parametrima elektronskih cijevi. Osnovni parametar diode je njen *unutarnji otpor*.

Unutarnji otpor diode je omjer vrlo male promjene anodnog napona i odgovarajuće promjene anodne struje. Matematički izraženo:

$$r_i = \lim_{\Delta i_A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta i_A} \right) = \frac{du_A}{di_A}. \quad (5.31)$$

U radu diode su promjene anodnog napona i struje redovito konačne. One se obično izazivaju izmjeničnim naponom odnosno strujom, koje se superponiraju istosmjernim vrijednostima (U_A, I_A)*, što je prikazano na slici 5.16. Istosmjerne veličine karakteriziraju tzv. statičku radnu točku A.



Sl. 5.16. Ilustracija superpozicije malih izmjeničnih signala na istosmjerne.

Ukoliko je promjena anodnog napona Δu_A , koja se može shvatiti i kao amplituda izmjeničnog napona U_a , konačnog iznosa, ali malena, može se stvarna karakteristika diode koja je nelinearna, u tom odsječku uz dovoljnu točnost aproksimirati pravcem, pa za unutarnji otpor vrijedi vrlo približno:

$$r_i = \frac{\Delta u_A}{\Delta i_A} = \frac{U_a}{I_A} = \frac{u_a}{i_a}. \quad (5.32)$$

* Ovdje će se u označivanju raznih vrijednosti napona i struja po mogućnosti pridržavati konvencija o označivanju koje su ukratko slijedeće: *Istosmjerne vrijednosti*: veliko slovo i za simbol i za indeks ($U_A, I_A, \dots$). *Trenutne izmjenične vrijednosti*: malo slovo i za simbol i za indeks ($i_a, i_a, \dots$). *Maksimalne, efektivne i srednje izmjenične vrijednosti*: veliko slovo za simbol, malo slovo za indeks ($U_a, U_g, \dots$). *Trenutne totalne vrijednosti*: malo slovo za simbol, veliko slovo za indeks ($i_A, u_a, \dots$).

Na slici 5.16 ilustrirana je i upotreba te simbolike.

Takav način analize rada cijevi, koji se u suštini svodi na to da se kod malih ekskurzija oko statičke radne točke karakteristika cijevi uzima *linearnom*, predstavlja jedan od osnovnih načina analize rada elektronskih cijevi i naziva se *režim malih signala*.

Na bazi analitičkih relacija između anodne struje i napona koje vrijede u pojedinim područjima rada diode moguće je dobiti i analitičke izraze za unutarnji otpor, odnosno za *unutarnju vodljivost* g_i . U području prostornog naboja, uz zanemarenje početnih brzina, za diodu bilo koje geometrije vrijedi jednačba (5.25), pa se deriviranjem dobiva:

$$\frac{1}{r_i} = g_i = \frac{di_A}{du_A} = \frac{3}{2} K \cdot U_A^{-1/3} = \frac{3}{2} K^{2/3} \cdot I_A^{1/3}. \quad (5.33)$$

Kao što se vidi, unutarnji ili dinamički otpor diode ovisi i o konstrukcionim veličinama, kao i o radnoj točki. Za danu diodu unutarnji otpor je to manji što je anodna struja veća, odnosno anodni napon viši.

Za diodu koja radi u području struje početka protjecanja postupak deriviranja jednačbe (5.5) daje:

$$g_i = \frac{q}{kT} \cdot I_A = \frac{11605}{T} \cdot I_A. \quad (5.34)$$

Unutarnja vodljivost diode u području struje početka protjecanja direktno je proporcionalna anodnoj struji, a obrnuto proporcionalna temperaturi katode.

U području zasićenja unutarnji otpor diode je vrlo velik. On bi bio beskonačan kada ne bi postojao Schottkyjev efekt.

Vrijednost izvedenih analitičkih relacija je uglavnom u tome što ispravno pokazuju utjecaj konstrukcionih i pogonskih faktora na unutarnji otpor diode. Konkretna upotrebljivost tih relacija je međutim sasvim ograničena, jer se za neku određenu diodu praktički nikad ne raspolaze s odgovarajućom analitičkom ovisnosti $I_A = f(U_A)$.

Ukoliko se za neku diodu raspolaze grafom karakteristike $I_A = f(U_A)$, koji se redovno dobiva mjerenjem, unutarnji otpor se dobiva grafičkim deriviranjem, tj. povlačenjem tangente na krivulju u odabranoj statičkoj radnoj točki. Unutarnji otpor jednak je kotangensu kuta što ga tvori ta tangenta s osi apscisa. To je ilustrirano na sl. 5.16.

Uz unutarnji ili dinamički otpor diode ponekad je potrebno poznavati i njen *statički otpor*, koji je jednak kvocijentu istosmjernih vrijednosti anodnog napona i anodne struje u statičkoj radnoj točki:

$$R_o = \frac{U_A}{I_A}. \quad (5.35)$$

Iz analitičkih relacija proizlazi da je u području prostornog naboja:

$$R_o = \frac{3}{2} r_i. \quad (5.36)$$

Pri definiranju i mjerenju unutarnjeg otpora diode uvijek se podrazumijeva da se anodni napon, a time i anodna struja, vremenski mijenja. Analitički izraz (5.33) dobiven je međutim iz tropolovinskog zakona izvedenog uz pretpostavku da je anodni napon konstantan, odnosno da je određena vrijednost napona postojala dovoljno dugo da se uspostavi statičko stanje. To isto vrijedi i za funkcionalnu ovisnost $I_A = f(U_A)$ prikazanu grafički, a dobivenu mjerenjem. Ukoliko se anodni napon brzo mijenja oko svoje statičke radne točke, tj. ako je frekvencija visoka, izmjenična komponenta anodne struje neće biti više određena jednadžbom (5.25), već će od nje odstupiti to više što je frekvencija viša.

Na visokim frekvencijama dolazi do faznog pomaka između izmjeničnih komponenti anodnog napona i struje, tako da njihov kvocijent predstavlja *unutarnju impedanciju* diode. U tom slučaju definicija (5.32) može predstavljati i definiciju za unutarnju impedanciju diode ukoliko simboli za izmjenične komponente anodnog napona i struje predočuju *fazore* (vektore). Ovdje će u daljnjem tekstu simboli u_a, u_g itd. predviđeni za trenutne izmjenične komponente, označivati i fazore tih veličina. Samo na frekvencijama koje su dovoljno niske da nikakvi reaktivni učinci ne dolaze do izražaja može se unutarnja impedancija (otpor) predočiti kvocijentom bilo maksimalnih, efektivnih ili trenutnih izmjeničnih vrijednosti anodnog napona i struje. Kompleksan karakter unutarnje impedancije diode naročito dolazi do izražaja kad je *period signala* toliko kratak da se počinje približavati *vremenu proleta elektrona*, tj. vremenu koje je potrebno da elektron stigne od katode do anode.

Za planparalelnu diodu na koju je priključen istosmjerni anodni napon U_A vrijeme proleta uz zanemarene učinke prostornog naboja izračunato je u poglavlju 1, u jednadžbi (1.36):

$$\tau = \frac{2d}{v_a} = 3,37 \cdot 10^{-6} \frac{d}{\sqrt{U_A}} \text{ (s)}. \quad (5.37)$$

Opći izraz za vrijeme proleta u slučaju jednodimenzionalne geometrije glasi:

$$\tau = \int_0^d \frac{dx}{v(x)}, \quad (5.38)$$

gdje je $v(x)$ brzina elektrona na bilo kojem mjestu i dobiva se iz potencijala upotrebom relacije $v(x) = \sqrt{\frac{2q}{m} U_x}$.

Za planparalelnu diodu koja radi u području prostornog naboja brzina $v(x)$ je dana relacijom (5.18), pa se za vrijeme proleta dobiva:

$$\tau = \int_0^d \frac{dx}{v_a \left(\frac{x}{d}\right)^{2/3}} = \frac{3d}{v_a} = 5,06 \cdot 10^{-6} \frac{d}{\sqrt{U_A}} \text{ (s)}. \quad (5.39)$$

Usporedba izraza (5.37) i (5.39) pokazuje da se uslijed učinaka prostornog naboja vrijeme proleta povećava za 50%.

Kod cilindrične diode, bez obzira da li ona radi u području prostornog naboja ili ne, vrijeme proleta ne može se odrediti jednostavnom integracijom; međutim ono je istog reda veličina kao i kod planparalelne diode.

Uz uobičajene napone i udaljenosti između elektroda je vrijeme proleta elektrona reda 10^{-9} s, pa se zbog toga tek kod razmjerno visokih frekvencija (nekoliko desetaka MHz) vrijeme proleta počinje približavati periodu izmjeničnog napona.

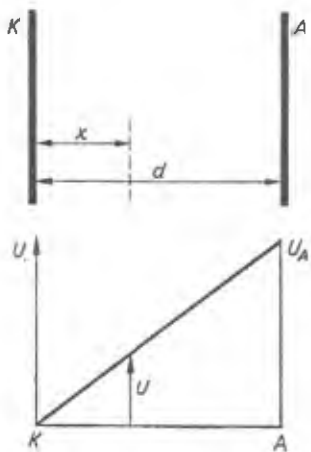
5.6.

Rad diode na visokim frekvencijama

Dosadašnja analiza diode bazirana je na pretpostavci da je anodni napon konstantan, odnosno da njegove promjene nisu prebrze. Kada vrijeme proleta elektrona nije više zanemarivo malo u odnosu na period priključenog anodnog napona, elektron se neće više gibati prema anodi pod djelovanjem jedne točno određene trenutne vrijednosti anodnog napona. On će biti ubrzan odnosno usporavan ovisno o amplitudi, frekvenciji i fazi anodnog napona, jer se za vrijeme njegovog puta prema anodi napon anode mijenja. Obzirom na to što su tipična vremena proleta reda 10^{-9} s, efekti vremena proleta počet će biti značajni tek od frekvencija oko 50 MHz na više.

Izmjenični anodni napon može biti superponiran istosmjernom, a može postojati i sam za sebe. Superponirani izmjenični napon može imati male ili velike amplitude, znači: dioda može raditi u režimu malih ili velikih signala. Konačno, učinci prostornog naboja mogu biti značajni pa dioda radi u području prostornog naboja, ili beznačajni pa dioda radi u području zasićenja.

Kvantitativna analiza navedenih pojava je zamršena, a analitička rješenja mogu se dobiti samo u najjednostavnijim slučajevima. Ovdje će biti prikazane samo osnovne činjenice i pojave tipične za ponašanje diode na vrlo visokim frekvencijama. Zaključci do kojih će se doći primjenjivi su i na cijevi s više elektroda.



Sl. 5.17. Raspodjela potencijala u diodi uz zanemariv prostorni naboj.

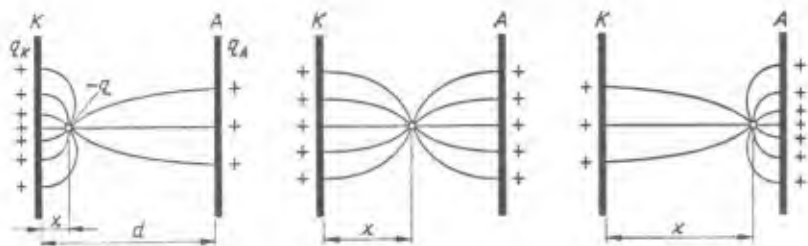
Inducirana struja. Predodžba da anodna struja postoji samo onda kada u nju udaraju elektroni i da je jednaka broju elektrona koji u jedinici vremena udare u anodu je nepotpuna. Anodna struja u stvari počinje teći čim elektron napusti katodu i teče za čitavo vrijeme njegovog puta prema anodi, a završava se udarom elektrona u anodu. Anodna struja koja postoji za vrijeme leta elektrona prema anodi naziva se *inducirana struja*.

Pod djelovanjem istosmjernog anodnog napona U_A elektron koji u određenom času napusti katodu ubrzava se na svom putu prema anodi. Učinci prostornog naboja izazvani prisustvom tog elektrona su zanemarivi. Planparalelna dioda je tada u stvari pločasti kondenzator (prema slici 5.17), a

potencijal i brzina elektrona na bilo kojem mjestu x određeni su relacijama:

$$U = U_A \cdot \frac{x}{d}; \quad v = \sqrt{\frac{2q}{m} \cdot U} = v_a \cdot \sqrt{\frac{U}{U_A}}. \quad (5.40)$$

Naboj elektrona koji se giba inducira na elektrodama ukupan naboj $+q$, a naboj katode i anode ovisi o položaju elektrona, što je prikazano na slici 5.18. Prema



Sl. 5.18. Dijagram ovisnosti induciranog naboja na katodi i anodi u ovisnosti o položaju elektrona.

tome se inducirani naboj na anodi i katodi vremenski mijenja, a posljedica promjene naboja na anodi je inducirana anodna struja.

Naboj elektroda u svakom času dan je slijedećim izrazom:

$$q_A = q \left(\frac{x}{d} \right); \quad q_K = q \left(1 - \frac{x}{d} \right). \quad (5.41)$$

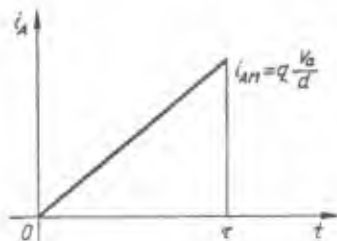
Inducirana anodna struja jednaka je promjeni induciranog naboja na anodi u jedinici vremena što daje:

$$i_A = \frac{dq_A}{dt} = q \frac{dx}{dt} \cdot \frac{1}{d} = q \frac{v}{d}. \quad (5.42)$$

U slučaju pločastog kondenzatora je brzina elektrona, (emitiranog u času $t = 0$ iz katode) na bilo kojem mjestu određena relacijom:

$$v = \frac{q}{m} \cdot \frac{U_A}{d} \cdot t. \quad (5.43)$$

Inducirana struja proporcionalna je brzini elektrona, a zbog linearne veze između brzine elektrona i vremena impuls inducirane struje jednog elektrona ima prema tome oblik prikazan na slici 5.19.



Do relacije (5.42) može se doći također ako se promatra rad sile uslijed električkog

Sl. 5.19. Impuls inducirane struje.

polja tokom puta elektrona od katode do anode. Naime, elektron se ubrzava prema anodi na račun rada koji vrši sila vanjskog električkog polja, čiji je izvor anodna baterija. To znači da za čitavo vrijeme kretanja elektrona prema anodi mora u vanjskom krugu teći inducirana struja. Pretpostavlja se da je polje jedno-dimenzionalno i da je brzina elektrona orijentirana u smjeru polja. Prirast kinetičke energije elektrona u vremenu dt jednak je radu koji u tom vremenu vrši izvor energije, što daje:

$$U_A \cdot i_{IN} \cdot dt = m \cdot v \cdot dv, \quad (5.44)$$

$$i_{IN} = m \cdot v \frac{dv}{dt} \cdot \frac{1}{U_A}, \quad (5.45)$$

gdje je dv/dt = akceleracija elektrona, a sila na elektron dana je poznatim izrazom:

$$m \frac{dv}{dt} = q \frac{dU}{dx}, \quad (5.46)$$

gdje je dU/dx gradijent potencijala na mjestu gdje se elektron u tom času nalazi. Konačno jednadžba za induciranu struju prima slijedeći oblik:

$$i_{IN} = \frac{q v \cdot \frac{dU}{dx}}{U_A}. \quad (5.47)$$

Relacija (5.47) u slučaju planparalelne diode bez prostornog naboja reducira se u jednostavnu relaciju (5.42).

Rezultirajuća struja jednaka je sumi impulsa struje koji potječu od ogromnog broja elektrona emitiranih u skoro pravilnim vremenskim intervalima unutar jedne sekunde. Uz istosmjerne ili ne brzo promjenljive anodne napone učinci induciranih struja su bez značenja. Anodna struja je pod tim prilikama ispravno opisana jednadžbama koje su dobivene ovisno o tome da li dioda radi u području struje početka protjecanja, prostornog naboja ili zasićenja. Tada je sasvim ispravna i predodžba da anodna struja odgovara broju elektrona koji u jedinici vremena udaraju u anodu. Kaže se također da je anodna struja tada isključivo *konvekcionalna*, ili struja čestica — elektrona — koji u jedinici vremena stignu na anodu.

Na visokim frekvencijama anodna struja može biti veća ili manja od broja elektrona koji u anodu udaraju u jedinici vremena, a način na koji se inducirana struja mijenja od bitnog je značenja. Inducirana struja može teći i kroz elektrode u koje elektroni uopće ne udaraju, npr. kroz *negativnu* rešetku triode.

Relacija (5.44) pokazuje da elektroni koji se u međuelektrodnom prostoru usporavaju ($dv < 0$), *predaju* za to vrijeme dio svoje energije izvoru. Razmjena energije elektrona i vanjskog električkog polja je osnovni princip rada elektronskih cijevi na vrlo visokim frekvencijama i na tom osnovnom principu rade specijalne elektronske cijevi za ultrakratkovalno područje (*magnetroni*, *klistroni*).

Dioda u području prostornog naboja. Režim malih signala. Učinci prostornog naboja imaju bitan utjecaj na svojstva diode i na visokim frekvencijama. Kad je na diodu priključen istosmjerni anodni napon i njemu superponiran izmjenični napon male amplitude i visoke frekvencije, moguće je ponašanje diode odrediti analitički nakon dugog i razmjerno kompliciranog računa. Rezultati analize pokazuju da su izmjenična komponenta anodne struje i napona pomaknuti u fazi, da taj fazni kut ovisi o frekvenciji i vremenu proleta elektrona, odnosno da je unutarnja impedancija diode kompleksna, kao i da njezina realna i imaginarna komponenta ovise o frekvenciji i vremenu proleta elektrona.

Ograničenje rada na režim malih signala znači to da svi emitirani elektroni stižu na anodu jer su ubrzavani istosmjernim anodnim naponom. Vrijeme proleta pojedinih elektrona ovisit će u manjoj mjeri o času kad su emitirani iz katode, i to zbog učinaka superponiranog malog izmjeničnog napona, koji pojedinim elektrolima može skratiti, odnosno produžiti vrijeme proleta u odnosu na prosječno vrijeme proleta određeno relacijom (5.39).

Osnovne pretpostavke koje su poslužile za izvođenje jednadžbe prostornog naboja kod statičkih polja, a to su jednadžba energije (5.7) i jednadžba struje (5.8), više ne vrijede. Jednadžba energije izriče tvrdnju da je suma potencijalne i kinetičke energije elektrona konstantna, odnosno da se iz potencijala koji postoji na određenom mjestu može jednoznačno odrediti brzina elektrona. To vrijedi strogo uzevši samo za statička polja.

Jednadžba struje mora biti zamijenjena općenitijom relacijom:

$$j = qv + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (5.48)$$

Ukupna struja, a u jednodimenzionalnom planparalelnom slučaju i ukupna trenutna vrijednost gustoće struje j , na svakom mjestu je konstantna i jednaka sumi konvektione gustoće struje qv i pomaćne gustoće struje $\partial D/\partial t = \epsilon_0 \cdot \partial F/\partial t$. Kad u međuelektrodnom prostoru nema elektrona, onda postoji samo struja pomaka izazvana promjenljivim anodnim naponom. Konvekcionalna struja postoji samo ukoliko se u međuelektrodnom prostoru nalaze elektroni i samo na onim mjestima gdje se u to vrijeme elektroni nalaze. Jednadžba (5.48) je u suštini *jednadžba kontinuiteta* koja izriče tvrdnju o sačuvanju električkog naboja ($\text{div } j = 0$).

Za analitičko određivanje ovisnosti izmjenične komponente anodne struje o naponu treba uzeti u obzir da i na vrlo visokim frekvencijama vrijedi zakon da je sila na elektron proporcionalna električkom polju, u slučaju jednodimenzionalne geometrije:

$$ma = m \frac{d^2x}{dt^2} = q \frac{\partial U}{\partial x} = -q \cdot F. \quad (5.49)$$

Isto tako vrijedi i Poissonova jednadžba:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (5.50)$$

Uzevši u obzir da je $\partial^2 U / \partial x^2 = - \partial F / \partial x$, a $v = dx/dt$, jednadžba (5.48) prima sljedeći oblik:

$$j = \epsilon_0 \left(\frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial F}{\partial t} \right) = \epsilon_0 \frac{dF}{dt}. \quad (5.51)$$

Izraz u zagradi jednadžbe (5.51) predstavlja totalnu derivaciju električkog polja po vremenu. Pomoću jednadžbe (5.49) dobiva se konačno:

$$\frac{m}{q} \frac{d^3 x}{dt^3} = - \frac{dF}{dt} = - \frac{j}{\epsilon_0}. \quad (5.52)$$

Jednadžba (5.52) izriče tvrdnju da se struja može odrediti ukoliko je poznata akceleracija elektrona. Struja je proporcionalna promjeni akceleracije elektrona u jedinici vremena.

Kada je na diodu uz istosmjerni napon priključen i izmjenični napon male amplitude kružne frekvencije ω , može se ukupna gustoća anodne struje prikazati u sljedećem obliku:

$$j_A = J_A + J_{am} e^{j\omega t}, \quad (5.53)$$

gdje je J_A istosmjerna gustoća anodne struje, a J_{am} amplituda njezine izmjenične komponente. Uvrštenje izraza (5.53) u (5.52) daje za istosmjerne vrijednosti ($J_{am} = 0$) Child-Langmuirov zakon (5.14). Isto tako se nakon duljeg računa pokazuje da kvocijent izmjeničnih vrijednosti anodnog napona i struje daje za unutarnju impedanciju diode z_i sljedeći izraz:

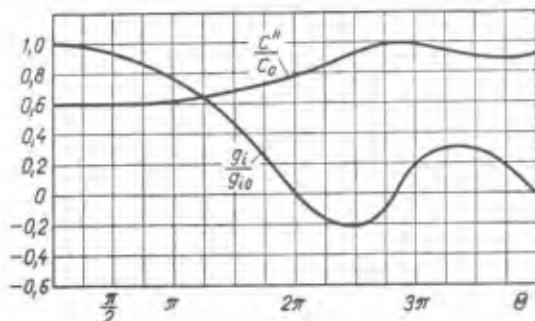
$$z_i = r_{i0} \left[\frac{2}{\beta} + \frac{12}{\beta^4} (2 - 2e^{-\beta} - \beta - \beta e^{-\beta}) \right], \quad (5.54)$$

gdje je r_{i0} unutarnji otpor diode na niskim frekvencijama prema već poznatoj jednadžbi (5.33); $\beta = j\Theta$; gdje je $\Theta = \omega\tau$ prosječan kut proleta elektrona od katode do anode (za τ vrijedi jednadžba 5.39).

Nakon razdvajanja realnog od imaginarnog dijela, sastavni dijelovi unutarnje admitancije diode $y_i = 1/z_i = g_i + j\omega C''$ mogu se grafički prikazati kao funkcije kuta proleta elektrona Θ . To je dano na slici 5.20, iz koje se vidi da ni realni dio admitancije ni kapacitivnost nisu konstantni već ovise o frekvenciji. Iz slike proizlazi također da je u području ne previsokih frekvencija (do $\Theta \approx \pi$ ili do $f \approx 1/2\tau$) kapacitivnost C'' praktički konstantna i jednaka $C'' = 3/5 C_0$. Kapacitivnost C_0 je geometrijska kapacitivnost planparalelne diode.

Ukoliko se, dakle, kapacitivnost određuje pomoću kvocijenta izmjenične komponente anodne struje i anodnog napona, dobiva se vrijednost $3/5 C_0$. Kada je kapacitivnost diode u području prostornog naboja bila određena kao kvocijent naboja i istosmjernog anodnog napona, dobila se je vrijednost $4/3 C_0$, u jednadžbi (5.17). Te razlike su posljedica nelinearne veze između struje i napona diode. Kada bi ta veza bila linearna, dobivalo bi se bez obzira na način definiranja jedna te ista kapacitivnost, i to C_0 .

Promatranje realnog dijela admitancije diode pokazuje da se ona u početku slabo mijenja i jednaka je približno g_{i0} . Kasnije vodljivost g_i počinje opadati, time da je negativna u intervalu Θ od 2π do otprilike 3π . Negativna realna vodljivost



Sl. 5.20. Unutarnja vodljivost i kapacitivnost diode u području prostornog naboja kao funkcije kuta proleta elektrona.

znači da u intervalu označenih kutova proleta (frekvencija anodnog napona) elektroni u prosjeku ne uzimaju, već *predaju* energiju izvoru vanjskog visokofrekventnog polja.

5.7. Ravnoteža snage u elektronskim cijevima

Princip ravnoteže snage glasi: svako tijelo će podržavati konstantnu temperaturu ukoliko je snaga koja mu se dovodi jednaka snazi koju ono predaje okolini.

Katodi dovedena snaga je *snaga žarenja*, tj. Jouleova toplota i ona iznosi $P_f = I_f U_f = I_f^2 R_k$; gdje je R_k otpor katode. Snaga koju katoda predaje okolini, sastoji se od slijedećih doprinosa:

Isijavanje topline. Svako tijelo koje se nalazi na određenoj temperaturi isijava u okolinu snagu koja je proporcionalna apsolutnoj temperaturi na četvrtu potenciju:

$$P_{Is} = S \cdot K \cdot e_T \cdot T^4 \quad (\text{W}). \quad (5.55)$$

To je poznati *Stefan-Boltzmannov zakon* ili *zakon zračenja crnog tijela*. Značenja simbola su:

S ... površina katode u m^2 ,

$K = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$... Stefan-Boltzmannova konstanta,

e_T ... koeficijent isijavanja topline, bezdimenzionalna veličina u granicama od 0,1 do 1. Koeficijent isijavanja topline je različit za razne materijale, a jednak je jedinici za crno tijelo.

Snaga se isijava u okolinu u obliku elektromagnetskih valova kontinuiranog spektra. (Spektralnu raspodjelu zračenja crnog tijela objasnio je *Planck*.)

Odvod topline. Uslijed toga što izvodi katode za priključak na vanjski električki krug leže na mnogo nižoj temperaturi od same katode, dolazi do strujanja topline s mjesta više na mjesta niže temperature. Gubici uslijed odvoda topline proporcionalni su temperaturi katode. Uslijed odvoda topline katoda nema jednoliku temperaturu, posebno kod direktno žarenih katoda.

Zbog toga što gubici isijavanja rastu proporcionalno s T^4 , a gubici odvoda proporcionalno s T , utjecaj isijavanja dominirat će to više što je temperatura katode viša. Kod toriranih, a posebno kod volframovih katoda zbog njihovih visokih temperatura utjecaj odvoda topline neznatan je u odnosu na isijavanje. Kod oksidnih katoda, čija je radna temperatura puno niža, može utjecaj odvoda topline iznositi i preko 15% od ukupno odvedene topline.

U času priključka katode na izvor žarenja temperatura katode je jednaka temperaturi okoline. Zbog toga su gubici topline manji od dovedene, pa temperatura katode raste. Zagrijavanje katode traje dok se ne uspostavi ravnoteža snage.

Oba oblika gubitka snage postoje kod dane katode neovisno o tome da li kroz cijev teče anodna struja ili ne, tj. i u slučaju da je anoda negativna u odnosu na katodu. Kad cijev vodi struju, dolazi i do efekta hlađenja uslijed prolaska struje kroz cijev.

Efekt hlađenja katode uslijed prolaska anodne struje. Iz teorije termionske emisije poznato je da elektroni pri apsolutnoj nuli mogu imati maksimalnu energiju koja odgovara Fermijevom nivou. Višak energije potreban da elektron napusti katodu koji je jednak radu izlaza E_w mogu dobiti elektroni uslijed zagrijavanja katode. Osim toga, elektroni ne napuštaju katodu s brzinom (energijom) nula, već u prosjeku raspolažu, nakon što su napustili katodu, s energijom $2 k T$.

Prema tome, svaki elektron koji napusti katodu odnosi u prosjeku energiju $E_w + 2 k T$. Uzevši u obzir da katodu koja daje struju I_A napušta u sekundi I_A/q elektrona, za snagu hlađenja uslijed prolaska anodne struje dobiva se izraz:

$$P_E = I_A \left(\psi_k + \frac{2 k T}{q} \right). \quad (5.56)$$

Navedeni efekt hlađenja može biti značajan kod cijevi koje daju velike emisijske struje i rade u području zasićenja.

Za anode elektronskih cijevi upotrebljavaju se različiti metali. Za prijemne cijevi to je najčešće nikal i željezo, a za cijevi velikih snaga tantal, molibden, grafit i bakar. Dimenzije anode moraju biti odabrane tako da ne dođe do pretjeranog zagrijavanja anode.

Kao i katoda, anoda će u pogonu raditi na onoj temperaturi za koju je ispunjen uvjet ravnoteže snage. Osnovni uzrok zagrijavanja anode potječe od kinetičke energije elektrona, koji udaraju o anodu. Snaga koja se uslijed toga na anodi troši jednaka je:

$$P = \frac{I_A}{q} q U_A = I_A U_A. \quad (5.57)$$

Svaki elektron predaje anodi energiju $1/2 m v^2$, koja je jednaka padu njegove potencijalne energije $q U_A$. Na anodu stiže I_A/q elektrona u sekundi, iz čega slijedi konačan oblik jednadžbe (5.57).

Uslijed isijavanja topline sa strane katode, dio te topline zahvaća i anoda pa se konačno može pisati za snagu anodnih gubitaka:

$$P_A = U_A I_A + f P_f, \quad (5.58)$$

gdje je $f P_f$ dio isijane topline katode ($f < 1$) koji zahvaća anoda. Uzrok hlađenja anode je kod vakuumskih elektronskih cijevi uglavnom isijavanje, pa će temperatura anode biti određena uvjetom:

$$P_{IS} = P_A = S K e_T T^4, \quad (5.59)$$

gdje je S površina anode. Kod određenih anodnih gubitaka temperatura anode bit će to manja što je površina anode i koeficijent isijavanja topline veći. Često se anode pokrivaju slojem grafita da bi se povećao e_T . Kod cijevi velikih snaga (iznad 1 kW) hlađenje anode prirodnim putem, tj. isijavanjem topline je nedovoljno. Kod takvih cijevi se hlađenje vrši forsirano, zrakom ili vodom.

5.8. Osnovni tehnološko-konstrukcioni podaci o katodama

Pri proračunavanju dioda i ostalih elektronskih cijevi treba voditi računa o raznim faktorima, kao što su: potrebna struja cijevi, maksimalni napon koji cijev treba da izdrži, maksimalna snaga, područje frekvencija u kojemu cijev treba da radi, ekonomičnost itd. Ovisno o tome odabiru se materijali za elektrode, razmještaj, dimenzije i oblik elektroda, materijal i oblik posude, razmještaj izvoda elektroda itd. U ovom poglavlju bit će obrađeni ukratko samo osnovni faktori koji utječu na odabiranje katode.

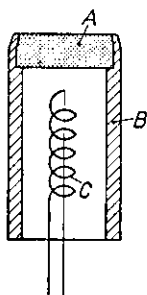
Katode se prema upotrebljenim materijalima mogu podijeliti u tri grupe: 1. *metalne katode*, 2. *katode s atomskim filmom* i 3. *poluvodičke katode*. S obzirom na vrstu žarenja katode se dijele na direktno ili indirektno žarene.

Metalne katode. To su najdulje poznate i najbolje istražene katode. Emisiona struja tih katoda slijedi u potpunosti Dushmanovu jednadžbu. Zbog visokog rada izlaza čistih metala koji imaju visoku tališnu temperaturu, odnosno zbog niske tališne temperature metala s malim radom izlaza, te izvjesnih ostalih razloga, za izgradnju katoda upotrebljavaju se samo volframove katode, a izuzetno se upotrebljava i tantal. Volfram ima doduše vrlo velik rad izlaza (4,52 eV), ali zato i izuzetno visoku tališnu temperaturu (3630 K), pa kod uobičajenih radnih temperatura može dati znatne struje emisije. Kao što će se kasnije pokazati, osnovni nedostatak volframovih katoda je mala efikasnost emisije. Volframove katode se međutim jedine mogu upotrebljavati kod elektronskih cijevi koje rade na ekstremno visokim naponima (200 kV i više), a da ih pri tome ne oštećuje bombardiranje brzih iona od preostalih plinova u cijevi.

Katode s atomskim filmom. Kod tih vrsti katoda za emisiju je mjerodavan monoatomarni sloj metala primjese, koji se stvori na površini osnovnog metala, tzv. metala-jezgre. U upotrebi su dva tipa tih katoda, i to katoda od toriranog volframa (Th-W) i barij-volframova katoda (Ba-W).

Kod katoda od toriranog volframa stvara se monoatomarni sloj torija na površini volframa. Rad izlaza te katode je oko 2,62 eV i manji je kako od rada izlaza volframa, tako i od rada izlaza torija.

Torij se dodaje volframu u obliku torijevog oksida (Th-O_2) u malom postotku (oko 1,5–2%). Odgovarajućim tehnološkim postupcima oksid se reducira na metalni torij, koji je raspoređen u unutrašnjosti volframa, a na površini tvori *monoatomarni* sloj. U radu katode uspostavlja se dinamička ravnoteža između isparavanja torija s katode u vakuum i difuzije torija iz unutrašnjosti katode na površinu. U pogledu termičkih svojstava i specifičnog otpora katode od toriranog volframa su u biti jednake katodama od čistog volframa. Što se tiče emisijskih svojstava one su daleko efikasnije od volframovih katoda zbog manjeg rada izlaza.



Sl. 5.21. Prikaz *L*-katode.

Katode od toriranog volframa se često u toku postupka izrade izlažu djelovanju para određenog ugljikovog spoja. Tim postupkom produžuje se vijek trajanja tih katoda, a postiže se također i manja osjetljivost na bombardiranje brzim ionima, što omogućuje rad kod viših anodnih napona. Pogonska temperatura tih katoda kreće se od 1800 do 2000 K i one se upotrebljavaju uglavnom kod velikih odašiljačkih cijevi. Maksimalni napon do kojega se može ići je oko 30 kV. Rad kod većih anodnih napona nije dozvoljen, jer ioni većih energija djeluju destruktivno na monoatomarni sloj torija na površini o kojemu ovise emisijska svojstva tih katoda. Katode od toriranog volframa uvijek su direktno žarene.

Od 1950. godine je u upotrebi i Ba-W katoda, koja se prema konstruktoru Lemmensu često naziva i *L*-katoda. Prikazana je na slici 5.21. Unutar cilindrične cijevčice od molibdena *B* smješteno je volframovo žarno vlakno *C*. Na vrhu cijevčice učvršćen je prešani prah volframa, a unutar kojega je raspršen barijev oksid *A*. Barij tvori na površini volframa monoatomarni sloj, koji snižuje rad izlaza na iznos od oko 1,6 eV. Srednja pogonska temperatura *L*-katoda je oko 1300 K. Efikanost emisije *L*-katoda veća je od Th-W katoda. Može se upotrijebiti u cijevima čiji anodni napon ide do 3 kV. *L*-katoda je mehanički vrlo robustna i daje se precizno oblikovati. Zbog toga se naročito često upotrebljava kod cijevi koje rade na vrlo visokim frekvencijama, kod kojih su razmaci između katode i rešetke vrlo mali. Te katode su uvijek indirektno žarene.

Za razliku od metalnih katoda katode s atomskim filmom ne pokazuju izrazite pojave zasićenja. Kod njih emisijska struja raste s porastom anodnog napona znatno brže nego što bi to trebalo biti prema Schottkyjevom zakonu.

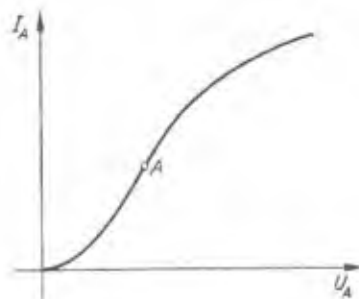
Poluvodičke katode. Za te katode čest je naziv *oksidne katode*. One su daleko najčešće upotrebljavan tip katoda. Sve prijemne elektronske cijevi imaju oksidne katode. Ovdje se u proces dobivanja tih katoda, kao i u mehanizam njihove emisije (koji još i danas nakon što su preko 40 godina u upotrebi nije potpuno objašnjen), neće ulaziti. Redovito se kao oksid, tj. poluvodički materijal upotrebljava mješavina barijevog i stroncijevog oksida. Oksid tvori na površini metala podloge vrlo tanak sloj. Rad izlaza tih katoda je oko 1–1,1 eV, a pogonska temperatura oko 900–1000 K. One su najefikasnije od svih tipova katoda.

Oksidne katode mogu biti *direktno* i *indirektno* žarene. Ako su direktno žarene, onda je metal podloga redovito volfram, a kod indirektno žarenih katoda je podloga obično nikalj u obliku cijevčice na čijoj vanjskoj strani je nanesen sloj oksida, a unutar koje je smješteno žarno vlakno od volframa koje je električki izolirano od katode. Nekoliko tipova direktno žarenih katoda i jedan oblik indirektno žarene katode prikazani su na slici 5.22.



Sl. 5.22. Oblici direktno i indirektno žarenih katoda.

Direktno žarene katode imaju redovito veću efikasnost emisije i potrebno im je kraće vrijeme da se užare na određenu pogonsku temperaturu zbog manjeg volumena i s njim povezane manje toplinske kapacitivnosti. Nedostatak direktno žarenih katoda je brujanje, tj. nastajanje izmjeničnih komponenata anodne struje na frekvencijama mreže i njenim harmonicima. Do brujanja dolazi uslijed toga što se potencijal između anode i katode mijenja uslijed periodičkih promjena napona žarenja, kao i uslijed periodičkih promjena temperature katode, do kojih dolazi zbog njene male toplinske kapacitivnosti. Zbog toga se kod direktno žarenih katoda upotrebljava isključivo žarenje istosmjernom strujom. Kod indirektno žarenih katoda je žarno vlakno koje se napaja izmjeničnom strujom električki izolirano od katode, pa su pojave brujanja jako potisnute. Indirektno žarene katode su također mehanički robustnije od direktno žarenih.

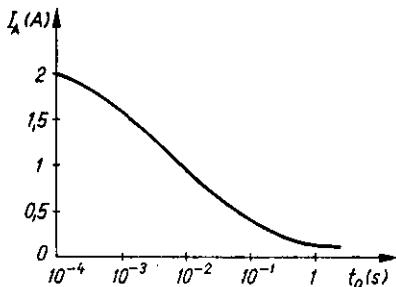


Sl. 5.23. $I_A - U_A$ karakteristika diode s oksidnom katodom.

Oksidne katode u još većoj mjeri od katoda s atomskim filmom ne pokazuju pojave zasićenja emisijske struje. Razlozi zbog kojih ne dolazi do pojava zasićenja nisu do kraja objašnjeni. To se pripisuje djelomično efektima užarivanja katode uslijed prolaska struje emisije kroz sloj oksida i međusloj između oksida i metala podloge koji ima veliki specifički otpor, a djelomično nehomogenostima površine.

Tipičan oblik $I_A - U_A$ karakteristike diode s oksidnom katodom prikazan je na slici 5.23. U točki A dijagram struje ima točku infleksije. Približno u toj točki može se uzeti da prestaje područje prostornog naboja.

Pri iznosima struja kroz diodu, kod kojih nastupa znatnije odstupanje od trolokovinskog zakona dolazi do jakog zagrijavanja katode, a potrebni anodni naponi su toliki da snaga zagrijavanja anode postaje viša nego što je dozvoljeno. Zbog toga se mjerenja karakteristika u tom slučaju ne mogu vršiti u stalnom pogonu, već u *impulsnom*. To znači da je na cijev priključen anodni napon samo tokom kratkog vremenskog perioda, nakon kojeg slijedi puno duži interval kad anodni napon nije priključen, tako da prosječna snaga anodnih gubitaka ostaje unutar dozvoljenih granica.



Sl. 5.24. Anodna struja diode kao funkcija trajanja impulsa anodnog napona

Ako je vrijeme t_0 trajanja impulsa vrlo kratkotrajno, reda do ms, iza kojeg slijedi relativno dug period mirovanja, anodna struja može doseći iznose koji su mnogo puta veći od iznosa kad su impulsi dugotrajniji. Ta interesantna pojava nije do kraja razjašnjena. U svrhu ilustracije prikazana je na slici 5.24 anodna struja neke diode kod koje je anodni napon $U_A = 250$ V, a njegovi impulsi slijede s periodom $T = 10$ s, time da vrijeme trajanja impulsa varira u granicama od 10^{-4} s do 1 s. Na ordinatu je nacrtan iznos im-

pulsa anodne struje pri nekom određenom t_0 . Svojstva oksidnih katoda da mogu u kratkotrajnim impulsima dati vrlo velike struje koristi se kod nekih specijalnih cijevi.

Iako su u vakuumskim elektronskim cijevima vakuumi tako visoki da se djelovanje preostalih plinova može zanemariti u odnosu na električke karakteristike cijevi, ti plinovi ipak mogu štetno utjecati na trajanje cijevi. U prvom redu dolazi do postepenog trovanja katode zbog adsorpcije plina na površini katode, što može biti povezano i s kemijskim reakcijama. Ta pojava naročito dolazi do izražaja kod oksidnih katoda.

Osim toga uslijed prolaska elektrona kroz cijev dolazi do ionizacije atoma preostalog plina. Pozitivni ioni putuju na katodu koja je negativna. Što je anodni napon viši, energije iona su veće. Brzi ioni imaju razorno djelovanje na površinu katode i njihov učinak će biti naročito jak kod onih katoda čija emisiona svojstva ovise o specifičnim svojstvima njihove površine. To su u prvom redu oksidne katode, a zatim katode s atomskim filmom. Kod volframove katode, koja je svojom strukturom homogena i ne posjeduje specifična emisiona svojstva uz površinu, učinak bombardiranja je praktički beznačajan. Maksimalni napon na kojem se pojedine vrste katoda mogu upotrijebiti dan je također u grafičkom prikazu osnovnih svojstava pojedinih katoda, u tabeli 5.1.

Važan faktor pri odabiranju katode je njena ekonomičnost, koja se najjednostavnije izražava pomoću tzv. efikasnosti emisije. *Efikasnost emisije* η definirana je kao omjer emisione struje prema potrebnoj snazi žarenja. Porastom temperature emisiona struja raste eksponencijalno, a potrebna snaga žarenja približno proporcionalno sa T^4 ; znači: porast temperature povećava efikasnost emisije. Kao što je rečeno, u tom pogledu najbolje su oksidne katode. Efikasnosti emisije pojedinih tipova katoda dane su u tabeli 5.1.

TABELA 5.1

Pregled osnovnih podataka za razne katode							
	A [A/cm ² K ²]	ψ [V]	T [K]	J_E [A/cm ²]	J_E [A/cm ²]	η [mA/W]	U_M (kV)
Vrsta katode	konstanta množine	rad izlaza	radna temperatura	maks. gustoća struje emisije (stalni pogon)	maks. gustoća struje emisije (impulsni pogon)	efikasnost emisije (stalni pogon)	maksimalni dozvoljeni napon
(Ba, Sr) O	0,01	1,1	1000	0,2	20	200	1
L	1	1,6	1300	3	40	150	3
Th-W	3	2,62	2000	2	2	100	30
W	60	4,52	2500	1	1	6	200

Povišenje temperature doduše povećava η , ali smanjuje *život* ili trajanje cijevi. Život cijevi treba shvatiti kao prosječno vrijeme njihovog trajanja. Njega je razmjerno jednostavno ocijeniti u slučaju metalnih katoda. Na višim temperaturama dolazi do sve jačeg isparivanja materijala katode, što dovodi do smanjenja mase, a time i presjeka katode. Posljedica toga je povećanje otpora katode, njeno sve jače zagrijavanje i konačno prekid. Za metalne katode se uzima da njihov život prestaje kad se 10% njihove mase ispari.

Kod katoda s atomskim filmom, odnosno oksidnih katoda, emisiona svojstva ovise o prilikama na površini. Ukoliko katoda od toriranog volframa radi na višoj temperaturi od propisane, torij će se brže isparavati i ne može se tokom duljeg vremena nadomještati difuzijom iz unutrašnjosti katode.

Osim navedenih uzroka koji dovode do postepenog kvarenja katode, do ispada katode može doći naglo, uslijed prekida između katode i dovoda, uslijed proboja između žarnog vlakna i metalne cjevčice katode kod indirektno žarenih katoda itd. Defekt katode nije jedini uzrok koji može dovesti do prestanka života cijevi, ali je najčešći.

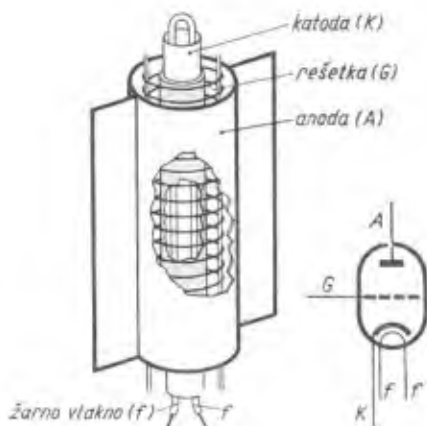
6.

TRIODA

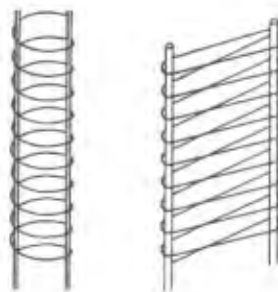
6.1.

Osnovna svojstva triode

Trioda je elektronska cijev koja se sastoji od tri elektrode: katode, rešetke i anode. One su smještene u evakuiranoj staklenoj ili metalnoj posudi. Katoda i anoda su konstrukcijom i funkcijom iste kao i kod diode. *Rešetka* je smještena između katode i anode, redovito bliže katodi, a načinjena je od pravilnog niza tankih žica, držanih na potrebnom razmaku pomoću držača ili okvira. Simbol i skica konstrukcije triode prikazani su na slici 6.1, dok su dva tipična oblika rešetke prikazana na slici 6.2. Trioda je pronađena 1906. godine (*Lee de Forest*) i njezin pronalazak pružio je mogućnost naglom razvoju elektronike.



Sl. 6.1. Skica konstrukcije i simbol triode.



Sl. 6.2. Tipični oblici rešetke.

Karakteristična svojstva triode objašnjavaju se konstrukcijom i položajem rešetke. Otvori između žica rešetke omogućuju prolaz elektrona prema anodi. Zbog svog položaja rešetka u znatnoj mjeri električki zakriljuje anodu od katode. Drugim riječima to znači: iste promjene anodnog napona izazivaju mnogo manje promjene električkog polja pred katodom triode nego kod diode istog geometrijskog oblika. Naprotiv, promjene napona rešetke imaju velik utjecaj na jakost polja

pred katodom. Budući da je za vođenje struje kroz cijev mjerodavna jakost polja pred katodom, slijedi da rešetka, u daleko većoj mjeri nego anoda, upravlja prolaskom struje kroz triodu.

Rešetka triode je obično *negativnija* od katode i zbog toga kroz nju ne teče struja. Promjene napona negativne rešetke ne dovode, prema tome, do potroška snage u krugu rešetka-katoda; one, međutim, izazivaju odgovarajuće promjene anodne struje, kao i snage koja se razvija u anodnom krugu. Zbog toga se kaže da trioda raspolaže svojstvom *pojačanja*. To znači da krug rešetke praktički bez potroška snage upravlja često sa znatnim snagama u anodnom krugu. Snagu u anodnom krugu daje naravno vanjski izvor energije, tj. izvor anodnog napona.

Tvrdnja da se u krugu negativne rešetke ne troši snaga je naravno idealizirana. Uslijed početnih brzina elektrona, konstruktivnih i pogonskih nužnosti, nesavršenosti vakuuma te raznih vanjskih utjecaja, kroz rešetku uvijek teče mala struja, koja izaziva i potrošak snage. Ta snaga može poprimiti relativno znatnije iznose tek na višim frekvencijama. Kad je rešetka pozitivna, snaga koja se u njenom krugu troši može postati znatna, ali je ipak redovno puno manja od snage u anodnom krugu. Osnovni principi rada triode najjednostavnije se objašnjavaju proučavanjem njenog elektrostatskog polja. Kad kroz triodu teče struja, električko polje u triodi odstupat će od elektrostatskog. Unatoč tome, elektostatsko polje pruža zoran uvid u mnoga svojstva triode, a naročito u pogledu upravljačkog djelovanja rešetke.

6.2.

Elektrostatsko polje u triodi

Za razliku od diode, čije se elektrostatsko polje može jednostavno odrediti zbog toga što je ono u idealiziranom slučaju ovisno o jednoj koordinati, kod triode elektrostatsko polje ovisi o dvije koordinate i njegovo određivanje je mnogo složenije.

Za analitičko određivanje elektrostatskog polja u triodi potrebno je riješiti *Laplaceovu* jednadžbu, koja u dvodimenzionalnom pravokutnom koordinatnom sustavu ima slijedeći oblik:

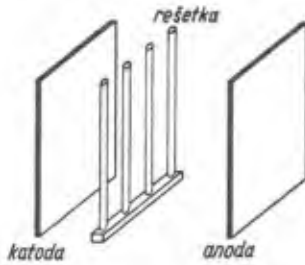
$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0. \quad (6.1)$$

Rješenje Laplaceove jednadžbe za triodnu geometriju neće biti ovdje provedeno, već će biti dan samo konačan rezultat, i to za slučaj planparalelne triode takve konstrukcije kod koje je rješenje najjednostavnije.

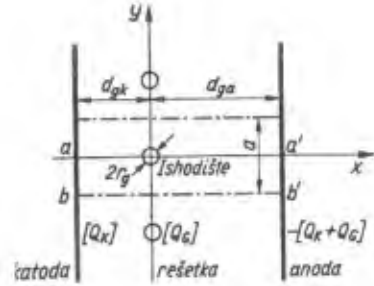
Općenito je upotreba čisto analitičkih metoda za određivanje elektrostatskog polja u elektronskim cijevima ograničena na razmjerno jednostavne probleme. Kod cijevi s više rešetki, ukoliko nisu ispunjene neke idealizirane pretpostavke, te metode potpuno zakazuju. Zbog toga se za određivanje elektrostatskog polja koriste neke druge metode, najčešće eksperimentalne. Eksperimentalne metode su redovno tzv. *analogne* metode. Analogno rješenje nekog tehničkog problema je eksperimentalno rješenje odgovarajućeg problema u nekom drugom području tehnike gdje

vrijede formalno isti zakoni kao i u originalnom problemu i gdje se takvo rješenje lakše dobiva. U tehnici elektronskih cijevi je najraširenija upotreba *elektrolitičke* analogije, a ponekad se upotrebljava i analogija *napete membrane*.

Analitičko određivanje elektrostatskog polja u triodi. Sustav elektroda planparalelne geometrije prikazan je na slici 6.3.



Sl. 6.3. Idealizirana konfiguracija elektroda planparalelne triode.



Sl. 6.4. Presjek kroz planparalelnu triodu.

Ako su dužine elektroda u smjeru žica rešetke dovoljno velike, potencijal na bilo kojem mjestu u triodi ovisit će o dvije koordinate (x, y). Presjek triode ravninom okomitom na elektrode ($z = \text{const}$), s potrebnim oznakama prikazan je na slici 6.4. Analitičkim putem dobiva se elektrostatsko polje u triodi razmjerno jednostavno primjenom metode konformnog preslikavanja, ukoliko su ispunjena sljedeća ograničenja u pogledu geometrije triode:

Omjer zakriljenja s , definiran kao omjer promjera žica rešetke $2r_g$ prema razmaku između žica rešetke, mora biti vrlo malen:

$$s = \frac{2r_g}{a} < 0,1. \quad (6.2a)$$

Udaljenost rešetka-anoda d_{ga} i rešetka-katoda d_{gk} mora biti veća od razmaka između žica rešetke:

$$\frac{d_{gk}}{a} > 1 \text{ i } \frac{d_{ga}}{a} > 1. \quad (6.2b)$$

Ukoliko su ispunjeni gornji uvjeti, metodom konformnog preslikavanja dobiva se sljedeći izraz, koji daje potencijal na bilo kojem mjestu u triodi izražen pomoću naboja rešetke i katode na jedinicu njihovih dužina Q_g i Q_k uz potencijal katode jednak nuli:

$$U = -\frac{Q_g}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(e^{\frac{4\pi x}{a}} + 1 - 2e^{\frac{2\pi x}{a}} \cos \frac{2\pi y}{a} \right) - \frac{Q_k}{4\pi\epsilon_0} \left(\ln e^{\frac{4\pi x}{a}} + \frac{4\pi d_{gk}}{a} \right). \quad (6.3)$$

Potencijali anode i rešetke dobivaju se uvrštenjem pripadnih vrijednosti za x i y . Na anodi je $x = d_{ga}$, a uslijed toga što je ispunjena relacija (6.2b), moguće je zanemariti sve ostale članove, osim onih koji u eksponentu imaju $4 d_{ga}$. Prema tome, za potencijale elektroda vrijede slijedeće relacije:

$$U_G = - \frac{\ln \left(2 \sin \frac{\pi r_g}{a} \right) \cdot Q_G}{2 \pi \varepsilon_0} - \frac{d_{gk} Q_K}{a \varepsilon_0}, \quad (6.4)$$

$$U_A = - \frac{d_{ga} Q_G}{a \varepsilon_0} - \frac{(d_{gk} + d_{ga}) Q_K}{a \varepsilon_0} \quad (6.5)$$

U konkretnim slučajima kod triode uvijek su poznati potencijali elektroda, a ne njihovi naboji. Rješenjem jednadžbi (6.4) i (6.5) po Q_G i Q_K dobivaju se naboji elektroda izraženi pomoću potencijala elektroda. Uvrštenjem dobivenih iznosa za te naboje u jednadžbu (6.3) konačno se dobiva i potencijal $U(x, y)$ izražen pomoću potencijala rešetke i anode. Ovdje se taj čisto algebarski postupak izostavlja, i to zbog toga što će raspodjela potencijala u triodi biti prikazana na temelju rezultata eksperimentalne metode elektrolitičke analogije, a za proračun faktora pojačanja triode, kao što će se pokazati, dovoljno je poznavanje jednadžbi (6.4) i (6.5).

Elektrolitička metoda određivanja potencijala. Primjenjivost elektrolitičke metode pri rješavanju elektrostatskih problema bazira na činjenici, da su zakoni prema kojima se ravna tok struje kroz homogeni vodljivi medij (npr. elektrolit) jednaki zakonima koji određuju tok linija elektrostatskog toka u homogenom izotropnom dielektriku, npr. vakuumu.

Gustoća struje J u homogenom elektrolitu ravna se prema Ohmovom zakonu, koji pisan u vektorskom obliku glasi:

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{F} = - \sigma \text{ grad } U, \quad (6.6)$$

gdje je σ specifična vodljivost elektrolita, a $\mathbf{F}$ vektor jakosti električkog polja. Rastavljena na komponente jednadžba (6.6) prima za dvodimenzionalni pravokutni koordinatni sustav slijedeći oblik:

$$J_x = - \sigma \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (6.7a)$$

$$J_y = - \sigma \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (6.7b)$$

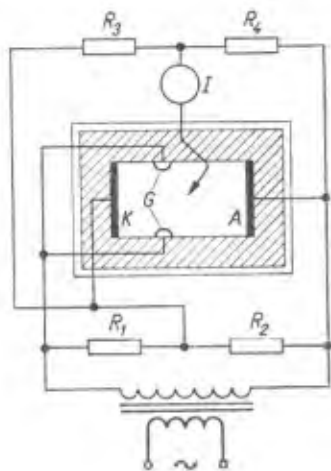
Ukoliko se promatra neki elementarni volumen elektrolita, mora struja koja je u njega ušla izaći iz njega, jer bi protivno značilo akumuliranje ili nestajanje naboja u tom elementu prostora, što je u stacionarnom stanju nemoguće. Matematički formulirano:

$$\text{div } \mathbf{J} = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0. \quad (6.8)$$

Iz jednadžbi (6.7) i (6.8) proizlazi da je i kod strujanja u elektrolitu ispunjena Laplaceova jednadžba:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0. \quad (6.9)$$

Ukoliko se, dakle, učini ekvivalentan model elektroda triode i isti uroni u posudu ispunjenu elektrolitom, potencijal u elektrolitu odgovarat će elektrostatskom potencijalu unutar triode. Praktičnu realizaciju modela olakšavaju činjenice da ni potencijali elektroda ni geometrijska konfiguracija modela ne moraju biti isti, već samo proporcionalni tim vrijednostima kod triode.



Sl. 6.5. Prikaz elektrolitske kade za određivanje elektrostatskog polja triode.

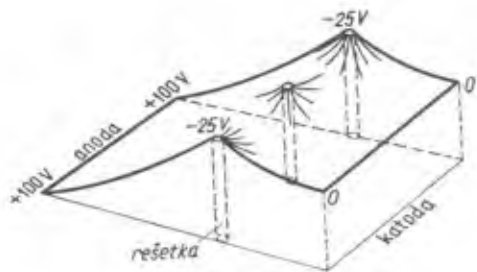
Jedan način izvedbe modela za planparalelnu triodu u kojoj potencijal ovisi o dvjema koordinatama prikazan je u pogledu odozgo na slici 6.5. Na istoj slici prikazan je i električki sklop pomoću kojega sa mjeri potencijal unutar modela. U staklenoj posudi s ravnim dnom smješten je model elektroda triode. Taj model ne treba biti kompletan; dovoljan je isječak unutar dvaju presjeka koji prolaze kroz sredinu žica rešetke. Preostali dio posude je ispunjen izolacionim materijalom, najčešće drvom (šrafirani dio slike). Prostor unutar modela ispunjen je elektrolitom, najpogodnije modrom galicom, ako su elektrode od bakra.

Objašnjenje sheme za mjerenje potencijala je vrlo jednostavno. Promjenljivim otpornicima R_1 i R_2 , koji leže paralelno izvoru za napajanje, namjestite se potencijali elektroda na željene iznose. Mjerenje potencijala vrši se pomoću metalne pomične sonde čiji se potencijal može mijenjati pomoću otpornika R_3 i R_4 . Vrh sonde, koji mora biti vrlo tanak, dovede se u kontakt s elektrolitom, pa ako je potencijal sonde

jednak potencijalu u elektrolitu na tom mjestu, kroz indikator I neće teći struja. Pomicanjem sonde po elektrolitu i uravnotežavanjem njenog potencijala s potencijalom u elektrolitu moguće je odrediti potencijal na svim mjestima modela. On analogijom daje potencijal na odgovarajućim mjestima u triodi. Spajanjem točaka koje su na istom potencijalu dobivaju se *ekvipotencijalne krivulje*, pomoću kojih se najlakše proučava struktura elektrostatskog polja.

Metoda napete membrane. Ta analogija se osniva na činjenici da se male deformacije napete membrane ravnaju prema Laplaceovoj jednadžbi. Prethodno napeta, u horizontalnom smjeru položena membrana, deformira se pomoću modela koji ima oblik elektroda triode. Vertikalni pomaci izazvani pritiskom modela na membranu učine se pri tome proporcionalni potencijalima elektroda triode, time što se uzima negativan faktor proporcionalnosti. Pod tim uvjetima će i deformacije na svim ostalim mjestima membrane biti u istom smislu proporcionalne potencijalima na odgovarajućim mjestima triode. (Vidi sliku 6.6.)

Negativan faktor proporcionalnosti između potencijala i deformacije pogodan je zbog toga što omogućuje uspostavljanje direktne analogije između trajektorija elektrona u elektrostatskom polju i trajektorija malih kuglica u polju napete membrane. Naime, *porastu* potencijala U odgovara *pad* potencijalne energije elektrona $E_p = -qU$. Elektron se ubrzava na račun pada svoje potencijalne energije, isto kao što se i mala kuglica ubrzava padom niz brdo modela.



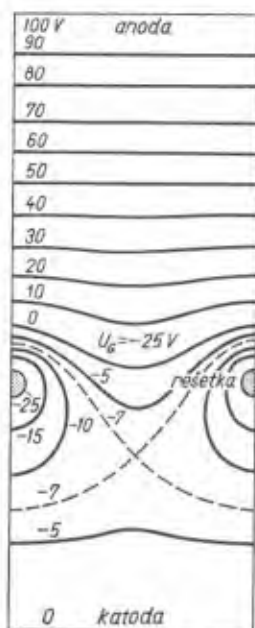
Sl. 6.6. Prikaz modela napete membrane za triodu.

Za razliku od elektrolitičke analogije upotrebljivost metode napete membrane ograničena je samo na dvodimenzionalne elektrostatske probleme određenog tipa simetrije. U tim slučajevima se model napete membrane lako realizira i najčešće koristi i za analogno određivanje trajektorija elektrona.

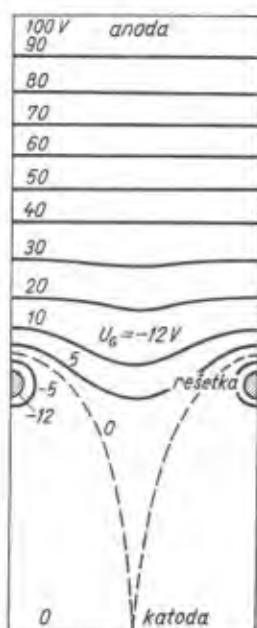
Prikazivanje raspodjele potencijala pomoću ekvipotencijalnih krivulja.

Na slici 6.7 a-e, prikazano je elektrostatsko polje neke planparalelne triode pomoću ekvipotencijalnih krivulja. Prikazi od a do e se međusobno razlikuju time što u svakome od njih potencijali rešetke imaju drugu vrijednost.

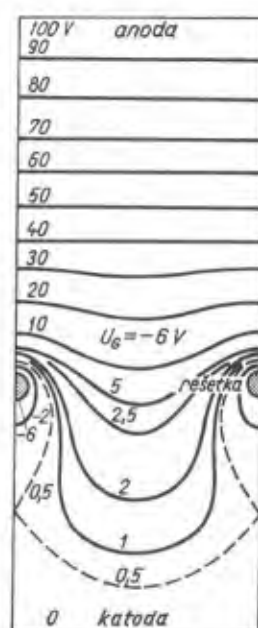
Na slici a potencijal rešetke je jako negativan; $U_g = -25$ V. Potencijal pred katodom pada od nule prema negativnim vrijednostima, što znači da je i gradijent potencijala pred katodom negativan. Budući da se početne brzine elektrona za sada ne uzimaju u obzir, proizlazi da struja kroz cijev ne može uopće teći. U prikazu b je napon rešetke $U_g = -12$ V, a gradijent potencijala pred katodom jednak nuli. Elektroni nisu pred katodom ni ubrzavani ni usporavani, i to je za prolazak struje kroz cijev granični slučaj. Upravljačko djelovanje rešetke se u ovom slučaju vrlo jasno očrtava. Dok bi se, uz rešetkin napon jednak nuli, anodni napon morao sniziti sa 100 V na nulu da se jakost polja na katodi dovede na nulu, dovoljno je kod anodnog napona od 100 V sniziti napon rešetke od nule na svega -12 V da se postigne isti učinak. Isto tako, ukoliko se anodni napon povisi sa 100 V na 200 V, dovoljno je rešetkin napon sniziti za isti faktor, tj. od -12 V na -24 V, da se jakost polja na katodi opet svede na nulu. Relativna efikasnost napona rešetke prema naponu anode u kontroli nultog ili *prekidnog* gradijenta potencijala na katodi odnosi se u ovom slučaju kao $100/12 = 8,3:1$. Na slici c je, unatoč negativnom naponu rešetke, gradijent potencijala pred katodom pozitivan i struja kroz triodu može teći. Na slikama d i e se vidi da gradijent potencijala pred katodom sve više raste kad napon rešetke raste idući prema pozitivnijim vrijednostima.



a)



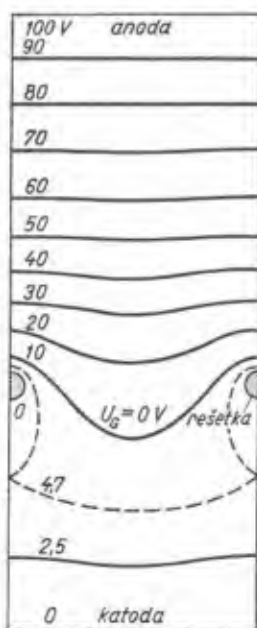
b)



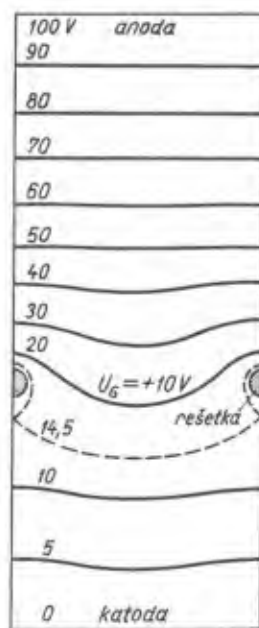
c)

Iz slike 6.7 se također razabire da su ekvipotencijalne krivulje u blizini elektroda slične oblicima elektroda i da izrazite *nehomogenosti* polja postoje samo u blizini rešetke, dok je polje pred katodom i anodom homogeno.

Sl. 6.7. Prikaz ekvipotencijalnih krivulja u planiparalelnoj triodi.

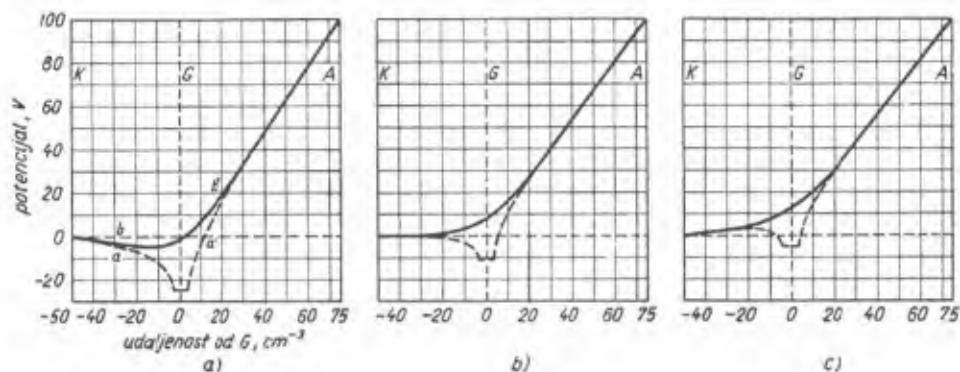


d)



e)

Profilna predodžba potencijala. Za razliku od ekvipotencijalnih krivulja, koje pružaju detaljan uvid u raspodjelu potencijala u triodi, profili potencijala prikazuju njegovu promjenu duž odabranih linija. Najvažniji *profili* potencijala su oni koji idu od katode do anode kroz sredinu žica rešetke i kroz sredinu između otvora žica rešetke. To su dakle promjene potencijala duž linija aa' i bb' na slici 6.4. Za planparalelnu triodu čije se ekvipotencijalne krivulje dane na slici 6.7 a, b i c, prikazani su ti karakteristični profili potencijala na slici 6.8 a, b i c.



Sl. 6.8. Profilni prikaz potencijala u triodi.

Kao što se vidi, profili potencijala jasno ilustriraju osnovna svojstva potencijala. Tako npr. iz slike 6.8a slijedi da ne može uopće teći struja kroz triodu, jer je duž oba karakteristična profila gradijent potencijala na katodi negativan, tj. $dU/dx < 0$. Na slici b, koja predstavlja granični slučaj, duž oba profila je na katodi $dU/dx = 0$. Na slici c je, unatoč negativnom naponu rešetke, duž oba profila na katodi $dU/dx > 0$. Zbog toga će elektroni moći napustiti katodu i struja će kroz triodu teći. Nadalje se vidi da su razlike u raspodjeli potencijala duž oba profila značajne samo u blizini rešetke, dok pred katodom i anodom potpuno iščezavaju.

6.3.

Faktor pojačanja triode

U prošlom članku je pokazano da je utjecaj rešetke na električko polje pred katodom puno jači od utjecaja anode. Ta činjenica služi kao osnova za uvođenje i definiranje pojma faktora pojačanja. *Elektrostatski faktor pojačanja* triode definiran je kao onaj omjer anodnog i rešetkinog napona kod kojeg je jakost polja na katodi jednaka nuli:

$$\mu = - \left(\frac{U_A}{U_G} \right)_{F_K=0} \quad (6.10)$$

Predznak minus uzima se zbog toga što je prema konvenciji faktor pojačanja pozitivna bezdimenzionalna veličina, a uvjet $F_K = 0$ može se uz $U_A > 0$ ostvariti samo ako je $U_G < 0$. Iz činjenice da se konfiguracija potencijala ne mijenja ukoliko se potencijali elektroda pomnože s istim faktorom slijedi, da je faktor pojačanja

ovisan samo o geometrijskom rasporedu elektroda, a neovisan o naponima na njima. Za prikazanu planparalelnu triodu je $\mu = -100/-12 = 8,3$.

Jednadžbe (6.4) i (6.5) omogućuju da se faktor pojačanja triode izrazi pomoću geometrijskih dimenzija cijevi. U pogledu naboja na elektrodama koji se pojavljuje u tim jednadžbama ispunjen je uvjet *električke neutralnosti*, tj. algebarska suma naboja na elektrodama jednaka je nuli:

$$Q_G + Q_A + Q_K = 0. \quad (6.11)$$

Do zaključka da je gornja jednadžba ispravna vrlo je lako doći. Kad na elektrode nisu priključeni naponi, naboj svake elektrode jednak je nuli. Priključivanje napona na elektrode dovodi u prelaznom stanju do prijelaza elektrona s jedne ili dvije elektrode na treću preko vanjskog električkog kruga. Zbog toga se elektrode konačno nabijaju pozitivno ili negativno, ovisno o tome da li je na njima nastao manjak ili višak elektrona. Sustav elektroda kao cjelina ostao je međutim neutralan.

Uvjet $F_K = 0$ znači da je $Q_K = 0$, pa diobom jednadžbi (6.4) i (6.5) proizlazi slijedeći izraz za faktor pojačanja planparalelne triode:

$$\mu = \frac{-2\pi d_{ga}}{a \cdot \ln\left(2 \sin \frac{\pi r_g}{a}\right)}. \quad (6.12)$$

Do jednadžbe (6.12) došao je *Maxwell* istražujući efekt zakriljenja koji unosi rešetkasta elektroda u elektrostatsko polje između dvije masivne elektrode. U njegovu doba trioda još nije postojala.

Jednadžba (6.12) pokazuje da faktor pojačanja ovisi samo o konstruktivnim veličinama. Povećanjem razmaka rešetka-anoda povećava se i faktor pojačanja, jednostavno zbog toga što udaljivanje anode čini njen utjecaj na polje pred katodom sve neznatnijim. U istom smislu djeluje i povećavanje promjera žica rešetke i smanjenje njihovog razmaka, jer to dovodi do jačeg zakriljenja anode od katode.

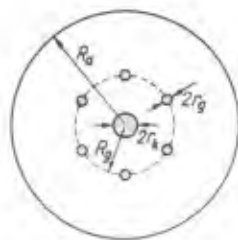
Tako dugo dok je ispunjen uvjet $d_{ga}/a \geq 1$, razmak rešetka-katoda ne utječe na faktor pojačanja. Treba se prisjetiti činjenice da je faktor pojačanja definiran uvjetom da je jakost polja u katodi jednaka nuli. Pod tim prilikama sve silnice električkog polja koje izviru na anodi poniru na rešetki. Neke od silnica ulaze u prostor rešetka-katoda, ali ne produžuju na katodu, već se zaokreću i svršavaju na rešetki. Prema tome, za konfiguraciju polja nije važno gdje se katoda nalazi.

Kad postane odnos $d_{ga}/a < 1$, polje pred katodom prestaje biti homogeno i faktor pojačanja nije više konstantna veličina. Uvjet da je $d_{ga}/a > 1$ je kod trioda redovno ispunjen i ne predstavlja praktički neko ograničenje. Analiza jednadžbe (6.13) pokazuje da se u okviru njene važnosti ne mogu postići visoki faktori pojačanja, zbog toga što se s povećanjem razmaka rešetka-anoda ne može ići predaleko.

Za postizavanje većeg faktora pojačanja najprikladnije je povećati omjer zakriljenja s . Međutim, kad je $s > 0,1$ Maxwellova formula više ne vrijedi. *Vodges*

i Elder pronašli su slijedeći izraz za faktor pojačanja planparalelne triode koji vrijedi vrlo točno do $s=0,16$; uz uvjet da je kao i ranije $d_{gk}/a \geq 1$:

$$\mu = \frac{\frac{2\pi d_{ga}}{a} - \ln \cosh \frac{2\pi r_g}{a}}{\ln \cotgh \frac{2\pi r_g}{a}} \quad (6.13)$$



Sl. 6.9. Presjek kroz cilindričnu triodu.

Vodges-Elderova formula se najčešće upotrebljava za proračun faktora pojačanja. S njom se može ići čak do $s=0,25$; pogreška na gornjoj granici ne prelazi 5 %.

Za cilindričnu triodu prikazanu u presjeku okomitom na os na slici 6.9 vrijede slijedeći izrazi za faktor pojačanja:

Maxwellova formula:

$$\mu = \frac{-N \ln \left(\frac{R_a}{R_g} \right)}{\ln \left(2 \sin \frac{N \cdot r_g}{2 R_g} \right)} \quad (6.14)$$

Broj žica rešetke je N , dok su značenja ostalih simbola vidljiva iz slike. Omjer zakriljenja kod prikazane cilindrične triode je:

$$s = \frac{N \cdot r_g}{\pi \cdot R_g} \quad (6.15)$$

Maxwellova formula vrijedi ukoliko je omjer zakriljenja $s \leq 0,1$. Za $s \leq 0,16$ vrijedi Vodges-Elderova formula:

$$\mu = \frac{N \cdot \ln \left(\frac{R_a}{R_g} \right) - \ln \cosh \frac{N \cdot r_g}{R_g}}{\ln \cotgh \frac{N \cdot r_g}{R_g}} \quad (6.16)$$

Relacija Vodges-Eldera se upotrebljava do $s=0,25$ uz istu točnost kao i kod planparalelne triode. Analiza danih jednadžbi pokazuje da faktor pojačanja cilindrične triode raste s porastom broja žica rešetke N . U istom smislu djeluje također porast polumjera anode R_a i smanjenje polumjera rešetke R_g . Faktor pojačanja raste također s porastom debljine žica rešetke r_g . Tumačenja utjecaja tih veličina na faktor pojačanja cilindrične triode analogna su objašnjenjima danim za planparalelnu triodu.

Izvedbe elektroda triode su redovito drugačije od onih koje su shematski prikazane na slikama 6.3 i 6.9. To naročito vrijedi za oblike rešetke. Unatoč tome, i za takve konfiguracije elektroda moguće je proračunati faktor pojačanja, ukoliko se na dosada danim izrazima izvrše odgovarajuće preinake.

Dosada je faktor pojačanja bio objašnjavan, a i definiran pomoću elektrostatskog polja u triodi. Zbog toga je uobičajeno da se tako definirani faktor pojačanja naziva *elektrostatski faktor pojačanja*. Kad kroz triodu teče *struja*, uslijed prisustva prostornog naboja, električko polje u triodi nije više elektrostatsko i dane definicije za faktor pojačanja nisu više upotrebljive. Pod tim uvjetima se *faktor pojačanja* općenito definira pomoću jednadžbe:

$$\mu = - \left(\frac{du_A}{du_G} \right)_{I_A} \quad (6.17)$$

Faktor pojačanja je prema tome ovdje definiran kao omjer malih promjena anodnog i rešetkinog napona, uz uvjet da anodna struja ostane konstantna. Tako definiran faktor pojačanja je mjerodavan za rad triode u elektroničkim sklopovima.

Pokazat će se da faktor pojačanja prema jednadžbi (6.17) ovisi uglavnom o geometrijskim dimenzijama triode, ali djelomično također i o naponima rešetke i anode, odnosno o struji koja kroz triodu teče. Uzroci umjerene promjenljivosti faktora pojačanja su uglavnom konstrukcione prirode, kao npr. nemogućnost održavanja konstantnih razmaka između elektroda, nejednolika debljina žica rešetke itd. Posebno jaku ovisnost faktora pojačanja o pogonskim uvjetima pokazuju triode kod kojih je omjer $d_{gk}/a < 1$.

Samo za idealnu triodu, tj. triodu kod koje je polje pred katodom homogeno, i uz zanemarenje početnih brzina elektrona je faktor pojačanja prema definiciji u jednadžbi (6.17) konstantan, tj. neovisan o pogonskim uvjetima i jednak elektrostatskom faktoru pojačanja.

Radi izbjegavanja nejasnoća se umjesto pojma elektrostatskog faktora pojačanja upotrebljava ponekad pojam *prohvata* D , koji je definiran kao:

$$D = - \left(\frac{U_G}{U_A} \right)_{F_R=0} \quad (6.18)$$

Kao što se vidi, prohvata je jednak recipročnoj vrijednosti elektrostatskog faktora pojačanja. Vrijednosti prohvata se najčešće izražavaju u postocima. Tako npr. $D = 5 \%$ znači da je elektrostatski faktor pojačanja jednak 20.

6.4.

Elektrostatski krug triode

Prema zakonima elektrostatičke može se općenito veza između naboja na elektrodama i njihovih potencijala izraziti pomoću parcijalnih kapacitivnosti koje postoje između tih elektroda. Između elektroda triode postoje tri *parcijalne kapacitivnosti* C_{ga} , C_{gk} i C_{ak} koje tvore trokut kapacitivnosti, što je prikazano na slici 6.10 a i b. (Npr. parcijalna kapacitivnost C_{ga} je definirana kao naboj koji na anodi influencira rešetka kad je njen potencijal jednak -1 V, a ostale elektrode su na nultom potencijalu.) Kao što se i iz slike vidi, katoda se uzima kao referentna elektroda čiji je potencijal jednak nuli.

Veza između naboja i potencijala elektroda izražava se pomoću parcijalnih kapacitivnosti slijedećim relacijama:

$$Q_G = (C_{gk} + C_{ga}) U_G - C_{ga} U_A, \quad (6.19)$$

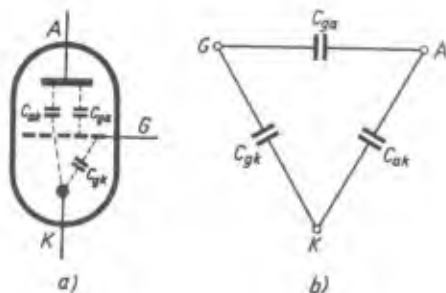
$$Q_A = -C_{ga} U_G + (C_{ga} + C_{ak}) U_A, \quad (6.20)$$

$$Q_K = -C_{gk} U_G - C_{ak} U_A. \quad (6.21)$$

Kada je jakost polja na katodi jednaka nuli, onda je i naboj katode jednak nuli, pa iz jednadžbe (6.21) proizlazi slijedeći izraz za elektrostatski faktor pojačanja triode:

$$\mu = - \left(\frac{U_A}{U_G} \right)_{Q_K=0} = \frac{C_{gk}}{C_{ak}}. \quad (6.22)$$

Elektrostatski faktor pojačanja se može, dakle, prikazati i kao omjer parcijalnih kapacitivnosti rešetka-katoda i anoda-katoda. Taj izraz je lako razumljiv. Što je kapacitivnost C_{ak} manja, to znači da je zakriljenje koje unosi rešetka veće, odnosno utjecaj anodnog napona na polje pred katodom slabiji. Pod tim uvjetima faktor pojačanja raste.



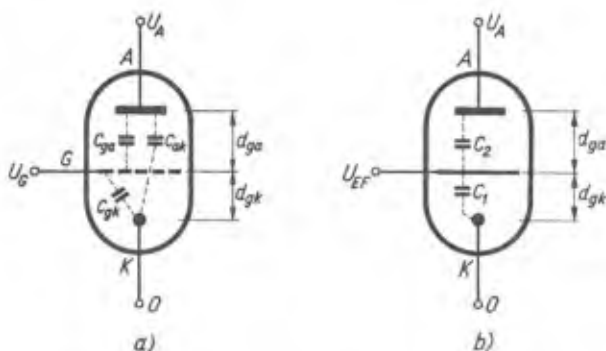
Sl. 6.10. Međuelektrodne kapacitivnosti triode.

Ovdje upotrijebljene parcijalne kapacitivnosti predstavljaju direktne kapacitivnosti između aktivnih dijelova elektroda, dok se u priručnicima za elektronske cijevi navode vrijednosti kapacitivnosti, koje uključuju u sebi i doprinose koje daju dovodi između elektroda, držači elektroda itd. Ti doprinosi mogu biti i veći od samih direktnih međuelektrodnih kapacitivnosti. Ukoliko bi se prema tome na temelju vrijednosti kapacitivnosti iz priručnika htjelo odrediti faktor pojačanja, dobili bi se krivi rezultati.

6.5. Efektivni potencijal u triodi

Električno polje koje postoji u triodi kad kroz nju teče struja je, kao i kod diode, različito od elektrostatskog. Za razliku od diode je detaljno određivanje električkog polja u triodi kroz koju teče struja praktički nerješiva zadaća. Poznavanje osnovnih svojstava električkog polja u triodi je međutim neophodno potrebno za objašnjenje nekih najvažnijih pojava u triodi, u prvom redu ovisnosti struje triode o naponima na njenim elektrodama. Zbog toga se nastoji uspostaviti *ograničena ekvivalencija između triode i diode*, sa svrhom da se kod određivanja struje koja teče kroz triodu upotrijebe poznati zakoni prostornog naboja diode.

U idealnoj planparalelnoj triodi je elektrostatsko polje pred katodom i anodom homogeno, dok izrazite nehomogenosti postoje u blizini rešetke. Sada će se pokazati da se iste jakosti električkog polja u homogenim dijelovima polja pred katodom i anodom mogu dobiti ukoliko se rešetka zamijeni s jednom *masivnom elektrodom* smještenom u *ravnini rešetke*. To će biti pokazano najprije za elektrostatski slučaj, tj. kad kroz cijev ne teče struja, a kasnije će biti uzeti u obzir i učinci pro-



Sl. 6.11. a) Stvarna konfiguracija, b) nadomjesna konfiguracija elektroda planparalelne triode.

stornog naboja. Za struju koja izlazi iz katode mjerodavna je jakost polja pred katodom, a za emitirane elektrone je prema tome irelevantno da li je polje pred katodom izazvano zamišljenom masivnom elektrodom na mjestu rešetke, ili je takvo isto polje izazvano kombiniranim djelovanjem rešetke i anode u stvarnoj triodi. Zamjenom rešetke i anode u triodi jednom masivnom elektrodom u ravnini rešetke reducira se trioda u diodu, ekvivalentnu što se tiče struje koja izlazi iz katode.

Na slici 6.11a prikazana je stvarna konfiguracija elektroda idealne planparalelne triode, a na slici 6.11b je rešetka zamijenjena masivnom elektrodom. Pitanje na koje treba dati odgovor glasi: koliki mora biti kod danih potencijala U_G i U_A stvarne triode potencijal masivne elektrode u ravnini rešetke, tzv. *efektivni elektrostatski potencijal* U_{EF} , da bi jakosti elektrostatskog polja pred katodom i anodom u oba slučaja bile iste?

Jakosti polja u homogenim dijelovima pred katodom i anodom su u oba slučaja određene nabojima tih elektroda, pa prema tome za iste jakosti polja moraju

naboji u oba slučaja biti isti. Iz relacija (6.19) do (6.22) i slike 6.11 proizlaze slijedeći uvjeti za jednakost naboja:

$$Q_K = -C_{gk} U_G - C_{ak} U_A = -C_1 U_{EF}, \quad (6.23)$$

$$Q_A = -C_{ga} U_G + (C_{ga} + C_{ak}) U_A = C_2 (U_A - U_{EF}). \quad (6.24)$$

Između kapacitivnosti pločastih kondenzatora C_1 i C_2 postoji ovisnost:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{d_{ga}}{d_{gk}}. \quad (6.25)$$

Supstitucijom jednadžbe (6.23) u jednadžbu (6.24) pomoću jednadžbe (6.25) proizlazi:

$$\left(C_{gk} \frac{d_{gk}}{d_{ga}} - C_{ga} \right) U_G + \left[C_{ga} + C_{ak} \left(1 + \frac{d_{gk}}{d_{ga}} \right) - C_1 \cdot \frac{d_{gk}}{d_{ga}} \right] U_A = 0. \quad (6.26)$$

Da bi jednadžba (6.26) bila jednaka nuli za sve moguće vrijednosti U_G i U_A , moraju koeficijenti pred njima biti jednaki nuli, što daje:

$$C_{ga} = C_{gk} \frac{d_{gk}}{d_{ga}}, \quad (6.27)$$

$$C_1 = C_{gk} + C_{ak} \left(1 + \frac{d_{ga}}{d_{gk}} \right). \quad (6.28)$$

Uvrštenjem jednadžbi (6.22) i (6.27) u jednadžbu (6.28) dobiva se za C_1 slijedeća vrijednost:

$$C_1 = C_{gk} \left[1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{d_{ga}}{d_{gk}} \right) \right]. \quad (6.29)$$

Ako se C_1 iz prethodne jednadžbe uvrsti u jednadžbu (6.23) slijedi:

$$C_{gk} \left(U_G + \frac{U_A}{\mu} \right) = C_{gk} \left[1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{d_{ga}}{d_{gk}} \right) \right] \cdot U_{EF}, \quad (6.30)$$

iz čega konačno proizlazi slijedeći izraz za *efektivni elektrostatski potencijal*:

$$U_{EF} = \frac{U_G + \frac{U_A}{\mu}}{1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{d_{ga}}{d_{gk}} \right)}. \quad (6.31)$$

Efektivni elektrostatski potencijal može se definirati kao onaj potencijal masivne elektrode na mjestu rešetke koji daje u homogenim dijelovima polja pred katodom i anodom iste jakosti polja kao i potencijal rešetke i anode u stvarnoj triodi.

Da bi se dobio izraz za efektivni potencijal kad kroz triodu teče struja, a koji vrijedi u području prostornog naboja, treba uočiti slijedeće činjenice koje su razmatrane i objašnjene kod diode:

1. gustoća prostornog naboja je velika kad je brzina elektrona mala, što slijedi iz jednadžbe (5.8). Prema tome će učinci prostornog naboja biti izraziti u prostoru rešetka-katoda, i to naročito onda kad je rešetka negativna, što je najčešći slučaj. U prostoru između rešetke i anode su učinci prostornog naboja zbog visokog anodnog napona i time povezanih velikih brzina elektrona vrlo slabi, pa ih se može zanemariti.

2. Kad cijev radi u području prostornog naboja, onda je uz zanemarene početne brzine elektrona jakost polja na katodi jednaka nuli. Kod planparalelne diode pokazalo se je da se zbog toga kapacitivnost povećava za jednu trećinu, što se može shvatiti i kao smanjenje razmaka između katode i anode diode za jednu trećinu. Prema tome, učinci prostornog naboja u triodi uzimaju se na taj način u obzir da se razmak rešetka-katoda smanji na $3/4 d_{gk}$, pa izraz za *efektivni potencijal* planparalelne triode pod prilikama *prostornog naboja* glasi:

$$U_{EF} = \frac{U_G + \frac{U_A}{\mu}}{1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{d_{ga}}{d_{gk}} \right)}. \quad (6.32)$$

Za *cilindričnu triodu* uz postojeći prostorni naboj vrijedi vrlo približno slijedeća relacija za efektivni potencijal, koja se daje bez izvoda:

$$U_{EF} = \frac{U_G + \frac{U_A}{\mu}}{1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{R_a}{R_g} \right)}. \quad (6.33)$$

Masivni cilindar koji zamjenjuje rešetku i anodu smješten je, naravno, na mjestu prstena rešetke i prema tome ima polumjer R_g .

Ukupna struja koja teče kroz triodu bit će jednaka struji kroz ekvivalentnu diodu čija se anoda nalazi na mjestu rešetke i ima potencijal jednak efektivnom potencijalu. Efektivni potencijal je, dakle, onaj potencijal masivne elektrode na mjestu rešetke koji daje istu struju u ekvivalentnoj diodi kao naponi U_G i U_A u stvarnoj triodi.

Jednadžbe (6.32) i (6.33) pokazuju da je doprinos anodnog napona efektivnom potencijalu za μ puta slabiji od doprinosa potencijala rešetke. Osim toga, učinci obih napona reducirani su za član u nazivniku koji je to manji (bliži jedinici) što je faktor pojačanja veći. Recipročna vrijednost člana u nazivniku naziva se *oštrina upravljanja* σ i ona ovisi samo o geometrijskim dimenzijama triode.

Prema tome se izraz za efektivni potencijal može pisati u obliku:

$$U_{EF} = \sigma \left(U_G + \frac{U_A}{\mu} \right). \quad (6.34)$$

Pomoću efektivnog potencijala može se izračunati samo *ukupna struja* triode, tj. struja koja izlazi iz katode. Kod triode s negativnom rešetkom struja rešetke praktički ne postoji, pa je ukupna struja jednaka *anodnoj* struji. Ukoliko je rešetka pozitivna, postoji i struja rešetke, a ukupna struja jednaka je zbroju rešetkine i anodne struje. Pojedinačne iznose struja rešetke i anode može se izračunati samo na osnovu poznavanja stvarne raspodjele potencijala u triodi. Da li će emitirani elektroni stići na rešetku ili na anodu, to ovisi o njihovim trajektorijama, a te su određene stvarnom konfiguracijom potencijala u triodi.

6.6. Zakoni prostornog naboja idealne triode

Uvedeni pojam efektivnog potencijala omogućuje da se za struju koja izlazi iz katode, tj. ukupnu struju triode u području prostornog naboja, primijene formalno isti zakoni kao i kod diode. Ukoliko se zanemare početne brzine elektrona, dobiva se pomoću Child-Langmuirovog zakona slijedeći izraz za ukupnu struju:

$$I_K = I_A + I_G = K \cdot U_{EF}^{3/2}, \quad (6.35)$$

gdje su I_G i I_A struje rešetke i anode čiji zbroj daje ukupnu struju I_K . Konstanta K i oblik izraza za U_{EF} ovise o geometrijskom obliku triode.

Struja kroz triodu će teći naravno samo onda kad je $U_{EF} > 0$. Granični slučaj da struja kroz idealnu triodu baš počne teći dan je uvjetom $U_{EF} = 0$, odnosno:

$$U_G = -\frac{U_A}{\mu}. \quad (6.36)$$

Od praktičkog interesa je samo ono područje rada kod kojeg je anoda pozitivna, dok rešetka može biti pozitivna ili negativna. Najprije će se analizirati rad triode uz negativnu rešetku, što je najčešći slučaj. Prednapon negativne rešetke kod kojega anodna struja počinje teći naziva se *zaporni prednapon*.

Idealna trioda s negativnom rešetkom. Iz dosada danih objašnjenja proizlazi da je anodna struja idealne triode jednaka ukupnoj struji kad je rešetka na negativnom potencijalu, pa prema tome za struju I_A vrijedi slijedeća relacija:

$$I_A = I_K = K \cdot U_{EF}^{3/2} = K \sigma^{3/4} \left(U_G + \frac{U_A}{\mu} \right)^{3/2}. \quad (6.37)$$

Za *planparalelnu triodu* uvrštenjem vrijednosti za K iz jednadžbe (5.14) i za U_{gF} iz jednadžbe (6.32) proizlazi:

$$I_A = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{S}{d_{gk}^2} \frac{(U_g + \frac{U_A}{\mu})^{3/2}}{\left[1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{d_{gk}}{d_{gk}}\right)\right]^{3/2}} \quad (6.38)$$

Na sličan način dobiva se za *cilindričnu triodu*:

$$I_A = 14,68 \cdot 10^{-6} \frac{l}{R_g \cdot \beta^2} \cdot \frac{(U_g + \frac{U_A}{\mu})^{3/2}}{\left[1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{R_g}{R_g}\right)\right]^{3/2}} \quad (6.39)$$

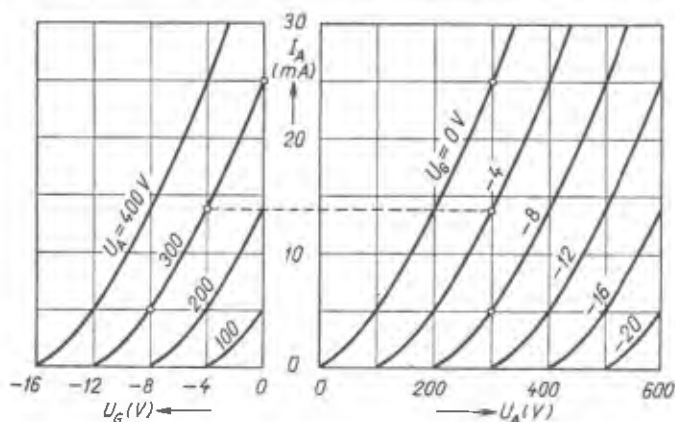
Vrijednost za β^2 određena je kvocijentom polumjera rešetke i katode, dok su značenja ostalih simbola poznata od ranije.

Budući da kod triode anodna struja ovisi o naponima rešetke i anode, strujno-naponske karakteristike triode s negativnom rešetkom mogu se u ravni grafički predočiti pomoću triju familija karakteristika, i to:

1. $I_A = f(U_A)$; U_g kao parametar. Te karakteristike nazivaju se *anodne karakteristike* i najčešće su u upotrebi.

2. $I_A = f(U_g)$; U_A kao parametar. To su tzv. *prijenosne* ili *transferne karakteristike* i također se vrlo često upotrebljavaju.

3. $U_A = f(U_g)$; I_A kao parametar. Te karakteristike se često nazivaju *karakteristike konstantne struje*. One su od praktičkog interesa samo kod trioda velikih snaga koje rade uz pozitivnu rešetku, i to pod specijalnim prilikama.



Sl. 6.12. Anodne i prijenosne karakteristike idealne triode.

Kada je jedna od familija grafički prikazana, iz nje se mogu odrediti i druge dvije. Na slici 6.12 prikazane su anodne i prijenosne karakteristike neke idealne triode uz ilustraciju postupka kako se iz anodnih karakteristika dobivaju prijenosne karakteristike.

Obje familije krivulja idealne triode karakteriziraju određena svojstva koja slijede iz jednadžbe za anodnu struju:

1. Svaka karakteristika vlada se prema tropolovinskom zakonu.
2. Sve karakteristike iste familije su međusobno paralelne, a za jednake intervale vrijednosti parametra su i ekvidistantne.
3. Nožište karakteristika ($I_A = 0$) određeno je u anodnim karakteristikama uvjetom $U_A = -\mu U_G$, a u prijenosnim karakteristikama analognim uvjetom $U_G = -U_A/\mu$.

Navedena svojstva idealne triode su posljedica činjenice da je kod nje faktor pojačanja konstantan. Karakteristike svake realne triode odstupat će u većoj ili manjoj mjeri od karakteristika idealne triode. Pri ocjeni odstupanja treba imati u vidu citirana svojstva idealne triode.

6.7. Parametri triode

U najvećem broju upotreba triode potrebno je poznavanje *osnovnih parametara*, koji karakteriziraju njen rad pod dinamičkim prilikama u režimu malih signala. To su *strmina*, *umutarnji otpor* i *faktor pojačanja*. Definirani su na slijedeći način:

Strmina je omjer vrlo male promjene anodne struje i vrlo male promjene napona rešetke pri konstantnom anodnom naponu:

$$S = \left(\frac{di_A}{du_G} \right)_{U_A} = \frac{\partial i_A}{\partial u_G} \quad (6.40)$$

Umutarnji otpor je omjer vrlo male promjene anodnog napona i odgovarajuće promjene anodne struje pri konstantnom naponu rešetke:

$$r_i = \left(\frac{du_A}{di_A} \right)_{U_G} = \frac{\partial u_A}{\partial i_A} \quad (6.41)$$

Faktor pojačanja je omjer vrlo male promjene anodnog napona i odgovarajuće promjene napona rešetke pri konstantnoj anodnoj struji:

$$\mu = - \left(\frac{du_A}{du_G} \right)_{I_A} = - \frac{\partial u_A}{\partial u_G} \quad (6.42)$$

Budući da se uz porast anodnog napona anodna struja može podržati na konstantnom iznosu samo ako se prednapon rešetke učini negativnijim, a faktor pojačanja je prema konvenciji pozitivan, mora se pred diferencijalni kvocijent staviti znak minus. Faktor pojačanja definiran je već ranije jednadžbom (6.17). Ovdje je ta

ista definicija ponovljena zbog cjelovitosti. Strmina ima dimenziju vodljivosti i najčešće se daje u mA/V, unutarnji otpor u k Ω , dok je faktor pojačanja bezdimenzionalna veličina.

Do osnovnih parametara triode dolazi se iz funkcionalne veze između anodne struje i napona elektroda, koja u općenitom slučaju ima oblik $I_A = f(U_G, U_A)$. Razvojem te funkcije u Taylorov red, uz zanemarenje svih ostalih članova razvoja osim linearnih, proizlazi za totalni diferencijal, tj. za vrlo malu promjenu anodne struje:

$$di_A = \left(\frac{di_A}{du_G} \right)_{U_A} \cdot du_G + \left(\frac{di_A}{du_A} \right)_{U_G} \cdot du_A, \quad (6.43)$$

iz čega slijedi:

$$di_A = S \cdot du_G + \frac{1}{r_i} \cdot du_A. \quad (6.44)$$

Diferencijali iz jednadžbe (6.44) mogu se shvatiti kao izmjenične vrijednosti napona i struja vrlo malih amplituda, pa se za izmjenične komponente tih veličina jednadžba (6.44) može pisati u obliku:

$$i_a = S \cdot u_g + \frac{1}{r_i} \cdot u_e. \quad (6.45)$$

Jednadžba (6.45) odnosno (6.44) predstavlja temeljnu relaciju *linearne teorije pojačanja*. Ukoliko je anodna struja konstantna, onda je $di_A = 0$, pa iz jednadžbe (6.44) proizlazi vrlo važna relacija:

$$-\left(\frac{dU_A}{dU_G} \right)_{I_A} = \mu = S \cdot r_i. \quad (6.46)$$

Jednadžba (6.46), tzv. *Barkhausenova* relacija, koja vrijedi za sve elektronske cijevi (kod kojih se proces upravljanja obavlja kontinuirano), pokazuje da je faktor pojačanja jednak produktu unutarnjeg otpora i strmine. Iz nje slijedi da strmina, unutarnji otpor i faktor pojačanja nisu međusobno neovisne veličine, već da dvije od njih određuju treću.

Za idealnu triodu, kao što je od ranije poznato, faktor pojačanja je konstantan i jednak elektrostatskom faktoru pojačanja, odnosno recipročnoj vrijednosti prohvata. Njegov iznos ovisi isključivo o geometriji triode i izračunava se pomoću jednadžbi danih u članku 6.3. Strmina idealne triode slijedi iz jednadžbi (6.37) i (6.40):

$$S = \frac{3}{2} K \sigma U_{EP}^{1/2}. \quad (6.47)$$

Jednadžba (6.47) može se pisati i na slijedeći način:

$$S = \frac{3}{2} K^{2/3} \sigma I_A^{1/3}. \quad (6.48)$$

Iz izraza (6.48) proizlazi da strmina triode ovisi o konstrukcionim svojstvima triode, kao i o pogonskim veličinama. Za određenu triodu je strmina proporcionalna trećem korijenu iz anodne struje. Analiza konstrukcionih faktora pokazuje da će strmina biti to veća što je razmak rešetka-katoda manji i površina katode veća. Za postizanje što veće strmine uz određenu anodnu struju odlučno je smanjenje razmaka između rešetke i katode na što manju mjeru. Kod trioda s tzv. okvirkom rešetkom, gdje su razmaci rešetka-katoda ekstremno mali (tipično $5 \cdot 10^{-3}$ cm), postižu se strmine koje su veće i od 20 mA/V, dok su uobičajene vrijednosti strmine inače nekoliko mA/V.

Za unutarnji otpor triode iz relacije (6.46) i (6.48) slijedi:

$$r_i = \frac{2 \mu}{3 K^{2/3} \sigma I_A^{1/3}} \quad (6.49)$$

Porastom anodne struje smanjuje se unutarnji otpor triode. Unutarnji otpor trioda kreće se približno u granicama od 0,5 do 150 kΩ, uz tipične vrijednosti od nekoliko desetaka kΩ. Faktor pojačanja trioda kreće se otprilike u granicama od 4 do 150, uz tipične vrijednosti 20 do 50.

Unatoč tome što se praktički nikad ne raspolaže eksplicitnim analitičkim izrazom za anodnu struju, izvedene teoretske relacije za parametre triode su korisne, jer ispravno pokazuju utjecaje konstrukcionih i pogonskih veličina. Isto tako rezultati mjerenja pokazuju da se ovisnost parametara o radnoj točki u većini slučajeva dobro slaže s izvedenim relacijama.

Ovisnosti $I_A = f(U_A, U_G)$ su kod elektronskih cijevi redovito dane pomoću grafičkog prikaza familija karakteristika dobivenih mjerenjem. Ukoliko se raspolaže s bilo kojom familijom karakteristika, može se iz nje grafičkim putem odrediti i parametre. Pod tim uvjetima, strogo uzevši, definicije parametara izražene pomoću parcijalnih diferencijalnih kvocijenata nisu više primjenjive, jer se susjedne karakteristike razlikuju za konačne iznose vrijednosti parametara i jer je svaka karakteristika snimljena u konačnom broju točaka.

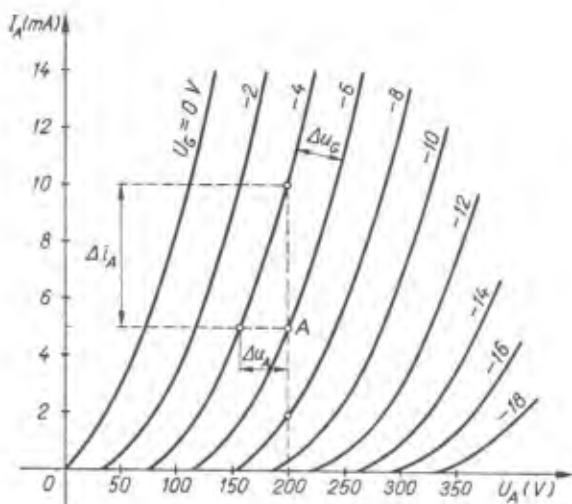
Za određivanje parametara grafičkim putem mjerodavne su slijedeće definicije:

$$S = \left(\frac{\Delta i_A}{\Delta u_G} \right)_{U_A}; \quad r_i = \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta i_A} \right)_{U_G}; \quad \mu = - \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta u_G} \right)_{I_A} \quad (6.50)$$

Veličine Δi_A , Δu_A i Δu_G su konačne promjene tih veličina, odnosno razlike njihovih vrijednosti između dviju susjednih karakteristika. Na slici 6.13 prikazan je način određivanja parametara iz I_A - U_A karakteristika neke realne triode u statičkoj radnoj točki označenoj sa A . Vrijednosti koje se dobivaju su slijedeće: $\mu = 16$; $S = 2,5$ mA/V; $r_i = 6,4$ kΩ.

Unutarnji otpor je određen pomoću Barkhausenove relacije. Može ga se iz I_A - U_A karakteristika odrediti i neovisno, povlačenjem tangente na karakteristiku u statičkoj radnoj točki. Pri tome je r_i jednak recipročnoj vrijednosti tangensa kuta koji tvori pravac tangente s osi apscisa. Iz I_A - U_A karakteristika vidi se također da

je strmina proporcionalna vertikalnom, a faktor pojačanja horizontalnom razmaku između dviju susjednih karakteristika. Sve parametre moguće je u principu na isti način odrediti i iz $I_A - U_G$ karakteristika. Za većinu upotreba grafičko određivanje parametara iz karakteristika daje dovoljno točne rezultate.



Sl. 6.13. Grafičko određivanje parametara triode iz $I_A - U_A$ karakteristika.

Najtočnija mjerna metoda određivanja parametara elektronskih cijevi je metoda malih signala, tj. superpozicija malih izmjeničnih napona na istosmjerne napon, koji određuju statičku radnu točku. Pod tim uvjetima se diferencijali di_a , du_a i du_g interpretiraju kao izmjenični signali i_g , u_a i u_g , pa se parametri mogu pisati u slijedećem obliku:

$$S = \left(\frac{i_a}{u_g} \right)_{u_a=0}; \quad r_i = \left(\frac{u_a}{i_a} \right)_{u_g=0}; \quad \mu = - \left(\frac{u_a}{u_g} \right)_{i_a=0} \quad (6.51)$$

6.8.

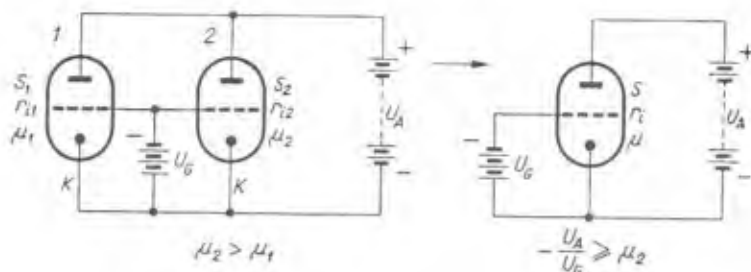
Paralelni rad trioda

Ukoliko više idealnih trioda s različitim vrijednostima parametara radi paralelno, moguće je njihov rad u određenom intervalu napona na elektrodama nadomjestiti s jednom idealnom triodom koja im je ekvivalentna. Radi preglednosti ovdje će se promatrati paralelni rad dviju idealnih trioda. Zaključci do kojih će se doći mogu se kvalitativno bez ograničenja proširiti i na rad više paralelno spojenih trioda.

Na slici 6.14 prikazan je spoj dviju paralelno spojenih idealnih trioda.

Ukoliko se kod određenog anodnog napona U_A smanjuje apsolutna vrijednost negativnog prednapona triode, najprije će proraditi trioda 1, jer je njen faktor po-

jačanja manji. Ta trioda će proraditi kad prednapon postane jednak njenom zapornom prednaponu, dakle: $U_{G1} = -U_A/\mu_1$; odnosno, što je isto, kad bude zadovoljen uvjet: $-U_A/U_{G1} = \mu_1$. Trioda 1 vodit će struju sama tako dugo dok prednapon rešetke ne postane jednak zapornom prednaponu triode 2. Nakon što je, dakle, ispunjen uvjet $-U_A/U_{G2} = \mu_2$, struju vode obje triode i anodna struja ekvivalentne triode jednaka je sumi struja obih trioda.

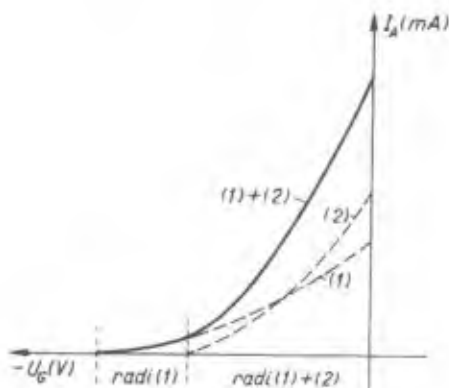


Sl. 6.14. Prikaz paralelnog rada trioda.

Na slici 6.15 prikazane su I_A-U_G karakteristike pojedinačnih trioda i rezultirajuća anodna struja paralelne kombinacije, koja je izvučena punom linijom. Kad obje triode vode, parametri rezultirajuće, tj. ekvivalentne triode bit će:

$$S = S_1 + S_2; \quad \frac{1}{r_i} = \frac{1}{r_{i1}} + \frac{1}{r_{i2}}; \quad \mu = \frac{\mu_1 r_{i2} + \mu_2 r_{i1}}{r_{i1} + r_{i2}} \quad (6.52)$$

Kad obje cijevi vode, struje im se zbrajaju, pa tako i strmine, jer promjena napona rešetki dovodi u svakoj cijevi do promjene anodne struje koja je proporcio-



Sl. 6.15. I_A-U_G karakteristike paralelno spojenih idealnih trioda i rezultirajuća karakteristika.

nalna strmini pojedine cijevi. Unutarnji otpor ekvivalentne triode jednak je unutarnjem otporu paralelne kombinacije objiju trioda, dok se faktor pojačanja dobiva

primjenom Barkhausenove relacije. Faktor pojačanja može se nakon kratke algebarske manipulacije prikazati u obliku:

$$\mu = \mu_1 + \frac{\mu_2 - \mu_1}{1 + \frac{r_{i2}}{r_{i1}}} \quad (6.53)$$

Jednadžba (6.53) pokazuje da je faktor pojačanja ekvivalentne triode manji od većeg faktora pojačanja μ_2 , a veći od μ_1 za bilo koje vrijednosti ostalih parametara obiju trioda.

Dobiveni rezultati mogu se proširiti i na više paralelno spojenih trioda s različitim faktorima pojačanja. Razmatranja u ovom članku bit će također od koristi pri proučavanju karakteristika realne triode.

6.9.

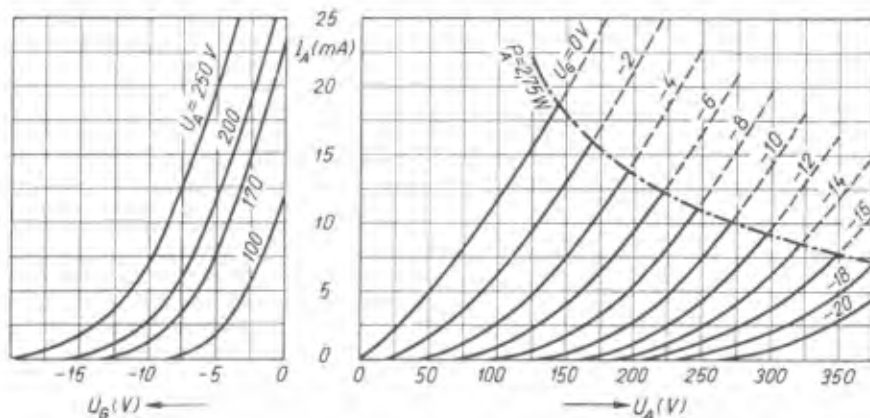
Karakteristike realne triode

Razlozi zbog kojih će karakteristike triode manje ili više odstupati od karakteristika idealne triode su višestruki. Oni se mogu svrstati u teoretske i konstrukcione. U prvu kategoriju spadaju efekti početnih brzina elektrona. Zbog postojanja početnih brzina stvorit će se u području prostornog naboja potencijalni minimum između katode i rešetke, tako da će mjerodavni razmak između katode i rešetke biti umanjen, a efektivni potencijal za iznos potencijalnog minimuma uvećan. Posljedica toga je povećanje anodne struje kod određenih napona na elektrodama, u odnosu na struju koja se dobiva kad se početne brzine zanemare. Ti efekti su bili opširno razmatrani kod diode. Osim toga, zbog statističke prirode raspodjele početnih brzina će elektroni s većim početnim brzinama moći svladati i veći retardirajući potencijal, pa će pad anodne struje prema nuli biti postepen. Posljedica toga je da zaporni prednapon triode nije oštro definiran. Efekti početnih brzina su značajni samo kod vrlo malih anodnih struja u blizini nožišta karakteristike. Određenu ulogu na položaj karakteristike imaju i kontakti potencijali između elektroda, koji nisu uzeti u obzir pri izvodu jednadžbe za struju prostornog naboja. Od kontaktnih potencijala značajniju ulogu ima kontaktni potencijal između katode i rešetke, jer je potencijalna razlika između tih elektroda obično mala.

Do većih odstupanja karakteristika realne triode od idealne dolazi zbog nužnih netočnosti u konstrukciji. Nemoguće je izvesti triodu kod koje su razmaci između elektroda konstantni i kod kojih je korak žica rešetke konstantan. Uz takve realne prilike očito je da ni jakost polja pred katodom nije više svugdje konstantna, nego varira u određenim granicama od mjesta do mjesta. Osim toga, kod mnogih trioda je razmak između katode i rešetke vrlo malen, čak manji i od koraka rešetke. Uslijed toga je polje pred katodom nehomogeno, faktor pojačanja promjenljiv, a vođenje struje u širokom intervalu negativnih prednapona rešetke ograničeno na pojedine dijelove katode. Posebno jaku promjenu faktora pojačanja imaju neke triode kod kojih je iz određenih razloga rešetka motana s *promjenljivim* korakom.

Na slici 6.16 prikazane su anodne i prijenosne karakteristike neke tipične realne triode. Iz karakteristika je vidljivo da horizontalni razmaci između susjednih karakteristika nisu međusobno konstantni, što znači da ni faktor pojačanja u polju

karakteristika nije konstantan. U anodnim karakteristikama horizontalni razmak opada, što znači da se faktor pojačanja smanjuje idući od većih anodnih struja prema manjim duž pravca konstantnih anodnih napona.

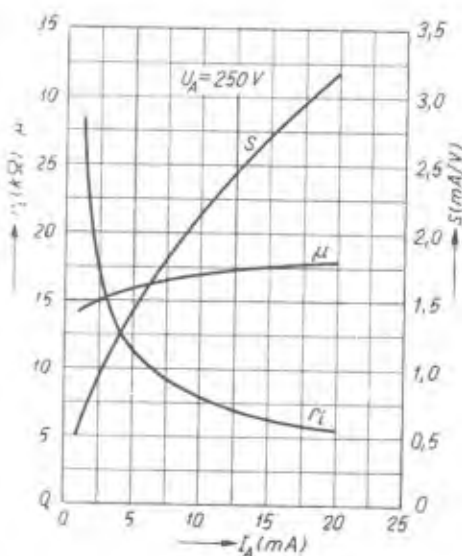


Sl. 6.16. Anodne i prijenosne karakteristike realne triode.

Objašnjenje činjenice da faktor pojačanja opada sa smanjenjem anodne struje, koje je izazvano povećanjem negativnog prednapona rešetke uz konstantni anodni napon, slijedi direktno iz zaključaka do kojih se je došlo promatranjem paralelnog rada trioda. Struja kroz realnu triodu može se pojmovno shvatiti kao suma struja niza paralelno spojenih idealnih trioda, koje imaju konstantne, ali u određenim granicama međusobno različite faktore pojačanja. Povećanjem iznosa negativnog prednapona »ispadaju« iz procesa vodenja struje postepeno one zamišljene idealne triode, odnosno oni dijelovi katode pred kojima je faktor pojačanja veći, tako da pri vrlo malim strujama struju vode samo mali otoci na katodi duž kojih je faktor pojačanja najmanji.

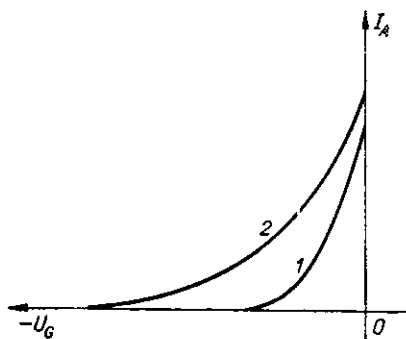
U istoj slici ucrтана je i krivulja dozvoljene snage koja se na anodi smije razviti, a da cijev sigurno radi. To je tzv. *hiperbola anodnih gubitaka* $P_A = U_A \cdot I_A$, koja omeđuje dozvoljeno područje karakteristike.

Strmina, unutarnji otpor i faktor pojačanja promatrane triode u ovisnosti o anodnoj struji prikazani su na sl. 6.17.



Sl. 6.17. S , r_i i μ kao funkcije anodne struje.

Kao što se vidi, faktor pojačanja je razmjerno konstantan i opada značajnije tek kod manjih anodnih struja. Zbog toga i ponašanje strmine i unutarnjeg otpora ne odstupa značajnije od teorijskih relacija.



Sl. 6.18. I_A - U_G karakteristike triode s oštrim i blagim prekidom anodne struje.

Postoje triode kod kojih je promjena faktora pojačanja u čitavom korisnom području karakteristika znatno manja (oko 5%), kao i triode, kod kojih je promjena faktora pojačanja vrlo izrazita. Ove posljednje imaju I_A - U_G karakteristike koje su približno *eksponencijalne*, pa i promjena strmine tih cijevi s anodnom strujom ima približno takav karakter. Triode s takvim karakteristikama nazivaju se triode s *promjenljivim faktorom pojačanja*, često također *eksponencijalne* triode ili triode s blagim prekidom anodne struje. Triode s izrazito blagim prekidom anodne struje sreću se razmjerno rijetko, mnogo češće su u upotrebi pentode s takvim oblikom karakteristike.

Veći dio trioda ima razmjerno konstantan faktor pojačanja, pa im je i zaporni prednapon isto tako prilično oštro definiran. Jedna I_A - U_G karakteristika triode s oštrim prekidom (1) i s blagim prekidom (2) prikazane su na sl. 6.18.

6.10. Struja negativno polarizirane rešetke

Kod realne triode unatoč tome što je potencijal rešetke negativan postoji određena, iako redovito vrlo mala struja rešetke. Faktori koji joj doprinose leže dijelom u prirodi termionske emisije, a dijelom su izazvani konstrukcionim nesavršenostima triode. Općenito se nastoji da struja negativne rešetke bude što manja. Ona se sastoji od nekoliko komponenata koje će biti ukratko analizirane.

Struja početka protjecanja. Kao što je kod diode objašnjeno, uslijed početnih brzina elektrona teče i kod negativnih anodnih napona mala anodna struja. To je struja početka protjecanja. Isto tako i kod triode vrlo mali dio elektrona koji ima dovoljno velike početne brzine i u pravcu rešetke orijentirane trajektorije moći će stići na rešetku. Analitička ovisnost te struje rešetke o njenom naponu dana je relacijom, analognom relaciji (5.5) kod diode, koja glasi:

$$I_G = m \cdot I_s e^{\frac{U_{GR}}{U_T}}; \quad (U_{GR} < 0). \quad (6.54)$$

Struja I_s je struja zasićenja katode, U_T je temperaturni napon, a U_{GR} je retardirajući napon rešetke, koji je jednak sumi vanjskog napona rešetke i kontaktnog potencijala između rešetke i katode. Zbog toga što struja početka protjecanja rešetke s povećanjem negativnog iznosa napona rešetke brzo teži k zanemarivo malim

vrijednostima, kontaktni potencijal igra važnu ulogu. Bezdimenzionalni faktor $m \ll 1$ ovisi o konstrukcionim svojstvima triode i bit će to veći što je rešetka masivnija, odnosno što je omjer zakriljenja veći. Ta komponenta struje rešetke označena je u I_G-U_G karakteristikama krivuljom 1 na sl. 6.19. Struja početka protjecanja rešetke je svojim polaritetom *pozitivna*. Ona za većinu upotreba postaje beznačajno malena kad je retardirajući napon rešetke oko 1,5–2 V.

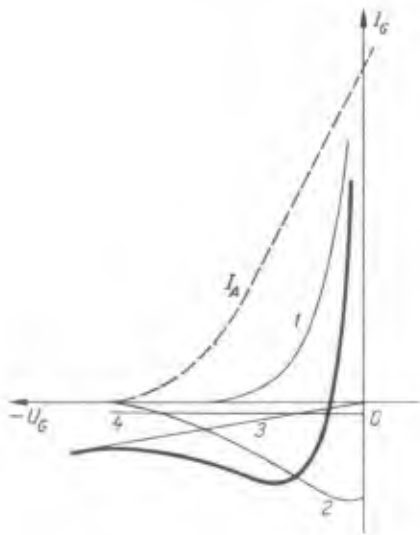
Ostale komponente struje rešetke izazvane su konstrukcionim nesavršenostima triode. One su svojim polaritetom *negativne* i među njima su najvažnije:

vakuumska struja — izazvana ostacima plina;

izolaciona struja — izazvana konačnim otporom između rešetke i katode, odnosno između rešetke i anode;

termionska emisija rešetke — izazvana emisijom ugrijane rešetke.

Vakuumska struja. Ona nastaje *ionizacijom* preostalog plina u cijevi. Do ionizacije dolazi zato što elektroni, koji idu prema anodi, u sudaru s atomima preostalog plina stvaraju ione i elektrone. Ioni kao pozitivne čestice idu prema rešetki, koja je najnegativnija elektroda. Da bi do ionizacije došlo mora energija elektrona biti veća od energije ionizacije atoma plina, a ta je općenito reda desetak elektronvolti. Što je anodni napon veći, ionizacija će biti efikasnija. S obzirom na to što su uzročnici ionizacije elektroni, vakuumska struja će biti to veća što je anodna struja veća, a naravno i što je pritisak preostalih plinova veći. U intervalu pritisaka tipičnih za vakuumske elektronske cijevi (10^{-6} – 10^{-7} mmHg) između anodne struje i vakuumske komponente struje rešetke prikazane krivuljom 2 postoji direktna proporcionalnost, tako da je vakuumska komponenta struje rešetke drastično umanjena i obrnuta slika anodne struje, koja je također unesena u sl. 6.19. Proporcionalnost između tih struja ne postoji u blizini prednapona rešetke jednakog nuli, jer tada dio iona stiže i na katodu.



Sl. 6.19. Struja negativno polarizirane rešetke.

Izolaciona struja. Ta struja nastaje zbog nesavršene izolacije između katode i rešetke, odnosno između anode i rešetke. Držači i dovodi za elektrode prolaze kroz izolacione materijale unutar cijevi, kroz staklo i podnožje cijevi. Specifični otpori tih materijala su vrlo veliki, ali opadaju s porastom temperature, tako da je izolaciona struja triode u pogonu veća nego kad je cijev hladna. Ta struja raste približno linearno s porastom napona između rešetke i katode, odnosno rešetke i anode. Krivulja 3 na sl. 6.19 prikazuje slučaj kada je ta struja izazvana konačnim otporom između rešetke i katode.

Termionska emisija rešetke. Rešetka triode nalazi se u blizini katode i zahvaća jedan dio topline koju katoda isijava u okolinu, tako da se njena temperatura može podići i do 350 °C. Kod oksidnih katoda dolazi u pogonu do isparavanja barija i on se djelomično taloži na metalnoj rešetki smanjujući na taj način njen rad izlaza. Zbog toga, unatoč razmjerno niskoj temperaturi rešetke, njena termionska emisija nije zanemariva. Ta komponenta struje rešetke prikazana je krivuljom 4.

Sumarni učinak sviju komponenata daje *ukupnu* struju negativne rešetke, koja je na sl. 6.19 izvučena punom podebljanom krivuljom. Ukupna struja rešetke je, osim u blizini nultog prednapona, obično manja od 10^{-7} A. Kao to se iz slike vidi, kod nekog određenog rešetkinog napona je ukupna struja rešetke jednaka nuli. Taj potencijal bi poprimila rešetka kada bi se ostavila slobodnom, tj. kad ne bi bila uključena u krug s katodom, jer je pod tim uvjetima nužno ukupna struja rešetke $I_g = 0$. Zato se taj potencijal naziva *potencijal slobodne rešetke*.

Kao što će kod primjena triode biti detaljnije objašnjeno, struja negativne rešetke ograničuje maksimalnu vrijednost odvodnog otpornika koji se može staviti u krug rešetka-katoda. Ako je npr. rešetkina struja 10^{-7} A, a između rešetke i katode uključen otpornik od 1 MΩ, onda će uslijed prolaska struje rešetke kroz taj otpornik nastati na njemu pad napona od 0,1 V. Promjene struje rešetke izazivaju prema tome pomicanje radne tačke.

Struja negativne rešetke također ograničuje upotrebljivost triode za pojačanje vrlo malih istosmjernih struja. Treba uzeti u obzir da je ta struja podvrgnuta jakim statističkim fluktuacijama, pa struje koje treba pojačati ne smiju u pravilu biti manje od srednje vrijednosti struje rešetke. Nekada se traži mogućnost pojačavanja i ekstremno malih struja npr. reda 10^{-12} A. To traži da se struja rešetke umanjí na iznos koji je još manji od toga.

U tu svrhu se grade specijalne, tzv. elektrometerske triode. Kod njih se je uspjelo smanjiti struju rešetke na iznos reda 10^{-14} A: pažljivim evakuiranjem, radom kod malih anodnih napona, izborom materijala za elektrode, pogodnim razmještajem elektroda i njihovih dovoda, radom katode na temperaturama nižim od minimalnih te upotrebom specijalnih stakala.

6.11.

Trioda s pozitivnom rešetkom

Kad je rešetka *pozitivna* u triodi uz anodnu struju teče i *struja rešetke*, koja može poprimiti i znatne iznose. Dok se ukupnu struju triode može odrediti pomoću efektivnog potencijala, za određivanje pojedinačnih vrijednosti anodne i rešetkine struje potrebno je poznavanje konfiguracije potencijala u triodi, jer putanje elektrona nisu pravci, već krivulje određene tom konfiguracijom.

Općenito su zakoni koji određuju raspodjelu ukupne struje na rešetkinu i anodnu struju vrlo komplicirani i egzaktno nerješivi. Veliku pomoć pri određivanju raspodjele struje pružaju metode elektronske optike. Sustav katoda-rešetka-anoda predstavlja u biti jednu elektronsko-optičku leću, i to tzv. leću s otvorom, koja može biti sabirna ili rastresna, ovisno o omjeru potencijala anode i rešetke. Kada je gra-

dijent potencijala u homogenom dijelu polja pred anodom veći od gradijenta potencijala pred katodom, djelovanje leće će biti sabirno; u protivnom slučaju djelovanje će biti rastresno. (Vidi članak 1.5.)

Na slici 6.20 prikazana je konfiguracija potencijala i trajektorije elektrona kada je $U_A \ll U_G$, tj. slučaj jakog rastresnog djelovanja leće. Elektroni koji prolaze kroz sredinu otvora između žica rešetke (os leće) stižu na anodu neotklonjeni, dok su svi ostali defokusirani. Posljedice toga su slijedeće:

1. Broj elektrona koji direktno zahvaća rešetka prema ukupnom broju emitiranih elektrona veći je od omjera $2r_g/a$; znači da rešetka zahvaća više elektrona nego što odgovara njenoj geometrijskoj sjeni. Doprinos tih elektrona struji rešetke označen je na slici kao šrafirana zona.

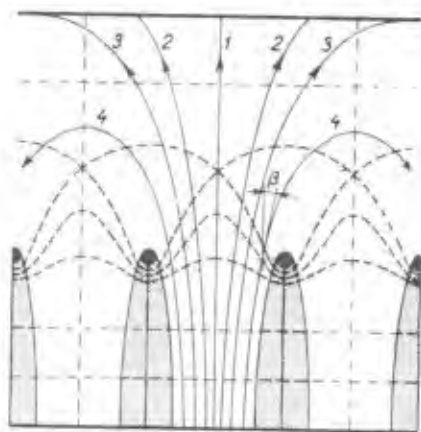
2. Zbog toga što je djelovanje leće izrazito rastresno elektroni koji nisu direktno zahvaćeni od rešetke bivaju djelomično u prostoru između rešetke i anode reflektirani, jer njihova normalna komponenta brzine nije dovoljno velika da svlada retardirajući potencijal u prostoru između rešetke i anode. (Trajektorija 4). Kut otklona elektrona je to veći što je elektron udaljeniji od osi leće, a najveći je za one elektrone koji baš tangiraju rešetku. (Sa β je označen kut otklona elektrona u ravni rešetke.) Krivulja 2 prikazuje trajektoriju slabo otklonjenog elektrona koji stiže na anodu, dok krivulja 3 prikazuje elektron koji baš tangira anodu. Svi elektroni koji su emitirani iz katode na mjestima udaljenijim od osi od elektrona na krivulji 3 bit će pred anodom reflektirani i privučeni od rešetke.

To područje karakterizirano i povećanim direktnim zahvatom rešetke i refleksijom elektrona zove se područje *reflektiranih* elektrona ili područje *Bellowa*, prema istraživaču koji je pronašao slijedeću relaciju koja vrijedi za odnos anodne struje prema ukupnoj struji:

$$\frac{I_A}{I_K} = C_1 \sqrt{\frac{U_A}{U_G}} \quad (6.55)$$

Konstanta C_1 ovisi o geometriji triode. Zakon Bellowa vrijedi tako dugo dok anodni napon ne poraste na onaj iznos da i najjače otklonjeni elektroni, a to su oni koji prolaze uz samu žicu rešetke, baš tangiraju anodu. Ukoliko je kut otklona što ga tvore ti elektroni s osi leće u ravni rešetke β_M , tada će gornja granica anodnog napona unutar važnosti područja Bellowa, prema zakonu totalne refleksije, biti dana izrazom:

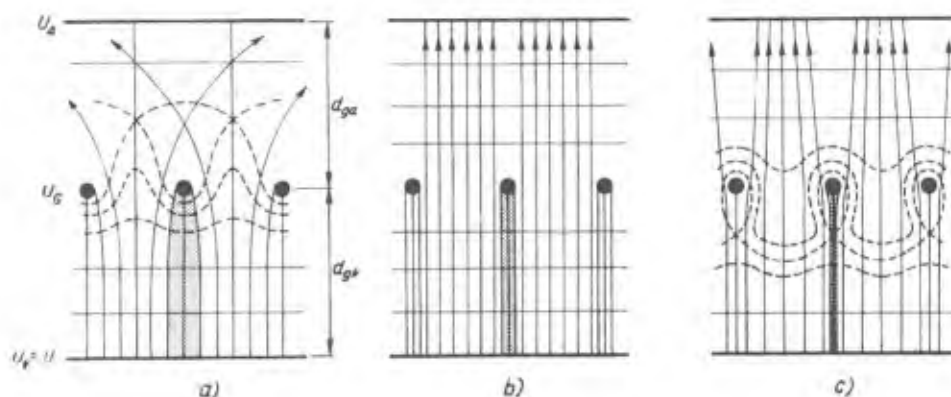
$$U_A = U_G \sin^2 \beta_M. \quad (6.56)$$



Sl. 6.20. Prikaz trajektorija elektrona i konfiguracija potencijala kad je $U_A \ll U_G$ (Područje Bellowa).

Gornja granica područja Bellowa leži kod omjera U_A/U_G između 0,2-0,4 ovisno o konstrukciji triode. Formula Bellowa pokazuje da je omjer struja ovisan samo o omjeru napona na elektrodama, a neovisan o apsolutnim iznosima napona. To je razumljivo zbog toga što oblik trajektorije elektrona ovisi samo o konfiguraciji potencijala. Jednadžba (6.56) pretpostavlja: a) da učinci prostornog naboja u području rešetka-katoda nisu jaki; b) da nema učinaka sekundarne emisije. Kod prijemnih trioda su pogonski uvjeti skoro uvijek takvi da pojave sekundarne emisije ne dolaze do izražaja.

Nakon što anodni napon prijeđe granicu određenu relacijom (6.56), reflektiranih elektrona više nema i promjena odnosa anodne struje prema struji rešetke može biti izazvana samo promjenom omjera elektrona koje rešetka direktno zahvaća prema ukupno emitiranim elektronima. To područje naziva se područje *Tanka* ili područje *prolazećih* elektrona.



Sl. 6.21. Konfiguracije potencijala u triodi unutar Tankovog područja.

U Tankovom području mogu postojati tri tipa konfiguracije potencijala, koji su prikazani na slici 6.21 a, b i c.

a) Rešetkin potencijal je veći od *prirodnog* potencijala rešetke. Djelovanje leće je *rastravno*, a struja rešetke je veća nego što odgovara njenoj geometrijskoj sjeni. Dio struje koji otpada na rešetku prikazan je šrafiranom zonom na slici a.

b) Rešetkin potencijal je jednak prirodnom potencijalu rešetke i prema tome iznosi:

$$U_{GP} = U_A \cdot \frac{d_{gk}}{d_{ak}} \quad (6.57)$$

Djelovanje leće je iščezlo, a trajektorije elektrona su pravci. Odnos anodne struje prema struji rešetke odgovara rešetkinjoj sjeni:

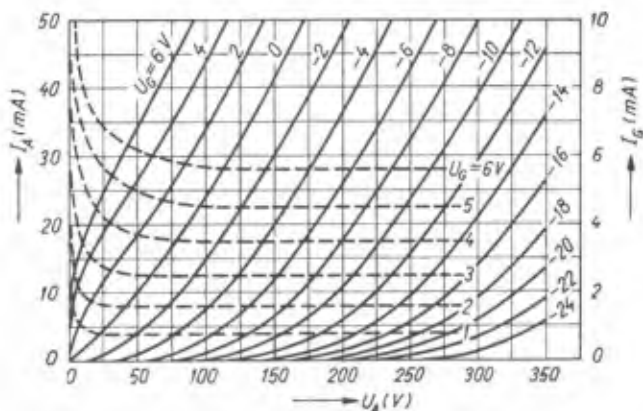
$$\frac{I_A}{I_G} = \frac{a - 2r_g}{2r_g} \quad (6.58)$$

c) Rešetkin potencijal je manji od prirodnog potencijala rešetke. Djelovanje leće je *sabirno* i rešetkina struja je manja od iznosa koji odgovara njenoj sjeni.

Tank je empiričkim putem pokazao da između anodne i rešetkine struje postoji slijedeći omjer:

$$\frac{I_A}{I_G} = C_2 \sqrt{\frac{U_A}{U_G}}, \quad (6.59)$$

gdje je C_2 konstanta ovisna o geometriji triode i može se izračunati pomoću jednadžbi (6.57) i (6.58).



Sl. 6.22. Karakteristike anodne i rešetkine struje triode u ovisnosti o anodnom naponu.

Na slici 6.22 prikazane su anodne karakteristike jedne triode uz pozitivnu i negativnu rešetku. U istom dijagramu unesene su crtkano i karakteristike koje daju ovisnost rešetkine struje o anodnom naponu uz napon rešetke kao parametar. Za prikazanu triodu je interval pozitivnih rešetkinih napona vrlo uzak, tako da osim kod minimalnih anodnih napona trioda radi u Tankovom području. Općenito je kod trioda područje Bellowa od sekundarnog značenja.

Da bi se kvalitativno analizirao oblik I_A - U_A karakteristike u Tankovom području, treba se prisjetiti da je ukupna struja realne triode određena približno efektivnim potencijalom u ravnini prve rešetke:

$$I_K = K' \left(U_G + \frac{U_A}{\mu'} \right)^{3/2}. \quad (6.60)$$

Anodnu struju dobiva se iz uvjeta $I_A + I_G = I_K$ i Tankove jednadžbe:

$$I_A = \frac{K' \left(U_G + \frac{U_A}{\mu'} \right)^{3/2}}{1 + \frac{1}{C_2} \sqrt{\frac{U_G}{U_A}}}. \quad (6.61)$$

Faktor pojačanja u odnosu na konstantnu ukupnu struju μ' definiran je jednadžbom:

$$\mu' = - \left(\frac{du_A}{du_G} \right)_{I_K} \quad (6.62)$$

Dok je rešetka negativna, faktor pojačanja u odnosu na konstantnu anodnu struju je, zbog nepostojanja struje rešetke, jednak μ' i oba su približno jednaka elektrostatskom faktoru pojačanja. Uz pozitivnu rešetku dio ukupne struje odlazi na rešetku i zbog toga će biti $\mu' \neq \mu$. Iz karakteristika se vidi da je horizontalni razmak između karakteristika manji kad je rešetka pozitivna, što znači da je faktor pojačanja $\mu < \mu'$. Kod pozitivne rešetke μ ovisi o radnoj točki čak i uz pretpostavku da je trioda idealna. O utjecaju raspodjele struje na parametre elektronskih cijevi bit će više govora kod pentode, jer su tamo ti efekti značajniji.

6.12. Rad trioda na visokim frekvencijama

Radom na sve višim frekvencijama opaža se da elektronske cijevi postepeno gube na efikasnosti. Izlazna snaga postepeno pada, a potrebna ulazna snaga raste kako frekvencija raste. To se odnosi na sve elektronske cijevi, pa tako i na triodu.

U članku 6.1 rečeno je da trioda s negativnom rešetkom praktički bez potroška snage upravlja s anodnom strujom, odnosno sa snagom koja se razvija u anodnom krugu. Porastom frekvencije ta tvrdnja postaje sve manje točna. Podrobnije razumijevanje tih pojava iziskuje i stanovito poznavanje sklopova s elektronskim cijevima. Tako npr., ukoliko trioda treba da služi kao naponsko pojačalo visokih frekvencija, veliku smetnju predstavlja *kapacitivnost između anode i rešetke*, koja je razmjerno velika (nekoliko pF). Ta kapacitivnost predstavlja vezu između anodnog i rešetkinog kruga, što ovisno o karakteru impedancije u anodnom krugu dovodi do povećanja ulazne kapacitivnosti cijevi, do potroška snage u rešetkinom krugu ili, što je najgore, do nestabilnosti rada (oscilacija), i to — u pravilu na to nižim frekvencijama — što je pojačanje veće. Kao što će u slijedećem poglavlju biti objašnjeno, velika kapacitivnost C_{ga} je glavni razlog zbog kojega se kao pojačala visokih frekvencija upotrebljavaju uglavnom pentode.

Efekt kapacitivnosti C_{ga} kod trioda nije neki tipični efekt vrlo visokih frekvencija, nego je posljedica povratne veze, a pod danim okolnostima dolazi do izražaja već na frekvencijama od nekoliko stotina kHz. Ako trioda daje malo pojačanje, uz neutralizaciju efekta C_{ga} , moguće je triode koristiti kao pojačala do nekoliko desetaka MHz. Kod pentoda neutralizacija nije potrebna zbog vrlo malog C_{ga} ni kod relativno velikih pojačanja tipičnih za pentode.

Iz toga bi se mogao izvući zaključak da se triode ne koriste za rad na vrlo visokim frekvencijama. Naprotiv, od svih prijemnih elektronskih cijevi triode mogu raditi na najvišim frekvencijama. Triode posebnih konstrukcija u spoju zajedničke rešetke mogu raditi i do frekvencija od nekoliko hiljada MHz.

Najuobičajeniji osnovni spoj triode, a i ostalih elektronskih cijevi, je spoj u kome je katoda zajednička elektroda izlaznog i ulaznog kruga. Ulazni krug je rešetka-katoda, a izlazni krug anoda-katoda. Taj spoj naziva se spoj sa *zajedničkom*

katodom. Drugi mogući osnovni spoj elektronskih cijevi je spoj sa *zajedničkom rešetkom*. Kod tog spoja uobičajenog za rad na vrlo visokim frekvencijama je rešetka zajednička elektroda ulaznog kruga: katoda-rešetka i izlaznog kruga: anoda-rešetka.

Lako je uvidjeti da je u spoju zajedničke rešetke veza između izlaznog i ulaznog kruga ostvarena pomoću kapacitivnosti anoda-katoda C_{ak} . Kapacitivnost C_{ab} je bitno manja od kapacitivnosti C_{ga} zbog toga što su katoda i anoda odijeljene rešetkom koja ih u velikoj mjeri zakriviluje. Tipične vrijednosti kapacitivnosti C_{ak} su nekoliko stotinki pF, a kod cijevi posebnih konstrukcija i ispod 10^{-3} pF.

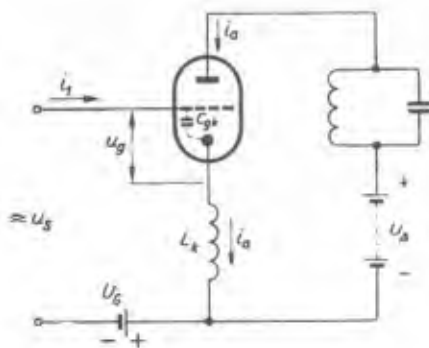
Uz direktne međuelektrodne kapacitivnosti na gornju frekvencijsku granicu djeluju kapacitivnosti dovoda s elektrodama, kapacitivnosti vodova koji spajaju cijevi s ostalim elementima u vanjskom električkom krugu, kapacitivnosti vanjskog električkog kruga, kao i drugi faktori. Razmatranja koja slijede odnose se u najvećoj mjeri na ograničenja koja pružaju same elektronske cijevi u radu na vrlo visokim frekvencijama.

Razlozi koji dovode do postepenog smanjivanja efikasnosti triode kao pojačala ili oscilatora na vrlo visokim frekvencijama su različiti i mogu se svrstati u tri grupe:

1. ograničenja uslijed reaktancija cijevi,
2. ograničenja uslijed gubitaka u cijevi,
3. ograničenja uslijed vremena proleta elektrona.

Utjecaj reaktancija cijevi. Uz međuelektrodne kapacitivnosti u elektronskim cijevima postoje također i induktivnosti. Induktivnosti uglavnom potječu od dovoda elektroda. U zajednici s međuelektrodnim kapacitivnostima induktivnosti mogu dovesti i do pojave rezonancije. Iako do pojava rezonancije u radu obično ne dolazi, učinci kapacitivnih i induktivnih reaktancija dovode redovito do potroška snage u rešetkinom krugu, i to tim većeg što je frekvencija viša. Ta pojava će biti ilustrirana efektom zajedničkog djelovanja induktivnosti dovoda katode i kapacitivnosti rešetka-katoda.

Razmatranje tog efekta, ilustriranog na slici 6.23, bazirano je na radu triode u režimu malih signala, a simboli označuju fazore napona i struja.



Sl. 6.23. Ilustracija efekta djelovanja L_k i C_{ga} .

Zbog postojanja induktivnosti L_k , napon koji postoji između rešetke i katode u_g različit je od napona signala visoke frekvencije u_s , pa vrijedi relacija:

$$u_g = u_s + j\omega L_k i_a. \quad (6.63)$$

Anodna struja i_a je međutim približno jednaka produktu strmine i napona rešetke, zbog toga što je impedancija u anodnom krugu na vrlo visokim frekvencijama obično mala.

Vrijedi, dakle:

$$i_a = S u_g. \quad (6.64)$$

Napon rešetke je međutim jednak:

$$u_g = \frac{i_1}{j \omega C_{gk}}. \quad (6.65)$$

Iz prethodnih jednadžbi slijedi:

$$u_g = \frac{i_1 (1 + j \cdot \omega \cdot L_k \cdot S)}{j \omega C_{gk}}. \quad (6.66)$$

Pod svim prilikama je $\omega \cdot L_k \cdot S \ll 1$, pa se za ulaznu admitanciju triode $y_{ut} = i_1/u_g$ može pisati:

$$y_{ut} = j \cdot \omega \cdot C_{gk} (1 - j \omega L_k \cdot S). \quad (6.67)$$

Jednadžba (6.67) pokazuje da se ulazna admitancija triode sastoji od dva člana, prvi je kapacitivna susceptancija ωC_{gk} , a drugi je radna vodljivost:

$$g_{ut} = \omega^2 L_k C_{gk} S. \quad (6.68)$$

Ulaznu radnu vodljivost treba, na osnovu jednadžbe (6.67), shvatiti kao paralelnu kapacitivnosti C_{gk} .

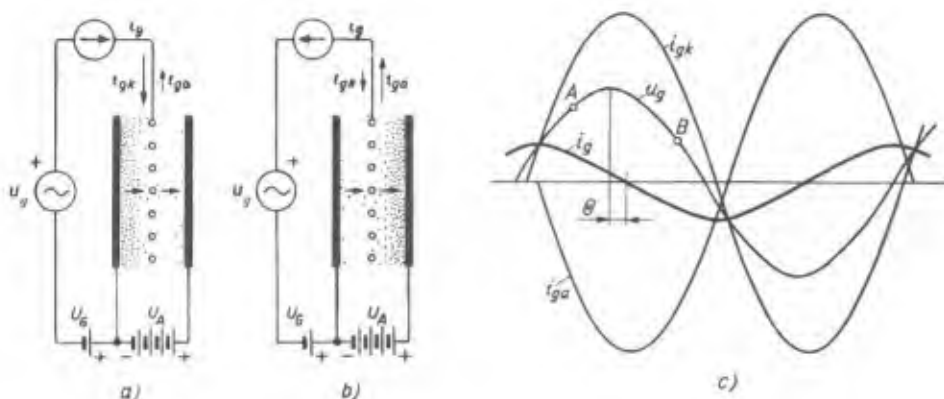
Zbog postojanja realne vodljivosti izvor napajanja troši snagu. Ulazna realna vodljivost raste s kvadratom frekvencije. Da bi ulazna vodljivost bila što manja, povoljno je da L_k i C_{gk} budu što manji. Induktivnost dovoda bit će to manja što je dovod kraći i što je njegov promjer veći.

Što se tiče kapacitivnosti cijevi, direktne međuelektrodne kapacitivnosti mogu se smanjivati samo do neke određene granice, smanjenjem površine elektroda, ali se tim smanjuje i snaga koju cijev može dati. Kapacitivnosti dovoda mogu se smanjiti njihovim skraćivanjem i pogodnim razmještajem. Najkritičnija kapacitivnost C_{gk} umanjuje se udaljavanjem izvoda rešetke i katode, tako da kod nekih specijalnih trioda dovodi rešetke i katode ne idu kroz podnožje cijevi, već na pogodnim mjestima kroz posudu.

Ograničenja uslijed gubitaka u cijevi. U tu grupu gubitaka snage spadaju u prvom redu *dielektrički* gubici (u staklu i ostalim izolacionim materijalima). Ti gubici rastu proporcionalno s frekvencijom.

Osim toga postoje gubici uslijed otpora dovoda i samih elektroda. Poznato je da na vrlo visokim frekvencijama struja teče samo uz površinu vodiča (*skin-efekt*) i da otpor raste proporcionalno sa $f^{1/2}$. Sami gubici kod nekog određenog otpora rastu proporcionalno sa f^2 , a uzevši u obzir porast otpora s frekvencijom, znači da ti gubici rastu proporcionalno sa $f^{5/2}$. Slično kao i kod efekta induktivnosti mogu se otporni gubici predstaviti jednom dodatnom radnom vodljivosti koja je paralelna sa g_{ut} .

Efekti vremena proleta elektrona. Ti efekti su već bili analizirani za diodu. Pokazalo se je da je posljedica konačnog vremena proleta elektrona ta da su realni i imaginarni dio unutarnje impedancije diode frekvencijski ovisni. (Vidi sliku 5.20.) Kod triode zbog konačnog vremena proleta elektrona dolazi do faznog pomaka između anodne struje i napona rešetke, što znači da strmina postaje kompleksna. Isto tako anodna struja nije više u protufazi s anodnim naponom, što dovodi do smanjenja izlazne snage. Osim toga, iako je rešetka negativna, kroz nju teče inducirana struja. Kao što će se pokazati, učinci inducirane struje dovode također do opterećenja izvora izmjeničnog napona rešetke, koje raste s porastom frekvencije, tako da pojačivačko djelovanje triode sve više slabi.



Sl. 6.24. Ilustracija nastajanja inducirane struje rešetke.

Nastajanje *inducirane struje rešetke* može se kvalitativno objasniti pomoću slike 6.24. U krugu rešetke nalazi se izvor napona u_g vrlo visoke frekvencije f . Trioda je statički polarizirana tako da je rešetka uvijek negativna. Slika *a* prikazuje čas kad je izmjenični napon rešetke u_g pozitivan i raste prema maksimumu, slika *b* kada je taj napon pozitivan i pada od maksimuma, dok je na slici *c* prikazan postupak određivanja inducirane struje rešetke i_g .

Induciranu struju rešetke i_g treba shvatiti kao sumu struje i_{gk} koju u rešetki induciraju elektroni iz prostora rešetka-katoda i struje i_{ga} koju induciraju elektroni iz prostora rešetka-anoda, tj. $i_g = i_{gk} + i_{ga}$. Treba voditi računa o tome da je struja i_g kao i njene komponente periodička, ali vrlo složenog oblika. Ovdje simboli i_{gk} , i_{ga} , i_g znače trenutne vrijednosti prvog harmonika, čija je frekvencija jednaka frekvenciji napona rešetke f . Smjerovi struja označeni na slikama *a* i *b* su konvencionalni.

Ukoliko se promatra jedan čas kad napon rešetke raste (slika *a* i točka *A* na slici *c*), u istom času se poveća i količina elektrona koji napuštaju katodu. Uslijed konačnog vremena proleta elektrona struja rešetke i_{gk} koju daju ti elektroni dok se nalaze u prostoru rešetka-katoda, zaostajat će u fazi za naponom u_g . Budući da se elektroni približuju rešetki bit će struja $i_{gk} > 0$. Da ta povećana količina elektrona stigne u prostor rešetka-anoda potreban je još jedan konačni vremenski interval. Međutim uslijed toga što se elektroni udaljuju od rešetke bit će struja $i_{ga} < 0$.

Budući da vrijeme proleta τ nije zanemarivo u odnosu na period $1/f$, struje i_{gk} i i_{ga} neće biti točno u protufazi, već će između njih postojati dodatni fazni pomak. Inducirana struja rešetke $i_g = i_{gk} + i_{ga}$ bit će rezultat tog dodatnog faznog pomaka. Ta struja će biti to veća što je fazni pomak između i_{gk} i i_{ga} veći, a on će biti to veći što je frekvencija viša i vrijeme proleta dulje. Kad rešetkin napon opada od pozitivnog maksimuma (točka B), gustoća naboja u prostoru rešetka-anoda bit će veća od gustoće naboja u prostoru rešetka-katoda, zbog konačnog vremena proleta elektrona, pa će struja i_{ga} biti iznosom veća od i_{gk} , a inducirana struja rešetke negativna. Ako je vrijeme proleta zanemarivo malo u odnosu na period izmjeničnog napona, struje i_{gk} i i_{ga} su točno u protufazi, a inducirana struja rešetke iščezava.

Amplituda prvog harmonika inducirane struje rešetke bit će nadalje proporcionalna amplitudi izmjeničnog napona rešetke i strmini triode, pa se može pisati:

$$I_g = k_1 \cdot S \cdot U_g \cdot f \cdot \tau. \quad (6.69)$$

Konstanta proporcionalnosti k_1 ovisna je o konstrukciji triode. Kao što se iz slike vidi, inducirana struja rešetke vodi u fazi pred naponom rešetke za kut $(90^\circ - \Theta)$ te prema tome ima radnu i jalovu komponentu. Iznos admitancije diode izazvane vremenom proleta je $y_i = I_g/U_g$, a radna vodljivost g_i jednaka je:

$$g_i = y_i \cos\left(\frac{\pi}{2} - \Theta\right) = y_i \sin \Theta. \quad (6.70)$$

Uzevši u obzir da je fazni kut Θ proporcionalan produktu vremena proleta i frekvencije i da je on malen (zbog čega je $\sin \Theta \approx \Theta = k_2 \cdot f \cdot \tau$), dobiva se za radnu vodljivost slijedeći izraz:

$$g_i = k S f^2 \tau^2. \quad (6.71)$$

Ta vodljivost je također paralelno vezana uz vodljivost g_{ul} . Vodljivost g_i je proporcionalna kvadratu frekvencije. Ona također raste s kvadratom vremena proleta elektrona.

Efekti vremena proleta suzbijaju se smanjenjem razmaka elektroda, naročito razmaka rešetka-katoda, jer su u tom prostoru brzine elektrona male. Uz konstrukcije poteškoće pri velikom smanjivanju razmaka, granice smanjenja su diktirane potrebnom snagom cijevi, odnosno dozvoljenom disipacijom, koja opada kad se dimenzije elektronske cijevi smanjuju. Smanjenju vremena proleta, naravno, doprinosi i povišenje napona na elektrodama.

7.

CIJEVI S VIŠE REŠETAKA

7.1.

Općenito o cijevima s više rešetaka

Tetroda, *pentoda* i *heksoda* su elektronske cijevi s dvije, tri i četiri rešetke. Razlozi upotrebe cijevi s više rešetaka leže u nekim prednostima koje te konstrukcijom složenije cijevi pružaju u odnosu na triodu. Da bi se prednosti tih cijevi razumjele, potrebno je prethodno uočiti izvjesna ograničenja koja su svojstvena triodi i koja otežavaju njenu upotrebu u nekim važnim primjenama.

1. Anodna struja triode ovisi u velikoj mjeri o anodnom naponu. Uz negativnu rešetku, što je najčešći pogonski slučaj, anodna struja može poprimiti znatnije iznose samo ako je ili faktor pojačanja malen ili anodni napon visok. Malen faktor pojačanja znači umanjeње upravljačkog djelovanja rešetke, dok je uz normalan ili velik faktor pojačanja potreban i relativno visok anodni napon da se dobije znatna anodna struja. Visok anodni napon nastoji se izbjeći kako iz konstrukcionih tako i iz pogonskih razloga. Sve navedene činjenice slijede direktno iz jednadžbi za anodnu struju triode.

2. Za neke upotrebe je unutarnji otpor triode premalen. To može doći do izražaja ukoliko trioda treba da služi kao pojačalo s paralelnim titrajnim krugom u anodnom krugu. Unutarnji otpor triode prigušuje titrajni krug, zbog čega opada selektivnost i pojačanje.

3. Naročito veliki nedostatak triode je razmjerno velika kapacitivnost između anode i rešetke. Spomenuta kapacitivnost predstavlja vezu između izlaznog (anodnog) i ulaznog (rešetkinog) kruga i dolazi to jače do izražaja što je frekvencija signala koji se pojačava viša, odnosno što je pojačanje veće. To predstavlja veliku smetnju u radu triode kao usklađenog pojačala.

Ukoliko se međutim između upravljačke rešetke i anode umetne jedna dodatna rešetka, koja se drži na konstantnom pozitivnom potencijalu, onda se time svi navedeni nedostaci u velikoj mjeri smanjuju. U prvom redu, ta dodatna rešetka umanjuje kapacitivnu vezu između anode i upravljačke rešetke, jer ih međusobno elektrostatski zakriliuje, i to tim potpunije što je gušće motana. Odatle i naziv za tu rešetku: *zakrilna rešetka*. Zbog toga je jako umanjen utjecaj anode na polje pred katodom, pa je prema tome i ovisnost ukupne struje koja izlazi iz katode o anodnom naponu neznatna. Pod normalnim pogonskim uvjetima mali utjecaj anodnog napona na ukupnu struju znači istovremeno i mali utjecaj anodnog napona na anodnu struju; drugim riječima, unutarnji otpor tetrode je vrlo velik. Ukupna struja, a pod normalnim pogonskim uvjetima i anodna struja, diktirane su

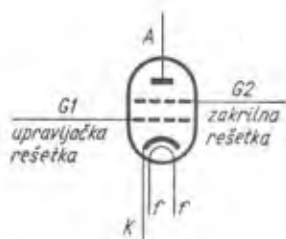
u dominantnoj mjeri naponom upravljačke rešetke i naponom zakrilne rešetke. Navedene činjenice bit će jasnije kad budu pojedinačno objašnjavane pojedine cijevi s više rešetaka.

7.2.

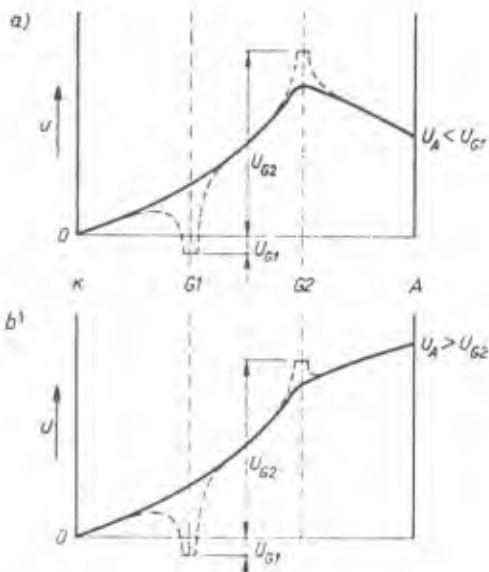
Tetroda

Tetroda je, kao što njezin naziv kaže, elektronska cijev s četiri elektrode. Funkcije katode, upravljačke rešetke i anode su iste kao kod triode. Druga (zakrilna) rešetka, koja se obično drži na konstantnom pozitivnom potencijalu (U_{G2} se obično kreće u granicama od 100 do 250 V), ima funkciju da elektrostatski što jače zakrili anodu od upravljačke rešetke. Time se postiže mala kapacitivnost između anode i prve rešetke reda 10^{-2} pF i skoro potpuna neovisnost ukupne struje o anodnom naponu.

Na slici 7.1 prikazan je simbol za tetrodu. Presjek kroz planparalelnu tetrodu i tipični profili potencijala, od kojih jedan prolazi kroz žice rešetaka (izvučen crtkano), a drugi sredinom otvora, prikazani su na slici 7.2, i to za a) $U_A < U_{G2}$ i b) $U_A > U_{G2}$.



Sl. 7.1. Simbol za tetrodu.



Sl. 7.2. Potencijalni profili tetrode.

Za ukupnu struju tetrode mjerodavan je *efektivni potencijal* u ravnini *prve* rešetke i u pogledu njegove primjenjivosti vrijede ista ograničenja kao kod triode. Efektivnom potencijalu pridonose potencijali svih elektroda, pa jednačba za ukupnu struju tetrode približno glasi:

$$I_K = I_A + I_{G2} = K \left(U_{G1} + \frac{U_{G2}}{\mu_{G2}} + \frac{U_A}{\mu'} \right)^{3/2}. \quad (7.1)$$

Struja I_{G2} je struja zakrilne rešetke, K je konstanta ovisna o geometriji tetrode, μ_{G2} i μ' su faktori pojačanja zakrilne rešetke i anode u odnosu na ukupnu struju. Oni su približno jednaki elektrostatskim faktorima pojačanja tih elektroda.

Faktor pojačanja zakrilne rešetke μ'_{G2} jednak je:

$$\mu'_{G2} = - \left(\frac{du_{G2}}{du_{G1}} \right)_{U_A, I_K} \quad (7.2)$$

Geometrija tetrode pokazuje da je μ'_{G2} približno jednak elektrostatskom faktoru pojačanja triode kojoj je anoda na mjestu zakrilne rešetke. Ta tvrdnja je točnija što je zakrilna rešetka gušće motana. Njegove vrijednosti se prema tome mogu približno dobiti pomoću triodnih formula za elektrostatski faktor pojačanja.

Faktor pojačanja

$$\mu' = - \left(\frac{du_A}{du_{G1}} \right)_{I_K, U_{G2}} \quad (7.3)$$

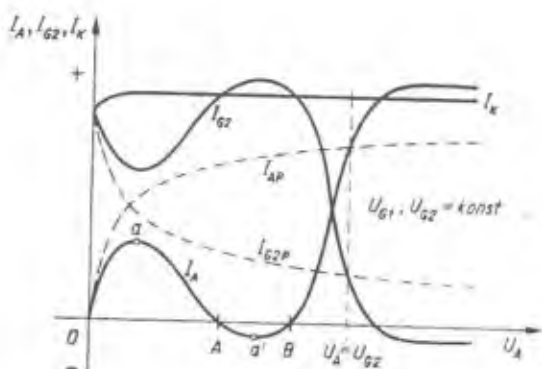
daje mjeru za utjecaj anodnog napona na ukupnu struju tetrode. On se može u prvoj aproksimaciji odrediti kao produkt faktora pojačanja zakrilne rešetke μ'_{G2} i faktora pojačanja »triode« u tetrodi kojoj je prva rešetka uzeta kao katoda, zakrilna rešetka kao upravljačka rešetka, a anoda kao anoda (μ'_{AG1}). Ako je na primjer $\mu'_{G2} = 20$ i $\mu'_{AG1} = 40$ onda je $\mu' = \mu'_{G2} \cdot \mu'_{AG1} = 800$. Za ilustraciju: od 800 silnica električkog polja koje izviru na anodi 20 dopire do prve rešetke, a od tih 20 svega jedna do katode. (Uz te za tetrodu tipične vrijednosti proizlazi da je promjena anodnog napona od 80 V što se tiče učinka na ukupnu struju tetrode ekvivalentna promjeni napona upravljačke rešetke za svega 0,1 V.) Iz toga slijedi da je utjecaj anodnog napona na ukupnu struju vrlo slab, pa se on može zanemariti. Ta tvrdnja postaje manje točna ukoliko je zakrilna rešetka rijetko motana, što je kod nekih tetroda slučaj. Naprotiv, utjecaj napona zakrilne rešetke je puno jači. Iz rečenog proizlazi ovo: zakrilna rešetka tetrode ima na ukupnu struju tetrode isti učinak kao anoda na ukupnu struju triode.

U pogledu raspodjele struje na anodu i zakrilnu rešetku vrijede kvalitativno isti zakoni kao i kod triode. Ti zakoni su kod triode izvedeni ne uzimajući u obzir sekundarnu emisiju. Kod triode s pozitivnom rešetkom se pogonski uvjeti mogu obično podesiti tako da su učinci *sekundarne* emisije zanemarivi, dok naprotiv kod tetrode sekundarna emisija ima bitan utjecaj na oblik karakteristika. Prema tome, kod tetrode zakoni raspodjele izvedeni kod triode primjenjivi su samo na *primarnu* struju anode i zakrilne rešetke. Pod primarnom strujom neke elektrode podrazumijeva se ona struja koja kroz tu elektrodu teče, a da pri tome elektroda ne predaje sekundarne elektrone drugim elektrodama niti ih od njih prima.

Na slici 7.3 prikazane su karakteristike I_K , I_A , i I_{G2} kao funkcije anodnog napona. Napon zakrilne rešetke je pozitivan i konstantan. Napon upravljačke rešetke je parametar, ali je radi preglednosti prikazana samo jedna karakteristika za svaku struju. Puno izvučene krivulje su stvarne struje, dok su primarne struje, koje se ne mogu direktno mjeriti, prikazane crtkano.

Za primarne struje anode i zakrilne rešetke (I_{AP} i I_{G2P}) vrijede približne jednadžbe Bellowa i Tanku. Kod malih anodnih napona, odnosno dok je omjer U_A/U_{G2} malen (maksimalna vrijednost omjera je 0,30 do 0,60 ovisno o konstrukciji), vrijedi približno jednadžba Bellowa i zbog toga što ukupna struja I_K praktički ne ovisi

o U_A , struja I_{AP} raste približno proporcionalno sa $\sqrt{U_A}$, dok struja I_{G2P} u istom smislu opada. Kod viših anodnih napona prelazi se u Tankovo područje i porast I_{AP} , odnosno pad I_{G2P} je sve blaži. Tipični omjeri I_{AP}/I_{G2P} kod $U_A = U_{G2}$ kreću se kod gusto motane zakrilne rešetke u granicama od 2,5 do 4.



Sl. 7.3. Karakteristike I_K , I_A i I_{G2} kao funkcije anodnog napona tetrode.

Na stvarni oblik anodnih karakteristika tetrode bitno utječe *razmjena sekundarnih elektrona* između anode i zakrilne rešetke. Razlikuju se dva područja:

1. $U_A < U_{G2}$. Napon zakrilne rešetke veći je od anodnog napona. Sekundarni elektroni emitirani iz anode prelaze na zakrilnu rešetku, dok je u obrnutom smjeru prijelaz sekundarnih elektrona nemoguć. Zbog toga će stvarna struja zakrilne rešetke biti veća od primarne struje te rešetke, a anodna struja manja od primarne anodne struje. Ukupna struja se s promjenom anodnog napona praktički ne mijenja, osim što umjereno opada kad je U_A vrlo malen, i to zbog dodatnih učinaka prostornog naboja. Veza između pojedinih struja dana je slijedećim jednadžbama:

$$I_{G2} = I_{G2P} + I_{AS} = I_{G2P} + \delta_A \cdot I_{AP}, \quad (7.4)$$

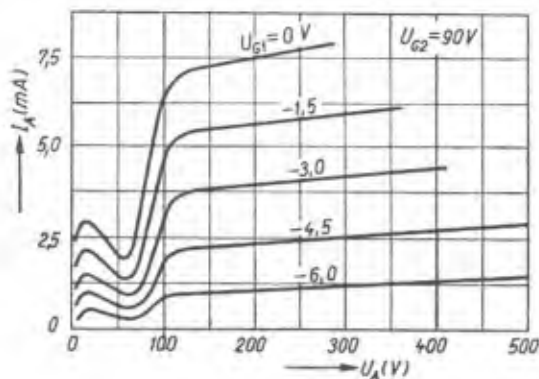
$$I_A = I_{AP} - I_{AS} = I_{AP} (1 - \delta_A), \quad (7.5)$$

$$I_K = I_{AP} + I_{G2P} = I_A + I_{G2}. \quad (7.6)$$

Dok je $U_A < (15-20) \text{ V}$, faktor sekundarne emisije anode δ_A je vrlo malen i stvarna anodna struja jednaka je primarnoj anodnoj struji. Povišenjem napona U_A rastu i δ_A i I_{AP} . U početku prevladava utjecaj porasta I_{AP} , tako da anodna struja umjereno raste, ali odstupa od primarne anodne struje. Kod viših anodnih napona prevladava porast δ_A i anodna struja pada unatoč tome što anodni napon raste. U tom području karakteristika (a do a') je unutarnji otpor tetrode *negativan*, što isključuje mogućnost upotrebe tetrode kao pojačala. Negativni otpor tetrode, tzv. *dinatrionska karakteristika*, koristio se je ranije za upotrebu tetrode kao oscilatora.

U prikazanim karakteristikama je anodna struja u intervalu napona od A do B negativna. U točki A je anodna struja jednaka nuli, što znači da je kod tog anodnog napona faktor sekundarne emisije $\delta_A = 1$ i da je kod većih anodnih napona veći od

jedan. Ponovni povrat anodne struje na vrijednost nula u točki *B* i njen kasniji porast ne treba se pripisati padu δ_A , već činjenici da se anodni napon sve više približuje vrijednosti napona zakrilne rešetke, što omogućuje i dijelu sekundarnih elektrona emitiranih sa zakrilne rešetke da stignu na anodu.



Sl. 7.4. Anodne karakteristike tetrode.

2. $U_A > U_{G2}$. Kad su oba napona približno jednaka, onda također približno vrijedi $I_A \approx I_{AP}$; $I_{G2} \approx I_{G2P}$. Daljnji porast anodnog napona omogućuje samo prijelaz sekundarnih elektrona sa zakrilne rešetke na anodu, pa vrijede slijedeće relacije:

$$I_A = I_{AP} + I_{G2S} = I_{AP} + \delta_{G2} \cdot I_{G2P}, \quad (7.7)$$

$$I_{G2} = I_{G2P} - I_{G2S} = I_{G2P} (1 - \delta_{G2}), \quad (7.8)$$

$$I_K = I_{AP} + I_{G2P} = I_A + I_{G2}. \quad (7.9)$$

Oblik karakteristika objašnjava se analogno kao i ranije.

Anodne karakteristike neke tipične tetrode uz napon upravljačke rešetke kao parametar i konstantan napon zakrilne rešetke prikazane su na slici 7.4. Za razliku od karakteristika na slici 7.3 ovdje anodna struja ne postaje negativna, što znači da je $\delta_A < 1$. To se je postiglo grafitiranjem nikaljne anode, čime se je faktor sekundarne emisije, koji je kod čistog i poliranog niklja veći od jedan, smanjio na vrijednost oko 0,5. U principu je moguće tetrodu upotrijebiti i kao pojačalo, pri čemu se mora paziti da u radu U_A nikada ne padne na vrijednost koja je manja od U_{G2} . Time se, naime, izbjegava dinatronski dio karakteristike, ali se zbog toga iskoristivost anodnih karakteristika jako suzuje.

Upotrebljivost tetrode za praktične svrhe je sasvim neznatna. Poznavanje principa rada tetrode je korisno, jer se na taj način jasno ocrtavaju zahtjevi koji moraju biti ispunjeni da bi se dobile cijevi koje zadržavaju sve prednosti koje pruža zakrilna rešetka, uz eliminaciju pojava sekundarne emisije.

Efekte sekundarne emisije mogu se ublažiti odabiranjem materijala za elektrode, naročito za anode, ako imaju mali faktor sekundarne emisije. To je opća konstrukciona mjera koja se koristi kod svih elektronskih cijevi, s kojom se međutim

dinatronska karakteristika kod tetrode ne može odstraniti. Efekti sekundarne emisije mogu se međutim praktički u potpunosti eliminirati sniženjem potencijala u prostoru između zakrilne rešetke i anode na iznos za oko 20 V negativniji od potencijala one od tih dviju elektroda koja je na nižem potencijalu. Sniženje potencijala u međuelektrodnom prostoru provodi se na dva različita načina:

1. *Učincima prostornog naboja* u međuprostoru između zakrilne rešetke i anode. Prostorni naboj snižuje potencijal u međuelektrodnom prostoru i ukoliko je dovoljno jak spriječava izmjenu sekundarnih elektrona. Taj princip se upotrebljava kod tetrode posebne konstrukcije, tzv. *mlazne tetrode*.

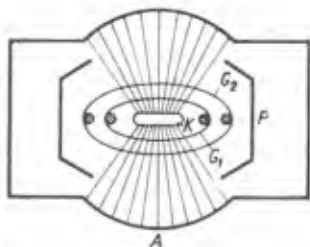
2. *Umetanjem dodatne rešetke* između zakrilne rešetke i anode. Ta rešetka se nalazi na potencijalu katode, pa je prema tome i u otvorima između žica te rešetke potencijal dovoljno nizak da spriječi izmjenu sekundarnih elektrona između zakrilne rešetke i anode. Zbog toga se ta treća rešetka naziva *kočna* rešetka, a cijev u kojoj je taj princip realiziran je *pentoda*.

7.3.

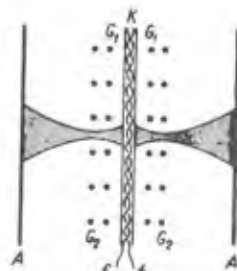
Svojstva mlazne tetrode

Mlazna tetroda je tetroda specijalne konstrukcije i izvedena je tako da su učinci sekundarne emisije praktički otklonjeni. Iz analize provedene u članku 5.4 slijedi da će s porastom gustoće struje rasti i gustoća prostornog naboja, zbog čega će potencijal u prostoru između elektroda sve više opadati i sve jače odstupati od elektrostatskog potencijala. Učinci prostornog naboja pojačavaju se osim toga i povećanjem udaljenosti između elektroda, i to zbog toga što povećanje udaljenosti povećava i vrijeme proleta elektrona između elektroda, a time i prostorni naboj.

Osnovne konstrukcijske osobine mlazne tetrode su prema tome usmjerene na dobivanje *velike gustoće struje* u prostoru između zakrilne rešetke i anode. Način na koji je to provedeno vidi se na slici 7.5 koja prikazuje presjek kroz mlaznu tetrodu okomit na njenu os i slike 7.6 koja daje presjek kroz os.



Sl. 7.5. Presjek mlazne tetrode u smjeru okomitom na os.



Sl. 7.6. Presjek mlazne tetrode kroz os s ilustracijom fokusiranja elektrona.

Katoda mlazne tetrode je ovalna i nije presvučena aktivnim oksidnim slojem duž užih stranica, jer je u tom smjeru emisija elektrona nepoželjna. Masivne profilirane ploče P, tzv. *ploče za usmjerenje elektronskog mlaza*, nalaze se na potencijalu

katode. One zbog toga odbijaju elektrone i sprečavaju da se mlaz elektrona rasprši. Na taj način postiže se jaka koncentracija elektronskog mlaza, što je shematski prikazano na slici 7.5. Iz slike 7.6 se vidi da su upravljačka i zakrilna rešetka motane istim korakom i nalaze se jedna u sjeni druge. Na istoj slici opaža se također da je razmak zakrilna rešetka-anoda znatno veći od ostalih razmaka između susjednih elektroda. Time se kao što je rečeno učinci prostornog naboja još više potenciraju.

Katoda, upravljačka i zakrilna rešetka tvore kod svih uobičajenih vrijednosti njihovih potencijala *sabirnu elektronsko-optičku leću*. Uslijed toga su elektroni koji su emitirani iz katode fokusirani prema sredini otvora između žica rešetki. Time se postiže velika usnopljenost elektronskog mlaza i u smjeru osi. Na istoj slici prikazano je shematski i fokusirajuće djelovanje leće. Daljnja posljedica te konstrukcije bazirane na principima elektronske optike je vrlo mala struja zakrilne rešetke. Tako je npr. uz $U_A = U_{G2}$ tipičan omjer I_A/I_{G2} oko 20, što je bolji omjer nego kod ostalih elektronskih cijevi. Učinci prostornog naboja mogu naravno samo onda biti izraziti ako je i gustoća struje velika, pa mlazne tetrode imaju relativno velike nominalne struje. One se zbog toga redovito koriste kao pojačala snage.

Za veličinu ukupne struje mlazne tetrode mjerodavan je *efektivni potencijal u ravnini prve rešetke*, prema tome i ovdje u prvoj aproksimaciji vrijedi jednadžba (7.1) dana za običnu tetrodu. Kod mlazne tetrode je međutim faktor pojačanja znatno manji, pa prema istoj jednadžbi utjecaj anodnog napona na ukupnu struju nije više zanemariv. Treba, naime, uzeti u obzir da je kod mlazne tetrode kao cijevi koja radi s većim strujama vrlo važan što povoljniji omjer I_A/I_{G2} . To iziskuje rijetko motanu zakrilnu rešetku, a budući da je i upravljačka rešetka motana istim korakom, faktor pojačanja je manji.

Gledano formalno, mlazna tetroda ima pet elektroda. Unatoč tome ona je funkcionalno ipak tetroda, jer su ploče za formiranje elektronskog mlaza smještene izvan aktivnog prostora kroz koji teče struja, a svrha im je samo da pojačaju učinke prostornog naboja.

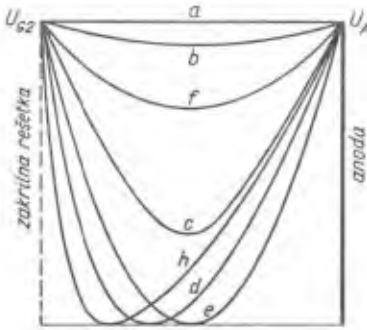
7.4. Utjecaj prostornog naboja na raspodjelu potencijala i struje mlazne tetrode

Na slici 7.7 prikazana je *raspodjela potencijala* u prostoru između zakrilne rešetke i anode mlazne tetrode, kod konstantnih i jednakih U_A i U_{G2} uz ukupnu struju kao parametar. Promjena ukupne struje postiže se uz navedene uvjete promjenom potencijala upravljačke rešetke. Jednakost napona anode i napona zakrilne rešetke predstavlja doduše specijalan slučaj, ali se zaključci do kojih će se doći mogu kvalitativno upotrijebiti i kod nejednakih napona obiju elektroda.

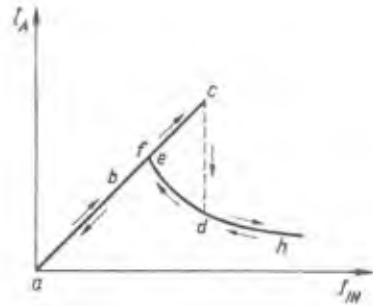
Umjesto ukupne struje pravilnije je pri analizi dijagrama na slici 7.7 upotrijebiti pojam *injektirane struje* I_{IN} . Injektiranu struju sačinjavaju svi primarni elektroni koji su prošli kroz ravninu zakrilne rešetke, bez obzira na to da li će svi stići na anodu ili će se pred anodom djelomično reflektirati i vratiti na zakrilnu rešetku. Kad nema reflektiranih elektrona, onda je $I_{G2} = I_K - I_{IN}$; $I_{IN} = I_A$. Ukoliko dođe do refleksije elektrona između zakrilne rešetke i anode, struja I_{G2} može biti puno veća od $I_K - I_{IN}$, a anodna struja puno manja od injektirane struje. Među-

sobna povezanost između I_A i I_{IN} prikazana je na slici 7.8, koju treba promatrati kao pridruženu slici 7.7.

Dok je ukupna struja jednaka nuli, raspodjela potencijala je elektrostatska, što je prikazano krivuljom *a* na slici 7.7, čemu odgovara i istoimena točka na slici 7.8. Kad struja kroz cijev poteče, dolazi uslijed prostornog naboja do provjesa potencijala i *potencijalni minimum* se iz razloga simetrije stvara na sredini udaljenosti



Sl. 7.7. Raspodjela potencijala u mlaznoj tetrodi uz $U_A = U_{G2}$ (Parametar je injektirana struja).



Sl. 7.8. Anodna struja kao funkcija injektirane struje.

između zakrilne rešetke i anode (*b*). Ukoliko je potencijalni minimum za oko 20 V ili više negativniji od napona elektroda, on sprečava razmjenu sekundarnih elektrona, dok svi primarni tj. injektirani elektroni stižu na anodu. Time se postiglo upravo ono što se je od mlazne tetrode zahtijevalo.

Pri analizi utjecaja daljnjeg porasta ukupne struje treba voditi računa o međusobnoj povezanosti između struje, brzine elektrona, prostornog naboja i potencijala. Povećanje struje povećava gustoću prostornog naboja u prostoru između zakrilne rešetke i anode, zbog čega se snizuje potencijal, što dovodi do sniženja brzine elektrona, zbog toga se opet povećava prostorni naboj itd. Uzrok i posljedica se se dakle međusobno potpomažu, tako da nije automatski osigurana stabilizacija tih vrijednosti kad injektirana struja dosegne neku određenu vrijednost. Dade se kvantitativno pokazati da kad injektirana struja toliko poraste da potencijalni minimum padne na oko $0,25 U_A$ (kod jednakih U_A i U_{G2}), cijeli proces postaje labilan (*c*). To znači da se daljnje sniženje potencijala dešava bez porasta injektirane struje. Potencijalni minimum pada na nulu i pretvara se u *virtuelnu katodu*, uz skokovit pad anodne struje. Nakon što se obrazuje virtuelna katoda, ne stižu više ni svi primarni tj. injektirani elektroni do anode, već se jedan dio njih *reflektira* na mjestu virtuelne katode i vraća na zakrilnu rešetku. Na mjestu virtuelne katode je uz $dU/dx = 0$ i $U = 0$, pa prema tome primarni elektroni koji iz katode izlaze sa zanemarivo malim brzinama (u odnosu na brzinu koju dobivaju kad prođu kroz zakrilnu rešetku) na mjestu virtuelne katode — imaju opet zanemarivo male brzine.

Do časa obrazovanja virtuelne katode bio je prijenos elektrona prema anodi kompletan, znači $I_A = I_{IN}$. Zbog toga je ovisnost $I_A = f(I_{IN})$ na slici 7.8 u tom području dana pravcem pod kutem od 45° . Nakon obrazovanja virtuelne katode

I_A skokovito pada, dakle je $I_A < I_{IN}$, pa vrijedi jednačba $I_A = p \cdot I_{IN}$, gdje je faktor $p < 1$. Virtuelna katoda na može u ovom slučaju postojati na sredini između elektroda. To slijedi iz činjenice da desno od virtuelne katode gustoću prostornog naboja određuje samo struja I_A , a lijevo od virtuelne katode ju određuje i struja I_{IN} i struja suprotnog smjera $I_{IN} - I_A$ koja se od virtuelne katode reflektira i vraća na zakrilnu rešetku; dakle apsolutnim iznosom ukupno $I_{IN}(2 - p)$. Kao što je kod diode istaknuto, za gustoću prostornog naboja mjerodavan je broj elektrona a ne smjer njihovog gibanja. Na osnovu toga se lako zaključuje iz *Child-Langmuirovog* zakona da uz nejednake prostorne naboje s obih strana virtuelne katode i iste napone na elektrodama njezin položaj nije simetričan, već je ona bliža zakrilnoj rešetki (d). Krivulja e nije dakle u smjeru povećanja prostornog naboja stabilna, već trenutno prelazi u krivulju d .

U dijagramu na slici 7.8 se skokovita promjena potencijala očituje kao skokovit pad struje od iznosa koji odgovara točki c na iznos u točki d . Svaki daljnji porast ukupne struje povećava učinke prostornog naboja lijevo od virtuelne katode i ona se zbog toga seli prema zakrilnoj rešetki (h), uz istovremeni pad anodne struje. To je isto takav efekt kao da se kod diode katoda odmiče od anode, a anodni napon ostaje konstantan.

Ukoliko se sada ukupna struja počinje *smanjivati*, tok događaja ne će biti isti kao i prije. Na slici 7.8 se rastući i padajući ciklus injektirane struje međusobno razlikuju u smjeru strelice na svakom karakterističnom odsječku grafa. Unatoč tome što I_{IN} prolazi iste vrijednosti kao i u rastućem smjeru, početni uvjeti su se izmijenili. Tako će pri smanjivanju injektirane struje od h krivulja e biti moguća i njoj će odgovarati stanje kod kojega sva injektirana struja stigne na anodu. Daljnje infinitezimalno smanjenje ukupne struje dovodi do skokovitog iščezavanja virtuelne katode (f), ali bez ikakve promjene anodne struje. Od krivulje i točke e u smjeru prema manjim I_{IN} postoji samo potencijalni minimum i prijenos struje prema anodi je *kompletan*, pa se I_A može smanjivati samo kontinuirano s padom I_{IN} (f, b, a).

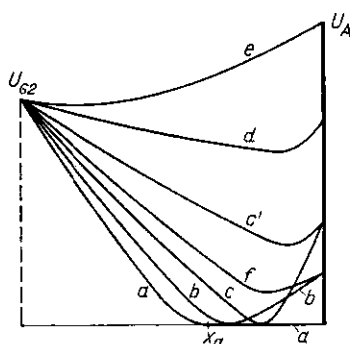
Zbog neidealne konstrukcije, zbog početnih brzina elektrona itd., dijagram na slici 7.8 neće se moći u potpunosti eksperimentalno potvrditi. Osciloskopska snimanja ovisnosti $I_A = f(I_K)$ pokazuju redovno efekt naglog smanjenja I_A nakon obrazovanja virtuelne katode, međutim histerezna petlja se ne primjećuje.

7.5. Karakteristike mlazne tetrode

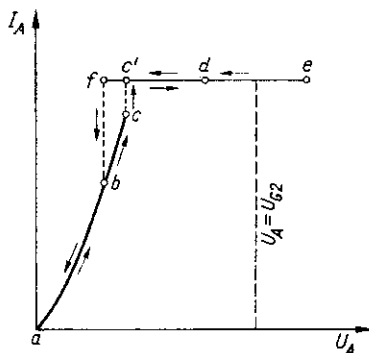
Na temelju gradiva iznesenog u prošlom članku moguće je lako shvatiti raspodjelu potencijala između zakrilne rešetke i anode kad se anodni napon mijenja, a ukupna struja ostaje konstantna. Budući da je napon zakrilne rešetke konstantan, ukupna struja ovisit će skoro isključivo o prednaponu upravljačke rešetke. Na taj način će se moći također zaključiti i na oblik *anodnih karakteristika* mlazne tetrode: $I_A = f(U_A)$ uz U_{G1} kao parametar, a U_{G2} konstantan. Raspodjela potencijala prikazana je na slici 7.9, a njoj pridružena idealizirana $I_A - U_A$ karakteristika na slici 7.10.

Ako je $U_A = 0$, raspodjela potencijala ima oblik a , *virtuelna katoda* stvara se na udaljenosti x_a ; sva injektirana struja se na mjestu virtuelne katode reflektira

i vraća na zakrilnu rešetku. Anodna struja jednaka je nuli, a položaj virtualne katode dobiva se rješenjem Langmuirove jednadžbe uz uvjet da je $I = 2 I_{IN}$; $U = U_{G2}$. Porastom U_A dio struje dospijeva na anodu zbog čega se smanjuje gustoća prostornog naboja lijevo od virtualne katode, i ona se seli prema anodi (b). Daljnji porast U_A dovodi do sve većeg porasta I_A , a virtualna katoda se seli sve bliže anodi (c). Zbog povećanih brzina elektrona i umanjenog prostornog naboja virtualna



Sl. 7.9. Raspodjela potencijala u mlaznoj tetrodi kod raznih U_A .



Sl. 7.10. Anodna karakteristika idealne mlazne tetrode.

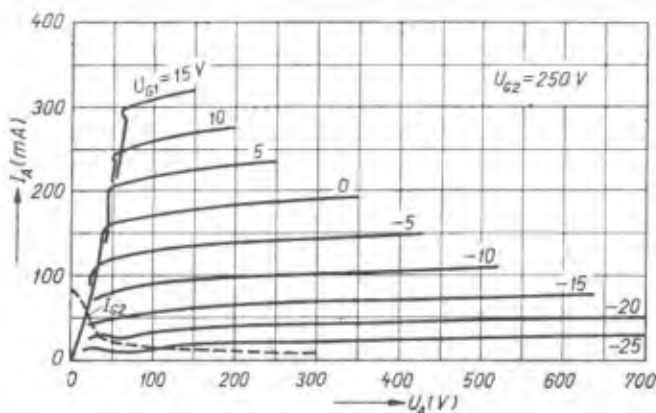
katoda se ne može više održati, raspodjela potencijala se naglo mijenja (c') uz skokovit porast I_A ($c - c'$ na slici 7.10). S obzirom na to što sada postoji samo *potencijalni minimum*, transport primarne struje prema anodi je kompletan, dok je razmjena sekundarnih elektrona ostala onemogućena. Ukoliko se anodni napon i dalje povisuje (d, e), to mijenja samo raspodjelu potencijala ali ne i anodnu struju, jer je prema pretpostavci injektirana struja konstantna.

U obrnutom smjeru postojat će samo potencijalni minimum (krivulja f na slici 7.9, odnosno točka f na slici 7.10) tako dugo dok U_A ne padne na vrijednost koju ima na krivulji b na slici 7.9. Tu će se obrazovati virtualna katoda uz skokovit pad anodne struje (b). Povratni ciklus se dakle opet razlikuje od uzlaznog, što se na anodnoj struji očituje kao histerezna petlja.

Zbog nemogućnosti ostvarenja idealne geometrije, zbog početnih brzina elektrona te zbog utjecaja anodnog napona na ukupnu struju — histerezna petlja neće se pojaviti u karakteristikama realne mlazne tetrode, čije su anodne karakteristike prikazane na slici 7.11.

Anodne karakteristike mlazne tetrode pokazuju nagao porast anodne struje kod niskih napona dok postoji virtualna katoda. Nestanak virtualne katode očituje se u karakteristikama ostrim koljenom, koje kod velikih struja ima »S« oblik umjesto histerezne petlje. Umjereni porast anodne struje desno od koljena karakteristike, tj. u području gdje postoji samo potencijalni minimum, uglavnom je rezultat utjecaja anodnog napona na ukupnu struju koja izlazi iz katode. Za razliku od tetroda, odnosno pentoda za pojačanje napona, rešetka mlazne tetrode je — kao što je već rečeno — rijetko motana, pa zbog toga faktor pojačanja nije naročito velik ($\mu = 150$ do 200). Kod malih struja, koje postoje kod jako negativnih prednapona

upravljačke rešetke, gustoća prostornog naboja nije dovoljno velika da stvori dovoljno dubok potencijalni minimum. Zbog toga nije u potpunosti spriječena razmjena sekundarnih elektrona, što se očituje u slabo izraženoj dinatronskej karakteristici.



Sl. 7.11. Anodne karakteristike mlazne tetrode.

Upadljiva osobina anodnih karakteristika mlazne tetrode je njihovo *presjecanje* kod malih anodnih napona. U tom području, kao što je rečeno, postoji virtualna katoda, pa je jasno da je uz $U_A = \text{const.}$ njen položaj to bliži zakrilnoj rešetki što je prednapon upravljačke rešetke pozitivniji. To znači da je tako dugo dok postoji virtualna katoda anodna struja to manja što je ukupna struja veća.

Na karakteristikama se opaža da mlazna tetroda radi i kod pozitivnih prednapona upravljačke rešetke. To je zbog toga što se mlazna tetroda koristi kao pojačalo snage pa su potrebne i velike anodne struje, čemu najviše doprinosi potencijal upravljačke rešetke. Učrtana krivulja $I_{G2} = f(U_A)$ za $U_{G1} = 0$, pokazuje vanredno povoljan odnos anodne struje prema struji zakrilne rešetke. Zbog toga je disipacija te rešetke mala, što pridonosi povoljnom stepenu djelovanja te cijevi.

Izvorske poteškoće u radu mlazne tetrode predstavljaju ostaci histereznih efekata i sekundarne emisije, što pod posebnim pogonskim uvjetima može dovesti do nestabilnog rada mlazne tetrode.

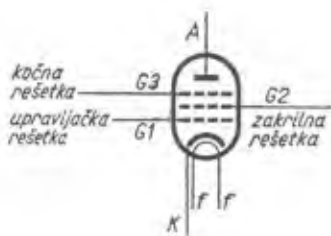
7.6.

Pentoda

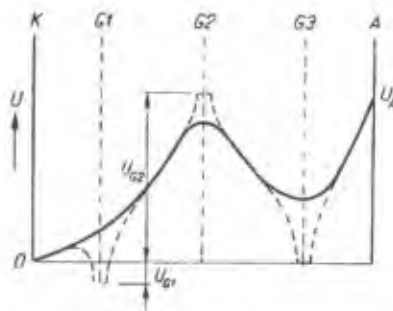
Pentoda je elektronska cijev s pet elektroda. Katoda, upravljačka rešetka i zakrilna rešetka imaju iste funkcije kao kod tetrode. Treća rešetka, tzv. *kočna rešetka*, smještena je između zakrilne rešetke i anode i ima funkciju da spriječi razmjenu sekundarnih elektrona između anode i zakrilne rešetke. Kod velike većine pentoda kočna rešetka se drži na *potencijalu katode* i često je unutar elektrodnog sustava direktno spojena s njom. Simbol za pentodu prikazan je na slici 7.12.

Profil potencijala u pentodi, od kojih jedan prolazi kroz žice rešetke, a drugi kroz sredinu njihovih otvora, kod uobičajenih vrijednosti napona na elektrodama prikazani su na slici 7.13. Kao što se iz slika vidi, potencijal u otvorima između žica kočne rešetke je pozitivan i dopušta prolaz *primarnih* elektrona prema anodi, ali je dovoljno negativan u odnosu na potencijale anode i zakrilne rešetke, pa sprječava razmjenu *sekundarnih* elektrona.

Kod raznih tipova pentoda postavljaju se i različiti zahtjevi. *Pentode za pojačanje napona* trebaju imati što manju kapacitivnost između anode i upravljačke rešetke. To iziskuje gusto motanu zakrilnu rešetku, čime se utjecaj anodnog napona na ukupnu struju, a kod uobičajenih vrijednosti anodnog napona i na anodnu



Sl. 7.12. Simbol za pentodu.



Sl. 7.13. Potencijalni profil u pentodi.

struju, skoro potpuno gubi. Kod *pentoda za pojačanje snage* koje redovito imaju velike anodne struje jedan od osnovnih zahtjeva je povoljan omjer između anodne struje i struje zakrilne rešetke. To iziskuje rjeđe motanu zakrilnu rešetku, zbog toga je prohvata anode kroz zakrilnu rešetku veći, pa se doprinos anodnog napona ukupnoj struji ne može u potpunosti zanemariti.

7.7. Karakteristike ukupne struje pentode

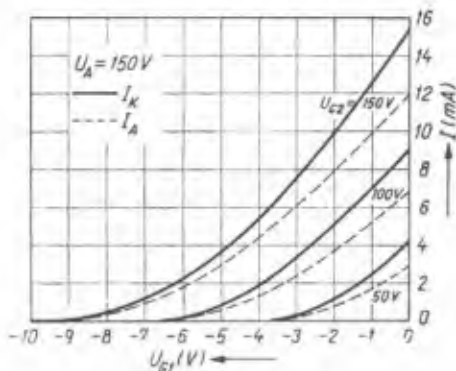
Za ukupnu struju pentode mjerodavan je kao kod triode i tetrode *efektivni potencijal na mjestu prve rešetke*, pa za nju vrijedi približno jednačba:

$$I_K \approx K \cdot U_{EP}^{3/2} \approx K \left(U_{G1} + \frac{U_{G2}}{\mu'_{G2}} + \frac{U_{G3}}{\mu'_{G3}} + \frac{U_A}{\mu'} \right)^{3/2}. \quad (7.10)$$

Sa μ'_{G2} , μ'_{G3} i μ' označeni su faktori pojačanja zakrilne i kočne rešetke te anode u odnosu na konstantnu ukupnu struju. Oni su približno jednaki elektrostatskim faktorima pojačanja tih elektroda.

U pogledu određivanja elektrostatskog faktora pojačanja pojedinih elektroda vrijedi ekstenzija postupka koji je kvalitativno prikazan kod tetrode. Anodni elektrostatski faktor pojačanja μ' bit će veći nego kod tetrode iste konstrukcije zbog

dodatnog djelovanja kočne rešetke. Tipične vrijednosti anodnog elektrostatskog faktora pojačanja kod pentode za pojačanje napona idu i do 10000, pa je na osnovu relacije (7.10) očito da se *utjecaj anodnog napona na ukupnu struju može zanemariti*. Kočna rešetka je redovito na nultom potencijalu, pa prema tome njen doprinos efektivnom potencijalu otpada. Zakrilna rešetka je na razmjerno visokom potencijalu (tipično od 100 do 250 V) i njen utjecaj na ukupnu struju je znatan i — kao što je kod tetrode izneseno — sličan utjecaju anode na ukupnu struju triode.



Sl. 7.14. Karakteristike $I_K = f(U_{G1})$ pentode uz U_{G2} kao parametar.

Kod triode je već istaknuto da su analitički izrazi za anodnu, odnosno ukupnu struju izvedeni na bazi poznatih idealiziranih pretpostavki. Kod pentode, s obzirom na postojanje triju rešetki i uslijed njih izazvanih nehomogenosti polja, treba još više voditi računa o aproksimativnom karakteru jednadžbe (7.10). Kvalitativno, međutim, ta jednadžba ispravno interpretira mjerne rezultate.

Ovisnost *ukupne struje* neke pentode o prednaponu upravljačke rešetke, uz napon zakrilne rešetke kao parametar, te konstantan anodni napon i napon kočne rešetke jednak nuli, tj. $I_K = f(U_{G1})$; U_{G2} parametar; $U_A = \text{const}$; $U_{G3} = 0$ V — prikazana je na slici 7.14.

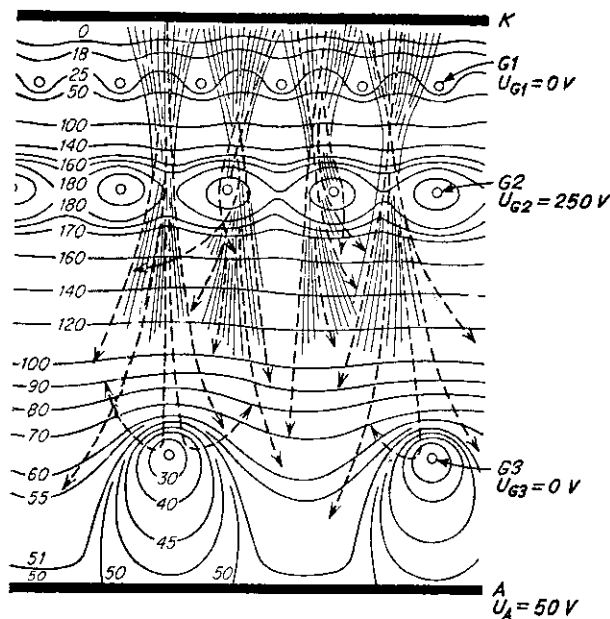
Karakteristike pokazuju isti oblik kao i prijenosne karakteristike triode i u skladu su s jednadžbom (7.10). Kada bi se željelo prikazati familiju karakteristika $I_K = f(U_{G1})$ uz U_A kao parametar; $U_{G2} = \text{const}$; $U_{G3} = 0$ V, pokazalo bi se da se praktički čitava familija krivulja reducira u jednu jedinu krivulju, odnosno da anodni napon nema utjecaja na ukupnu struju. (Tako bi npr. u slici 7.14 uz $U_{G2} = 150$ V; $U_A = 100, 150$ i 200 V krivulja snimljena uz $U_{G2} = 150$ V davala I_K za sve tri navedene vrijednosti U_A). Jedino kad je U_A vrlo malen (praktički nevažan slučaj), reflektirani elektroni pred anodom mogu doprijeti u prostor između katode i prve rešetke i nekoliko puta oscilirati prema anodi i natrag prije nego što ih konačno privuče pozitivna zakrilna rešetka. Na taj način se elektroni dulje zadržavaju u međuelektrodnom prostoru, što povećava učinke prostornog naboja i doprinosi umjerenom smanjenju ukupne struje. Na slici 7.14 također su crtkano unesene i karakteristike $I_A = f(U_{G1})$. Kao što se vidi one imaju sličan oblik kao i krivulje ukupne struje.

7.8.

Raspodjela struje u pentodi

Pentode redovito rade uz *konstantan pozitivan napon zakrilne rešetke*. Napon upravljačke rešetke je u velikoj većini primjena *negativan*. Pod tim prilikama ukupna struja pentode dijeli se na struju zakrilne rešetke i struju anode.

Zakoni *raspodjele struje* analizirani kod triode su kao dobra aproksimacija primjenjivi i kod pentode. Treba međutim voditi računa o tome da kod pentode postoje mnogo jače nehomogenosti električkog polja uslijed postojanja triju rešetki. Kao i kod triode omjer anodne struje prema struji zakrilne rešetke ovisit će samo o omjeru anodnog napona prema naponu zakrilne rešetke, a ne o njihovim iznosima, tj. $I_A/I_{G2} = f(U_A/U_{G2})$. Da bi se raspodjela struje u pentodi učinila zornijom, prikazan je na slici 7.15 presjek kroz neku pentodu s ucrtanom konfiguracijom potencijala i trajektorijama elektrona.



Sl. 7.15. Raspodjela potencijala i trajektorije elektrona u pentodi.

Zaključci do kojih se može doći promatranjem slike u pogledu struje zakrilne rešetke su slijedeći:

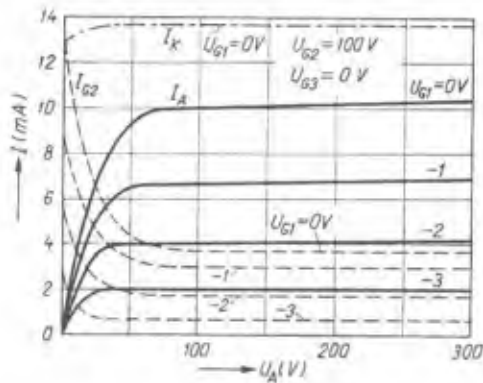
1. Struju zakrilne rešetke sačinjavaju oni elektroni koje ta rešetka *direktno* zahvaća.
2. Struju zakrilne rešetke sačinjavaju također i oni elektroni koji se na putu između zakrilne rešetke i anode *reflektiraju* i vraćaju natrag na zakrilnu rešetku.

U grupi reflektiranih elektrona glavni udio imaju oni elektroni koji su usmjereni na žice kočne rešetke ili neposredni okoliš te rešetke i tu se reflektiraju. Kod malih anodnih napona značajan doprinos struji zakrilne rešetke daju i oni elektroni

koji su pri prolasku kroz ravninu zakrilne rešetke bili jako otklonjeni, zbog čega im je normalna komponenta brzine jako umanjena. Veći dio tih elektrona reflektira se već u prostoru između zakrilne i kočne rešetke, a mali dio ih se reflektira između kočne rešetke i anode.

Porastom anodnog napona udio reflektiranih elektrona u struji zakrilne rešetke sve više opada, ali zbog postojanja kočne rešetke nikada nije u potpunosti eliminiran. Brz porast anodne struje kod malih anodnih napona je baš posljedica sve jačeg eliminiranja reflektiranih elektrona. Porastom anodnog napona isto tako umjereno opada i udio elektrona koji zakrilna rešetka direktno zahvaća.

Karakteristike koje prikazuju ovisnost anodne struje o anodnom naponu: $I_A = f(U_A)$ uz U_{G1} kao parametar; $U_{G2} = \text{const.}$ i $U_{G3} = 0$ V neke pentode za pojačanje napona prikazane su na slici 7.16. U istoj slici prikazane su i karakteristike $I_{G2} = f(U_A)$, a ucrtana je također i jedna karakteristika $I_K = f(U_A)$.



Sl. 7.16. Karakteristike $I_A = f(U_A)$ i $I_{G2} = f(U_A)$ neke pentode za pojačanje napona.

Kao što se iz karakteristika vidi, ukupna struja je praktički konstantna osim umjerenog pada kod vrlo niskih anodnih napona. Anodna struja u početku naglo raste jer se porastom anodnog napona sve manji dio elektrona reflektira iza zakrilne rešetke. Nakon što je omjer $U_A/U_{G2} \geq 0,4-0,5$, anodna struja ostaje skoro konstantna. Njen daljnji porast je vrlo slab i događa se zbog toga što u vrlo maloj mjeri opada i udio onih elektrona koje zakrilna rešetka direktno zahvaća. Struja zakrilne rešetke je, naravno, jednaka razlici ukupne i anodne struje.

U dijelu karakteristika gdje je udio reflektiranih elektrona već beznačajan (kod omjera $U_A/U_{G2} \geq 0,4-0,5$), tj. u *Tankovom* području, za omjer anodne struje i struje zakrilne rešetke D , vrijedi približno slijedeća empirijska relacija:

$$D = \frac{I_A}{I_{G2}} \approx C \cdot \left(\frac{U_A}{U_{G2}} \right)^m. \quad (7.11)$$

Faktor raspodjele D ovisi kao što je rečeno o omjeru napona U_A/U_{G2} , a eksponent m , koji se ne može analitičkim putem točno odrediti, leži približno u granicama od $1/3$ do $1/5$.

Na raspodjelu struje u pentodi može se u velikoj mjeri utjecati i konstrukcijskim veličinama, kao što su razmaci elektroda i koraci pojedinih rešetki. Kriteriji koji se pri tome odabiru ovisni su u prvom redu o načinu upotrebe pentode.

7.9.

Parametri pentode

Strmina, unutarnji otpor i faktor pojačanja, koji su mjerodavni za upotrebu pentode, definirani su na analogan način kao i kod triode. Prema tome, faktor pojačanja μ' koji je dan uvjetom $I_K = \text{const}$ nije mjerodavan za upotrebu pentode u elektroničkim sklopovima. Naravno, moguće je definirati i strminu pentode S' u odnosu na promjenu ukupne struje, kao i odgovarajući unutarnji otpor r'_i . Veza između tih parametara dana je opet Barkhausenovom relacijom $\mu' = S' \cdot r'_i$. Za upotrebu mjerodavni parametri S , r_i i μ ovise u velikoj mjeri o raspodjeli ukupne struje na anodu i zakrilnu rešetku i oni se mogu jako razlikovati od vrijednosti parametara S' , r'_i i μ' .

Strmina pentode definirana je relacijom:

$$S = \left(\frac{di_A}{du_{G1}} \right)_{U_{G2}, U_{G3}, U_A} = \left(\frac{\partial i_A}{\partial u_{G1}} \right). \quad (7.12)$$

Iz relacije (7.11) slijedi da između anodne i ukupne struje postoji slijedeća veza:

$$\frac{I_A}{I_K} = \frac{D}{1 + D}, \quad (7.13)$$

što daje za strminu:

$$S = \frac{\partial i_A}{\partial u_{G1}} = \frac{\partial \left(i_K \cdot \frac{D}{1 + D} \right)}{\partial u_{G1}}. \quad (7.14)$$

Uzevši u obzir da faktor raspodjele D ovisi o omjeru napona U_A/U_{G2} , koji su prema definiciji konstantni, proizlazi:

$$S = \frac{\partial i_K}{\partial u_{G1}} \cdot \frac{D}{1 + D} = S' \cdot \frac{D}{1 + D}. \quad (7.15)$$

Strmina pentode jednaka je strmini u odnosu na ukupnu struju, umanjenoj za omjer anodne prema ukupnoj struji. Za strminu je dakle povoljna što veća strmina u odnosu na ukupnu struju i što bolji omjer D . Faktori koji utječu na S' analizirani su kod triode. Uz što veću anodnu struju povoljno je u prvom redu da razmak između upravljačke rešetke i katode bude što manji.

Unutarnji otpor pentode definiran je relacijom:

$$r_i = \left(\frac{du_A}{di_A} \right)_{U_{G1}, U_{G2}, U_{G3}} = \left(\frac{\partial u_A}{\partial i_A} \right), \quad (7.16)$$

odnosno:

$$\frac{1}{r_i} = \frac{\partial i_A}{\partial u_A} = \frac{\partial \left(i_K \frac{D}{1+D} \right)}{\partial u_A} = \frac{\partial i_K}{\partial u_A} \cdot \frac{D}{1+D} + I_K \cdot \frac{\partial \left(\frac{D}{1+D} \right)}{\partial u_A}. \quad (7.17)$$

Nakon kraćeg računanja dobiva se konačno:

$$\frac{1}{r_i} = \frac{D}{1+D} \cdot \left(\frac{1}{r'_i} + \frac{m}{D} \frac{I_A}{U_A} \right). \quad (7.18)$$

Iz jednadžbe (7.18) slijedi da se unutarnji otpor pentode može shvatiti kao paralelna kombinacija dvaju otpora. Jedan rezultira iz ovisnosti ukupne struje o anodnom naponu, a drugi iz utjecaja anodnog napona na raspodjelu struje. Kod naponskih pentoda je utjecaj anodnog napona na ukupnu struju zanemariv (r'_i je ekstremno velik), pa se za te pentode — uzevši u obzir da se faktor raspodjele $\bar{D}$ u Tankovom području neznatno mijenja — za unutarnji otpor može upotrijebiti približna relacija:

$$r_i \approx b \cdot \frac{U_A}{I_A}. \quad (7.19)$$

Iznos faktora $b = (1+D)/m$ određen je konstrukcijom pentode. Proizlazi da je unutarnji otpor naponskih pentoda proporcionalan anodnom naponu, a obrnuto proporcionalan anodnoj struji. Kod snažnih pentoda postoji određen utjecaj anodnog napona i na ukupnu struju, pa se prvi član u jednadžbi (7.18) ne može zanemariti. Unutarnji otpori naponskih pentoda mogu iznositi i do nekoliko M Ω , a snažnih pentoda nekoliko desetaka k Ω do stotinjak k Ω .

Faktor pojačanja je definiran relacijom:

$$\mu = - \left(\frac{du_A}{du_{G1}} \right)_{U_{G2}, U_{G3}, I_A} = - \left(\frac{\partial u_A}{\partial u_{G1}} \right), \quad (7.20)$$

i može ga se odrediti pomoću Barkhausenove relacije, tj. pomoću jednadžbi (7.14) i (7.18), što konačno daje:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu'} + \frac{m}{S'D} \cdot \frac{I_A}{U_A}. \quad (7.21)$$

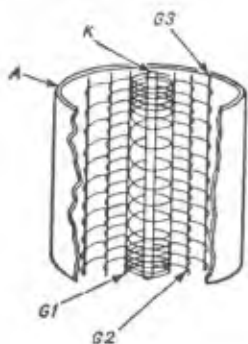
Stvarni faktor pojačanja μ različit je od elektrostatskog faktora pojačanja μ' i uvijek je manji od njega. Kod naponskih pentoda je μ' ekstremno velik pa je faktor pojačanja μ određen samo drugim članom, tj. zakonima raspodjele struje.

Kod naponskih pentoda se tipične vrijednosti faktora pojačanja kreću u granicama od 500 do 2000. Kod snažnih pentoda postoji određen utjecaj anodnog napona na ukupnu struju pa je faktor pojačanja μ manji nego kod naponskih pentoda. Tipične vrijednosti su od 100 do 300.

Sve relacije su izvedene uz pretpostavku da je napon upravljačke rešetke negativan, jer u protivnom slučaju dio ukupne struje odlazi i na tu rešetku. Isto tako sve relacije pretpostavljaju rad pentode u Tankovom području.

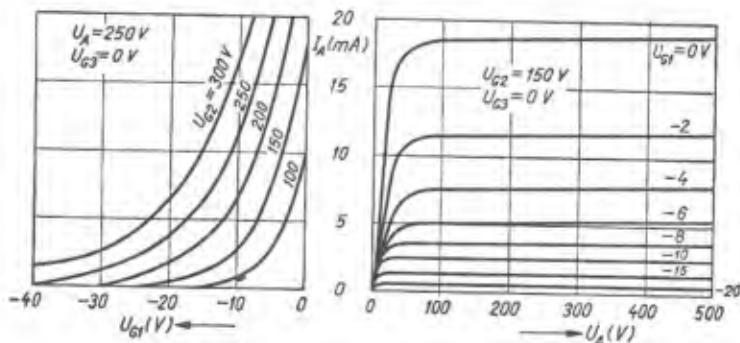
7.10. Utjecaj konstrukcionih faktora na karakteristike raznih tipova pentoda

Naponske pentode. To su obično pentode namijenjene za rad na visokim frekvencijama. Kod njih je važna što manja kapacitivnost C_{ag1} . (Tipične vrijednosti C_{ag1} su nekoliko tisućinski pF.) Tome najviše doprinosi gusto motana zakrilna rešetka, a kao posljedica toga dobiva se i visok unutarnji otpor, što je također poželjno. Razlog zbog kojega C_{ag1} mora biti što manji je u tome, što se ta kapacitivnost pomnožena sa stvarnim pojačanjem napona pentode približno ulaznoj kapacitivnosti pentode C_{g1} i veza koju ta kapacitivnost ostvaruje između anodnog i rešetkinog kruga može kod visokih frekvencija dovesti do nestabilnosti rada (oscilacija).



Sl. 7.17. Konstrukciona skica pentode s promjenljivim faktorom pojačanja.

Među naponske pentode spadaju i *pentode s promjenljivim faktorom pojačanja (eksponencijalne pentode)*. Eksponencijalni oblik prenosne karakteristike postiže se na taj način što se upravljačka rešetka tih pentoda mota s promjenljivim korakom. Konstrukciona skica eksponencijalne pentode prikazana



Sl. 7.18. Anodne i prijenosne karakteristike pentode s promjenljivim faktorom pojačanja.

je na slici 7.17. Anodne i prijenosne karakteristike jedne takve pentode prikazane su na slici 7.18. U anodnim karakteristikama takvih pentoda se vertikalni razmak

između susjednih karakteristika koji je proporcionalan strmini naglo smanjuje idući prema sve negativnijim vrijednostima prednapona upravljačke rešetke. Prijenosne karakteristike imaju eksponencijalni oblik, tj. vrlo blagi prekid anodne struje. Za parametar je ovdje uzet U_{G2} . Pentode s promjenljivim faktorom pojačanja koriste se za regulaciju pojačanja.

Širokopojasne pentode. Te pentode treba da jednoliko pojačavaju signale unutar vrlo širokog pojasa frekvencija, od nekoliko desetaka Hz do nekoliko stotina MHz. Za takvu upotrebu mjerodavan parametar je tzv. *faktor dobrote cijevi* definiran kvocijentom S/C . Strmina cijevi je S . Kapacitivnost $C = C_{g1} + C_a$, gdje je C_{g1} kapacitivnost između upravljačke rešetke i svih ostalih elektroda koje su na izmjeničnom potencijalu katode (to su katoda, zakrilna i kočna rešetka i metalizacija ili oklop elektrodnog sustava), C_a a je kapacitivnost između anode i svih ostalih elektroda koje su na izmjeničnom potencijalu katode. Povoljnom omjeru S/C doprinosi smanjenje udaljenosti između upravljačke rešetke i katode. To, doduše, povećava kapacitivnost upravljačka rešetka-katoda proporcionalno sa $1/d_{gk}$, ali strmina raste brže. Naravno i ostali razmaci trebaju biti što manji, jer se time smanjuje vrijeme proleta elektrona.

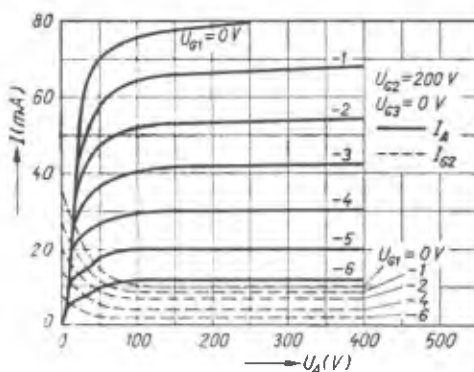
Smanjenju kapacitivnosti doprinosi smanjenje površine elektroda. Budući da strmina raste s anodnom strujom, potrebno je postići što veću struju uz što manju površinu, tj. što veću gustoću anodne struje. Mogu se postići strmine do 50 mA/V. Inače su tipične vrijednosti strmina pentoda od 2 do 15 mA/V.

Pentode za pojačanje snage. To su obično pentode predviđene za rad na niskim frekvencijama i najčešća im je upotreba u *izlaznim stepenima* pojačala. Anodna struja tih pentoda može biti znatna (nekoliko stotina mA), pa je jedan od važnih zahtjeva što povoljniji omjer između anodne struje i struje zakrilne rešetke. Struja zakrilne rešetke dovodi u krugu zakrilne rešetke do potroška snage $P_{G2} = U_{G2} \cdot I_{G2}$. To predstavlja čisti gubitak koji se pretvara u toplinu. Uslijed toga se zakrilna rešetka termički opterećuje, što može dovesti do znatnog ugrijavanja. Treba uzeti u obzir da su žice rešetke vrlo tanke, njena površina malena, tako da do znatnog ugrijavanja može doći već kod razmjerno malih disipacija.

Smanjenju struje zakrilne rešetke najviše doprinosi povećanje koraka zakrilne rešetke jer se time smanjuje broj elektrona koje ta rešetka direktno zahvaća. To ima za posljedicu povećanje C_{ag1} , što kod tih pentoda ne predstavlja neki problem. Smanjenje unutarnjeg otpora i faktora pojačanja je s obzirom na način upotrebe ovih pentoda također bez značenja. Povećanje koraka zakrilne rešetke ima međutim nezgodnu posljedicu što povećava i otklonske kuteve elektrona, pa se time povećava udio reflektiranih elektrona koji sačinjavaju struju zakrilne rešetke. Zbog toga porast anodne struje kod niskih anodnih napona nije dovoljno nagao. Kod snažnih pentoda se baš traži nagao porast anodne struje kod niskih anodnih napona, da bi što ranije nastupilo koljeno karakteristike, jer je u radu praktički iskoristiv samo pravilni, skoro horizontalni dio karakteristike, za koji je prema tome povoljno da se proteže do što nižih anodnih napona. Znači da je odabiranje koraka zakrilne rešetke podvrgnuto kompromisu.

Anodne karakteristike neke pentode za pojačanje snage prikazane su na slici 7.19. One su u principu vrlo slične karakteristikama naponskih pentoda, ali maju nagliji porast anodne struje kod niskih anodnih napona, a iza koljena pokazuju

uočljiv porast anodne struje s porastom anodnog napona, zbog toga što je njihov unutarnji otpor znatno manji nego kod naponskih pentoda. Na slici 7.19 prikazana je također i ovisnost struje zakrilne rešetke o anodnom naponu.



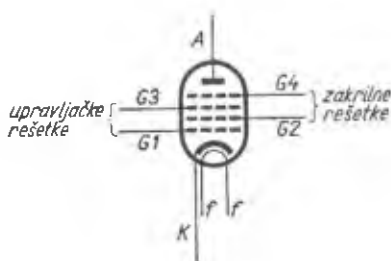
Sl. 7.19. Anodne karakteristike pentode za pojačanje snage.

Pentode za pojačanje snage često rade i uz pozitivan napon upravljačke rešetke. Time se doduše dio snage izvora gubi u krugu te rešetke, ali se postižu i znatno veće snage u anodnom krugu. Često se pri konstrukciji pentoda za pojačanje snage koriste principi opisani kod mlazne tetrode, tj. velike gustoće elektronskog mlaza.

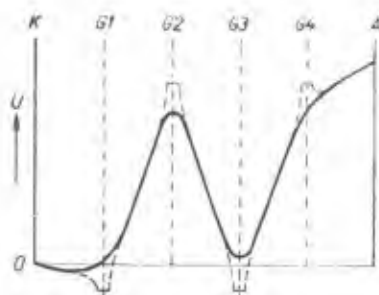
7.11.

Heksoda i heptoda

Heksoda i heptoda su cijevi s četiri, odnosno pet rešetki. Dvije rešetke su upravljačke rešetke, što omogućuje *dvostruko upravljanje* anodnom strujom. Te cijevi se uglavnom primjenjuju za *promjenu (konverziju) frekvencije*.



Sl. 7.20. Simbol heksode.



Sl. 7.21. Potencijalni profili u heksodi.

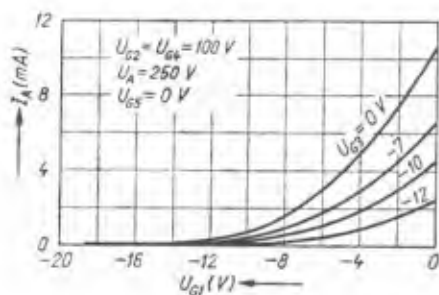
Kod tog procesa se ukratko radi o slijedećem: *signal visoke frekvencije* f_v dovodi se na prvu upravljačku rešetku navedenih cijevi. Na drugu upravljačku rešetku dovodi se signal druge frekvencije, tzv. *signal lokalnog oscilatora* frekvencije f_o .

Kombiniranim djelovanjem signala obiju frekvencija, tzv. *miješanjem*, dobiva se u anodnom krugu među ostalim i signal *međufrekvencije* $f_m = f_u - f_o$. U anodnom krugu nalazi se titrajni krug podešen na frekvenciju f_m .

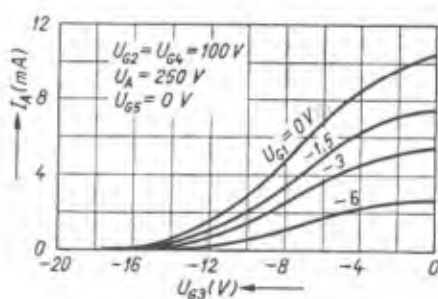
Simbol heksode prikazan je na slici 7.20, a njeni tipični potencijalni profili prikazani su na slici 7.21.

Kod heksode je prva rešetka *prva upravljačka rešetka*, na negativnom potencijalu i na nju se dovodi vanjski signal visoke frekvencije. Druga rešetka je *prva zakrilna rešetka*, na pozitivnom konstantnom potencijalu. Ona elektrostatski odjeljuje krug prve upravljačke rešetke od kruga druge upravljačke rešetke. Treća rešetka je *druga upravljačka rešetka* i na nju se dovodi signal lokalnog oscilatora. Četvrta rešetka je *druga zakrilna rešetka*, ona je na pozitivnom konstantnom potencijalu, istom kao i prva zakrilna rešetka. Svrha joj je da elektrostatski odijeli krug druge upravljačke rešetke od anodnog kruga.

Anodne karakteristike heksode nisu od većeg značaja. One imaju oblik sličan karakteristikama tetrode, tj. *dinatrski oblik* karakteristike. Do toga dolazi zbog razmjene sekundarnih elektrona između anode i druge zakrilne rešetke. S obzirom da u sklopovima s heksodom pojačani signali imaju razmjerno male amplitude, dinatrski dio karakteristike može se izbjeći radom kod anodnih napona koji su viši od napona zakrilnih rešetki.



Sl. 7.22. Karakteristike $I_A = f(U_{G1})$ uz U_{G3} kao parametar.



Sl. 7.23. Karakteristike $I_A = f(U_{G3})$ uz U_{G1} kao parametar.

Heptoda se razlikuje samo u tome od heksode što ima i *petu rešetku* između druge zakrilne rešetke i anode. Ta rešetka je *kočna rešetka* na potencijalu katode, čime se eliminiraju učinci sekundarne emisije. Njene su anodne karakteristike iste kao i kod pentode.

Daleko veću važnost od anodnih karakteristika imaju *prijenosne karakteristike* heksode (heptode) i to:

1. $I_A = f(U_{G1})$ uz U_{G2} , U_{G4} , (U_{G5}) i U_A kao konstante, a napon treće rešetke, tj. druge upravljačke rešetke U_{G3} kao parametar.

2. $I_A = f(U_{G3})$ uz U_{G2} , U_{G4} , (U_{G5}) i U_A kao konstante, a napon prve upravljačke rešetke U_{G1} kao parametar.

Obje familije karakteristika prikazane su na slici 7.22, odnosno 7.23.

Karakteristike na slici 7.22 pokazuju da anodna struja naglo raste sa smanjenjem negativnog prednapona prve upravljačke rešetke, i to prema zakonima prostornog naboja. Kako je prva rešetka skoro redovito izvedena s promjenljivim korakom radi automatske regulacije pojačanja, karakteristike su oblikom eksponencijalne.

Važan parametar heksode (heptode) je *strmina prve upravljačke rešetke* i definirana je kao:

$$S_1 = \left(\frac{di_A}{du_{G1}} \right)_{U_{G2}, U_{G3}, U_{G4}, (U_{G5}), U_A} \quad (7.22)$$

Djelovanje napona druge upravljačke rešetke na anodnu struju je slično djelovanju napona kočne rešetke na anodnu struju pentode. Kod sve viših negativnih prednapona te rešetke dolazi do sve jačeg otklanjanja elektrona od normale i do sve brojnije refleksije elektrona koji se vraćaju na prvu zakrilnu rešetku, uslijed čega se smanjuje anodna struja. Kada je potencijal te rešetke jako negativan, potencijal u sredini njenih otvora poprima vrijednost nula, pa ni jedan elektron ne može kroz te otvore proći i anodna struja pada na nulu.

Važan parametar heksode (heptode) je također *strmina druge upravljačke rešetke* S_2 . Njena definicija je analogna definiciji za strminu S_1 uz permutaciju indeksa 1 i 3.

Napon lokalnog oscilatora se dovodi na drugu upravljačku rešetku. On modulira u ritmu svoje frekvencije f_0 anodnu struju koja u sebi sadržava i komponentu frekvencije f_v diktiranu naponom prve upravljačke rešetke. To uzrokuje da se u anodnoj struji stvara i komponenta frekvencije f_m .

Najvažniji parametar heksode (heptode) je *strmina miješanja* ili *strmina konverzije*. Ona je definirana kao kvocijent komponente anodne struje s frekvencijom međufrekvencije i napona prve upravljačke rešetke frekvencije f_v . Temeljitiije značenje pojma konverzije strmine i način na koji se ona određuje iziskuje izvjesno poznavanje elektroničkih sklopova.

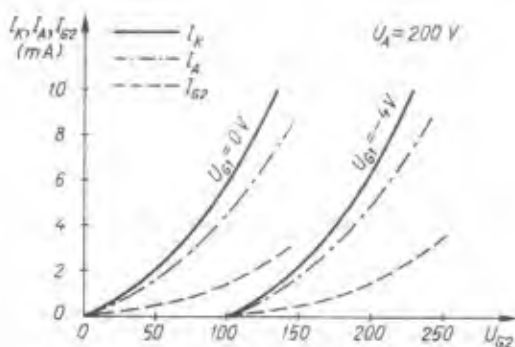
7.12. Principi analize karakteristika elektronskih cijevi

Iako su najvažnije karakteristike elektronskih cijevi već prikazane i objašnjene, korisno je ukratko ilustrirati općeniti način pristupa analizi karakteristika.

1. Najprije treba obratiti pažnju uvjetima pred katodom, tj. *ukupnoj* ili *katodnoj struji*. Utjecaj pojedinih elektroda na polje pred katodom, odnosno na efektivni potencijal, a time i na ukupnu struju, opada s udaljenošću tih elektroda od katode, odnosno s brojem elektroda koje se nalaze između promatrane elektrode i katode. Prema tome, najveći utjecaj ima upravljačka rešetka, a najmanji anoda. Upravljačka rešetka je najčešće negativna, pa elektrone iz katode izvlači u najvećoj mjeri pozitivna zakrilna rešetka. Budući da sve elektronske cijevi rade u *području prostornog naboja*, napon zakrilne rešetke povećavat će ukupnu struju približno prema Child-Langmuirovom zakonu. Utjecaj kočne rešetke na katodnu struju

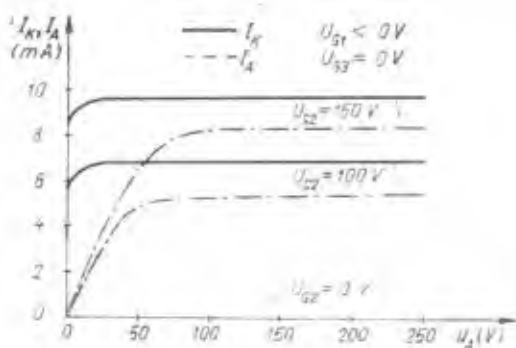
nije direktan, jer je ona na nultom potencijalu, ali ona još jače smanjuje već ionako mali utjecaj anodnog napona na polje pred katodom. Kad nema katodne struje, ne može postojati ni anodna struja.

2. Tek nakon što se utvrdi da može teći katodna struja, ima smisla razmatrati raspodjelu te struje između elektroda koje su na pozitivnom potencijalu. Kod viših anodnih napona, preciznije kod $U_A/U_{G2} > (0,4-0,5)$, faktor raspodjele se vrlo



Sl. 7.24. Ovisnost I_K , I_A i I_{G2} o naponu zakrilne rešetke.

umjereno mijenja. Znači: ako se ukupna struja u ovisnosti o naponu zakrilne rešetke mijenja prema zakonima prostornog naboja, moraju se prema približno istom zakonu mijenjati i anodna struja i struja zakrilne rešetke, time da se porastom napona U_{G2} uspostavlja nešto povoljnija raspodjela u korist zakrilne rešetke. Karakteristike koje prikazuju ovisnost I_K , I_A i I_{G2} o U_{G2} , uz U_{G1} kao parametar dane su na slici 7.24. Karakteristike svih tih struja su oblikom slične anodnim karakteristikama triode.



Sl. 7.25. Karakteristike I_K i I_A u ovisnosti o U_A uz U_{G2} kao parametar.

Karakteristike $I_K = f(U_A)$ i $I_A = f(U_A)$ pentode uz U_{G2} kao parametar prikazane su na slici 7.25. Kao što se vidi prikazane karakteristike su oblikom iste kao i karakteristike $I_K = f(U_A)$ i $I_A = f(U_A)$ uz U_{G1} kao parametar, a koje su bile prikazane na slici 7.16. Tako i mora biti, jer zamjena konstante i parametra ne može utjecati na karakter funkcionalne ovisnosti između varijabli koje su ostale

iste. Razlike između obih parova karakteristika su samo kvantitativne jer je utjecaj promjene napona upravljačke rešetke na struju veći od utjecaja promjene napona zakrilne rešetke, približno za faktor pojačanja zakrilne rešetke μ_{G2} .

3. Ovakav općenit način rasuđivanja treba primjenjivati kod svih elektronskih cijevi, obraćajući također pažnju na to da li se između dvije elektrode na pozitivnom potencijalu nalazi ili ne nalazi elektroda na negativnom ili nultom potencijalu. Kad takve elektrode nema, dolazi do razmjene *sekundarnih elektrona* između elektroda na pozitivnom potencijalu na način objašnjen kod tetrode, ukoliko nisu provedene specijalne konstrukcijske mjere kao kod mlazne tetrode. Razmjena sekundarnih elektrona može dovesti do bitne modifikacije karakteristika u kojima seradi o raspodjeli struje, ali praktički ne utječe na karakteristike ukupne struje.

7.13. Ekvivalentni sklopovi elektronskih cijevi

Kada elektronske cijevi rade kao pojačala, oscilatori itd., redovito se istosmjernim naponima, koji određuju statičku radnu točku, superponiraju i *izmjenični naponi* na pojedinim elektrodama. Posljedica toga je da anodna struja uz istosmjernu ima i izmjeničnu komponentu. Tako npr. izmjenični napon upravljačke rešetke izaziva izmjeničnu komponentu anodne struje i anodnog napona.

Iako su karakteristike elektronskih cijevi nelinearne, moguće ih je, u slučaju da su izmjenične komponente napona i struja iznosom male, u intervalu tih promjena napona i struja uzeti s dovoljnom točnošću linearnim. Takav način rada je u slučaju diode ilustriran na slici 5.16 i naziva se, kao što je rečeno, *režim malih signala*.

U slučaju triode je veza između *izmjeničnih* komponenata anodne struje i napona rešetke i anode u režimu malih signala dana relacijom (6.45) koja glasi:

$$i_a = S \cdot u_g + \frac{1}{r_i} u_a. \quad (7.23)$$

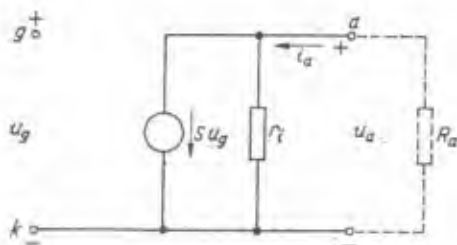
Relacija (7.23) predstavlja temeljnu relaciju linearne teorije pojačanja i *vrijedi također i za cijevi s više rešetaka*. U tom slučaju je u_g izmjenični napon upravljačke rešetke. Za napone ostalih rešetaka se pretpostavlja da su konstantni, što je u radu tih cijevi najčešći slučaj. Upotrebom Barkhausenove relacije (6.46) može se jednačba (7.23) pisati u slijedećem obliku:

$$u_a = -\mu u_g + i_a r_a. \quad (7.24)$$

Relacije (7.23) i (7.24) omogućuju da se *dinamička svojstva* elektronskih cijevi u režimu malih signala u stacionarnom stanju prikažu pomoću jednostavnih *nađomjesnih shema* ili *ekvivalentnih sklopova*. Analiza elektroničkih sklopova pomoću nađomjesnih shema elektronskih cijevi (odnosno tranzistora) je vrlo uobičajena jer omogućuje jednostavan proračun osnovnih svojstava tih sklopova, kao što su pojačanje napona, snage itd.

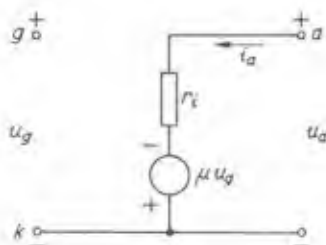
Iz jednadžbe (7.23) proizlazi da se anodna struja može formalno prikazati kao zbroj struje koja je izazvana *strujnim izvorom* $S u_g$ i struje kroz unutarnji otpor r_i na kojem djeluje napon u_a . Prema tome moguće je postaviti ekvivalentni sklop elektronskih cijevi koji je prikazan na slici 7.26.

Prikazan sklop vrijedi u području *niskih frekvencija* kada je upravljačka rešetka negativna, a zbog toga je struja rešetke $i_g = 0$. Kao što je poznato, elektronske cijevi najčešće rade s upravljačkom rešetkom na negativnom potencijalu prema katodi. Budući da je u prikazanom sklopu anodna struja upravljana strujnim izvorom $S u_g$, naziva se sklop na slici 7.26 *ekvivalentni sklop sa strujnim izvorom*. Na slici je crtkano označen i vanjski otpor u anodnom krugu R_a . On nije sastavni dio ekvivalentnog sklopa cijevi.



Sl. 7.26. Ekvivalentni sklop elektronske cijevi sa strujnim izvorom za područje niskih frekvencija.

Napon u_g je izmjenični napon između rešetke i katode, tj. napon izvana dovedenog signala. Napon u_a je izmjenični napon između anode i katode. Prema tome katoda je zajednička elektroda ulaznog i izlaznog kruga cijevi. Znači da sklop na slici 7.26 vrijedi za *spoj zajedničke katode*. Konvencije za polaritet napona i struja u ekvivalentnom sklopu su iste kao i za istosmjerne napone i struje. Napon rešetke i anodna struja su istofazni, dok je anodni napon (u slučaju omskog optere-

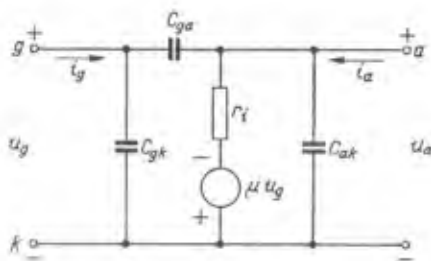


Sl. 7.27. Ekvivalentni sklop elektronske cijevi s naponskim izvorom za područje niskih frekvencija.

ćenja R_a između anode i katode) pomaknut za 180° u odnosu na u_g i i_a . Iz slike 7.26 proizlazi da je $u_a = -i_a \cdot R_a$. Što se tiče izmjeničnih komponenata napona rešetke i anode i anodne struje malih amplituda na niskim frekvencijama prikazani ekvivalentni sklop nadomješta ponašanje stvarne triode.

Relacija (7.24) omogućuje da se prikaže *ekvivalentni sklop elektronske cijevi s naponskim izvorom*. Iz te relacije, naime, slijedi da je anodni napon u_a jednak naponu *idealnog naponskog izvora* $-\mu \cdot u_g$ umanjenom za pad napona na unutarnjem otporu r_i . Pad napona na otporu r_i izaziva anodna struja i_a . Na temelju toga rezultira ekvivalentni sklop s naponskim izvorom koji je prikazan na slici 7.27. Sklopovi na slikama 7.26 i 7.27 su inače potpuno ekvivalentni, što je i razumljivo jer su izvedeni iz iste temeljne jednadžbe. Oba sklopa karakteriziraju elektronsku cijev u linearnom režimu rada na niskim frekvencijama. Izvori u izlaznom krugu (bilo strujni, bilo naponski) izazvani su djelovanjem napona upravljačke rešetke. Ti izvori odražavaju činjenicu da elektronske cijevi s rešetkom raspolažu sa svojstvom pojačanja, tj. da su *aktivni elektronički elementi*.

Iznosi parametara S , r_i i μ ovisit će za danu cijev o statičkoj radnoj točki. Tu točku, kao što je od ranije poznato određuju istosmjerni naponi narinuti na cijev. Ekvivalentni sklop sa strujnim izvorom obično se koristi za pentode, jer je kod njih unutarnji otpor vrlo velik, ($r_i \gg R_a$) tako da je $i_a \approx S u_g$. Sklop s naponskim izvorom se obično koristi za triode. Kod njih je, naime, unutarnji otpor obično manji, ili je istog reda veličina kao i vanjski otpor u anodnom krugu.



Sl. 7.28. Ekvivalentni sklop triode s naponskim izvorom za područje viših frekvencija.

Na višim frekvencijama (reda 100 kHz i višim), potrebno je uzeti u obzir i međuelektrodne kapacitivnosti cijevi. Kod triode su to kapacitivnosti C_{gk} , C_{ga} i C_{ak} , koje su opisane i prikazane u članku 6.4. Prema tome ekvivalentni sklop elektronske cijevi *s naponskim izvorom za područje viših frekvencija* može se prikazati u obliku danom na slici 7.28. Moguće je također na analogan način prikazati i ekvivalentni sklop sa strujnim izvorom za područje visokih frekvencija. Kapacitivnost C_{gk} je ulazna kapacitivnost, C_{ak} je izlazna kapacitivnost, a C_{ga} je kapacitivnost *povratne veze* između izlaznog i ulaznog kruga. Uslijed prisustva tih kapacitivnosti struja rešetke nije na višim frekvencijama zanemariva. Simboli i_a , u_a , u_g u jednadžbama (7.23) i (7.24), kao i u ekvivalentnim sklopovima predstavljaju fazore čim reaktivni učinci izazvani pojavama u cijevi ili impedancijom u vanjskom krugu nisu zanemarivi.

Kapacitivnost C_{ga} je kod triode relativno znatna i iznosi nekoliko pF. Analiza sklopa na slici 7.28 uz prisustvo vanjske impedancije u anodnom krugu pokazuje da se zbog kapacitivnosti C_{ga} povećava ulazna admitancija triode. U slučaju da je anodna impedancija realna, dolazi samo do povećanja ulazne kapacitivnosti triode. Međutim, ako je anodna impedancija kompleksna, povratna veza ostvarena

putem kapacitivnosti C_{ga} ima za posljedicu da ulazna admitancija ima i realnu komponentu. To pod određenim uvjetima može dovesti do nestabilnosti rada, tj. do osciliranja.

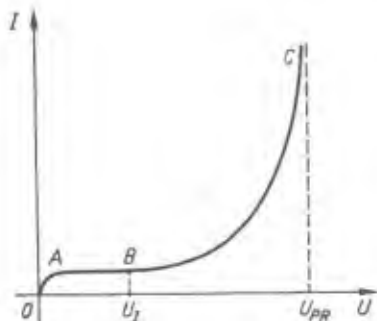
Kod pentoda je kapacitivnost povratne veze između anode i upravljačke rešetke vrlo mala (reda 10^{-3} – 10^{-2} pF). Zbog toga se u ekvivalentnom sklopu može zanemariti. Ulazna kapacitivnost je uvećana i iznosi $C_{ul} = C_{g1k} + C_{g1g2} + C_{g1g3}$, i to zbog toga što su zakrilna i kočna rešetka na izmjeničnom potencijalu katode. Izlazna kapacitivnost je $C_{iz} = C_{ak} + C_{ag3} + C_{ag2}$. Spomenute kapacitivnosti ne uključuju samo direktne međuelektrodne kapacitivnosti već i kapacitivnosti dovoda elektroda. Kod rada cijevi u sklopovima treba tome pribrojiti i kapacitivnosti dovoda koji spajaju cijev s ostalim elementima elektroničkog sklopa.

Na visokim frekvencijama dolaze do izražaja daljnji efekti, kao što su efekti induktivnosti dovoda i efekti vremena proleta. Ti efekti su opisani u članku 6.12. U ekvivalentnom sklopu se ti efekti u prvoj aproksimaciji očituju kao radne vodljivosti u krugu rešetka-katoda. Te vodljivosti su to veće što je frekvencija viša. Zbog toga se s porastom frekvencije u krugu rešetke (koja je negativna) troši sve veća snaga, a pojačanje cijevi postaje sve manje.

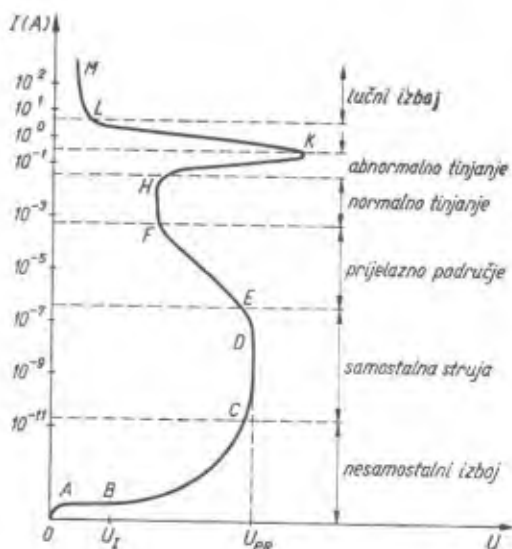
8. PLINSKI IZBOJI I PLINOM PUNJENE CIJEVI

8.1. Općenito o prolasku elektriciteta kroz plinove

Prolaz elektriciteta kroz prostor punjen plinom naziva se općenito *plinski izboj*. U elektronskim plinom punjenim cijevima pritisak plina u posudi kreće se najčešće otprilike u granicama od 10^{-3} - 10 mmHg, tj. pritisak plina je relativno nizak u odnosu na atmosferski pritisak. Kod relativno visokih pritisaka (10^2 - 10^4 mmHg) rade neke cijevi koje služe u rasvjetne svrhe. Važne kategorije plinskih izboja su također izboji u atmosferi. Ovdje će se u najvećoj mjeri posvetiti pažnja izbojima pri niskim pritiscima, jer su oni u elektronici najvažniji.



Sl. 8.1. Strujno-naponska karakteristika nesamostalnog izboja u plinu.



Sl. 8.2. Strujno-naponska karakteristika izboja u plinu.

Plinski izboji se dijele u dvije osnovne kategorije, a to su *nesamostalni izboji* i *samostalni izboji*. Nesamostalni izboji su oni izboji koji se mogu podržavati samo pomoću vanjskog izvora ionizacije. Samostalni izboji su oni koji su neovisni o vanjskom izvoru ionizacije. Prijelaz iz nesamostalnog u samostalni izboj može se

odigrati na razne načine, ovisno o vrsti i pritisku plina, materijalu elektroda, kao i karakteru električkog kruga preko kojeg su elektrode priključene na izvor napona.

Tipična strujno-naponska karakteristika nesamostalnog izboja prikazana je na slici 8.1. Struja kroz plin u prikazanom dijelu karakteristike može teći samo zbog toga što u plinu uvijek postoji određena vrlo mala količina iona i elektrona. Do ionizacije plina dolazi zbog djelovanja kozmičkog zračenja, prisustva radioaktivnih supstancija itd. Pod djelovanjem priključenog napona elektroni putuju prema anodi, a ioni prema katodi. U dijelu karakteristike *OB* struja je u potpunosti rezultat *vanjske ionizacije*. U odsječku *AB* je karakteristika horizontalna, što znači da je anodni napon dovoljno visok da privuče sve elektrone koji se u međuelektrodnom prostoru i na katodi stvaraju. Te struje *zasićenja* su ekstremno male, reda 10^{-15} – 10^{-17} A.

Nakon što napon prijeđe vrijednost *napona ionizacije* U_i dotičnog plina, dolazi do sve naglijeg porasta struje. Elektroni ubrzani na energiju veću od ionizacijske mogu vršiti ionizaciju atoma plina, pa se stvaraju dodatni elektroni i ioni. Stvoreni elektroni kod viših napona mogu također ionizirati atome, pa tada cio proces poprima oblik *lavine* i struja počinje naglo rasti. Određeni regeneracioni mehanizmi — koji će kasnije biti analizirani — počinju sve jače djelovati, dovode do toga da kod određenog napona, tzv. *probajnog napona* ili *napona paljenja* U_{PR} (točka *C*), izboj prelazi u *samostalan*, što znači da struja postaje neovisna o vanjskom izvoru ionizacije.

Tipična kompletna strujno-naponska karakteristika plinskog izboja, koja uključuje i nesamostalan i samostalan izboj, prikazana je na slici 8.2. Od točke gdje je nastupio probaj dolazi do naglog porasta struje, i to do struje reda μA , praktički uz konstantan napon jednak naponu paljenja. To je područje *C-D-E* na karakteristici. Nakon toga u prijelaznom području napon na cijevi počinje padati, a struja raste do iznosa reda desetak μA . Na karakteristici je to odsječak *E-F*.

Od struja reda desetak μA na više opaža se u cijevi svjetlucanje ili *tinjanje* koje postaje sve intenzivnije kako struja raste. Pad napona na cijevi je praktički neovisan o struji i uvijek manji od napona paljenja. To područje samostalnog izboja zove se *normalni tinjavi izboj*, a napon normalnog tinjanja naziva se *napon gorenja*. Na slici 8.2 leži to područje između *F* i *H*. Napon na cijevi ostaje tako dugo konstantan dok se čitava katoda ne pokrije svjetlošću. Ovisno o materijalu i površini katode i o vrsti plina, struje u području normalnog tinjanja mogu postići vrijednosti do otprilike 100 mA.

Ukoliko se struja kroz cijev želi i dalje povećavati, napon na cijevi počinje ponovo rasti. To je područje *abnormalnog tinjanja*; na prikazanoj karakteristici leži između *H* i *K*. Kod još većih struja u području *K-L* karakter izboja se mijenja; napon na cijevi naglo pada uz porast struje i konačno dolazi do lučnog izboja. *Lučni izboj* je karakteriziran malim padom napona, reda ionizacionog potencijala plina, i vrlo velikim strujama (koje u nekim slučajevima mogu iznositi i mnogo tisuća ampera).

Područje nesamostalnog izboja se u elektronici rjeđe koristi, npr. kod cijevi za detekciju zračenja i kod plinom punjenih fotocijevi. Samostalni izboji, bilo tinjavi bilo lučni, imaju veliko tehničko značenje i koriste se u mnogim primjenama.

8.2.

Nesamostalni izboji

Kao što je već rečeno, struja kroz cijev počinje rasti nakon što napon na cijevi prijeđe vrijednost napona ionizacije. Pojave porasta struje u području nesamostalnog izboja objasnio je *Townsend*, pa se po njemu to područje naziva *Townsendov izboj*. Struje u području Townsendovog izboja su vrlo male, pa se taj izboj može najbolje ilustrirati pomoću plinom punjene fotocijeve. Kod takve cijevi katoda obasjana radijacijom odgovarajućih valnih dužina emitira elektrone mehanizmom fotoemisije, a broj emitiranih elektrona je proporcionalan jakosti rasvjete. Ta jakost je redovito takva da je količina elektrona stvorena u volumenu plina toliko mala u odnosu na broj elektrona koje emitira katoda, da se izvana uzrokovana volumna ionizacija može zanemariti.

Struja fotocijeve u ovisnosti o naponu je oblikom ista kao na karakteristikama u sl. 8.1 i 8.2 za područje OC, samo je za mnogo redova veličina veća.

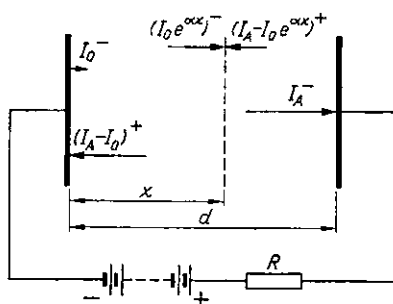
Townsend je definirao *koeficijent ionizacije* α (prvi Townsendov koeficijent) kao broj parova elektron-ion koje elektron stvori na putu od 1 cm u smjeru djelovanja električkog polja. Ako na udaljenosti x od katode prođe u sekundi n elektrona, onda će na daljnjem odsječku dx prema anodi biti stvoreno:

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx \quad (8.1)$$

novih elektrona i iona. Uzevši u obzir da iz katode izlazi u sekundi n_0 elektrona, integracija jednadžbe (8.1) daje:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha x}. \quad (8.2)$$

Pretpostavlja se da koeficijent α ne ovisi o udaljenosti x . To će biti ispunjeno ako je električko polje homogeno. Kod ravnih elektroda je zbog male gustoće prostor-



Sl. 8.3. Komponente struje Townsendovog izboja.

nog naboja polje praktički homogeno. Uzevši u obzir da je udaljenost između katode i anode d i množenjem obih strana jednadžbe (8.2) s elementarnim nabojem, dobiva se izraz za anodnu struju:

$$I_A = I_0 \cdot e^{\alpha d}. \quad (8.3)$$

Struja I_A koja stiže na anodu je struja elektrona, dok je na katodi elektronska struja jednaka I_0 . Budući da ukupna struja kroz svaki presjek mora biti ista, znači da na katodu dolazi ionska struja $I_A = I_0$. Na slici 8.3 ilustrirane su komponente struje Townsendovog izboja u raznim presjecima, time da strelice prikazuju stvarni smjer kretanja naboja.

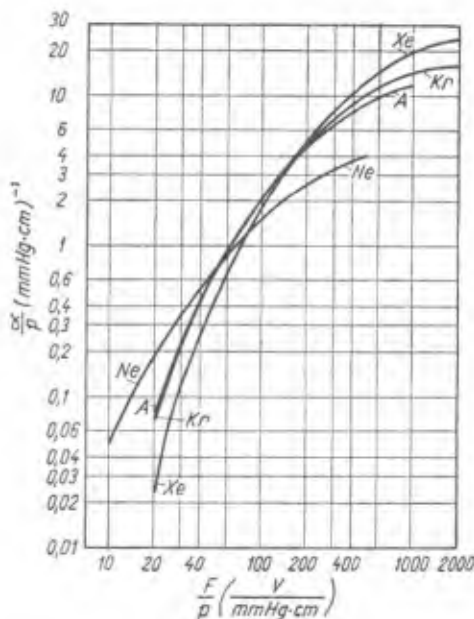
Što je Townsendov ionizacijski koeficijent veći, porast struje će biti nagliji. Na veličinu α će u danom plinu utjecati jakost električnog polja i pritisak plina. Energija koju elektron u prosjeku dobije između dva sudara bit će proporcionalna jakosti polja i srednjem slobodnom putu. Naravno, do ionizacije može doći ukoliko elektron između sudara zadobije barem energiju ionizacije plina. Vjerojatnost ionizacije će biti prema tome ovisna o produktu $F \cdot \lambda_e$. Budući da je srednji slobodni put obrnuto proporcionalan koncentraciji atoma, on je također obrnuto proporcionalan pritisku, što znači da vjerojatnost ionizacije ovisi o omjeru F/p . Mijenjajući i F i p , a zadržavajući istim njihov omjer, udio onih sudara koji dovode do ionizacije ostaje dakle nepromijenjen. Međutim broj sudara na jedinici puta je direktno proporcionalan pritisku. Prema tome je ionizacijski koeficijent s jedne strane neka funkcija omjera F/p , a s druge strane je proporcionalan pritisku, što se može izraziti u obliku:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{F}{p}\right). \quad (8.4)$$

Eksplisiti oblik funkcionalne ovisnosti funkcije $f(F/p)$ je teško pronaći. Postoje jednostavnije aproksimativne relacije za tu ovisnost koje ograničeno vrijede u određenom intervalu pritisa, no one se ovdje izostavljaju.

Grafički prikaz eksperimentalno određene ovisnosti

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{F}{p}\right)$$



Sl. 8.4. Ovisnost α/p o F/p za argon, neon, ksenon i kripton.

za plemenite plinove dan je na slici 8.4. Dimenzija omjera α/p je $\text{cm}^{-1}\text{mmHg}^{-1}$, a za omjer F/p je dimenzija $\text{Vcm}^{-1}\text{mmHg}^{-1}$. Kod dane jakosti polja uvijek postoji optimalan pritisak koji daje najveći α , pa prema tome i najbrži prirast struje u Townsendovom izboju.

8.3. Proboj plina i Paschenov zakon

U početnom dijelu Townsendovog izboja teoretska ovisnost $I_A = I_0 \cdot e^{\alpha d}$ se dobro slaže s eksperimentom. Međutim kod daljnjeg porasta napona struja počinje rasti još naglije nego što relacija (8.3) predviđa. Tome su uzrok dodatni ionizacijski procesi, kao što je ionizacija plina izazvana sudarom iona i atoma plina unutar volumena plina (β proces), sekundarna emisija elektrona iz katode uslijed bombardiranja katode ionima (γ proces), zatim sekundarna emisija iz katode uslijed bombardiranja katode metastabilnim atomima, te fotoemisija do koje dolazi uslijed radijacije pobuđenog i ioniziranog plina. Svi ti procesi su — neki s većom, a neki s manjom težinom — prisutni i konačno dovode do prerastanja nesamostalnog u samostalni izboj. Očito da prema relaciji $I_A = I_0 \cdot e^{\alpha d}$ izboj nemože prijeći u samostalan, jer odstranjenjem vanjskog uzroka I_0 struja iščezava.

Istraživači se uglavnom slažu u tome da je glavni uzrok dodatnog porasta struje sekundarna emisija elektrona iz katode izazvana ionima. Ona predstavlja *regeneracioni mehanizam* koji konačno dovodi do prijelaza u samostalan izboj. Ionizacija plina pomoću iona je beznačajna zbog malih brzina iona. Sekundarna emisija uslijed metastabilnih atoma i fotoemisija imaju također odgovarajući manji udio u sve naglijem porastu struje.

Kao *faktor sekundarne emisije* γ uslijed bombardiranja katode ionima definira se broj sekundarnih elektrona emitiran po jednom ionu. U usporedbi sa sekundarnom emisijom izazvanom primarnim elektronima γ proces je prilično neefikasan. Kod energije ubrzanja iona od stotinjak eV potrebno je, ovisno o vrsti iona i materijalu katode, otprilike 5–50 iona, da bi se emitirao jedan elektron, što znači da se γ kreće otprilike u granicama od 0,02–0,2.

Ako je I_0 struja elektrona katode stvorena vanjskim uzrocima, a I_s elektronska struja stvorena sekundarnom emisijom katode, onda je anodna struja koja se sastoji isključivo od elektrona $I_A = (I_0 + I_s) \cdot e^{\alpha d}$. Budući da je ukupna struja u svakom presjeku ista, slijedi da je *ionska* struja katode $I_A - I_0 - I_s$. To znači da je $I_s = \gamma (I_A - I_0 - I_s)$. Nakon kratkog računa slijedi da je struja kroz cijev:

$$I_A = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 + \gamma - \gamma \cdot e^{\alpha d}}. \quad (8.5)$$

Struja dakle raste brže nego prema prvoj Townsendovoj relaciji. Kada vrijednost nazivnika teži nuli, struja I_A teži beskonačnom iznosu. Prema tome, uvjet prijelaza nesamostalnog u samostalni izboj, odnosno uvjet *proboja plina* dan je relacijom:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (8.6)$$

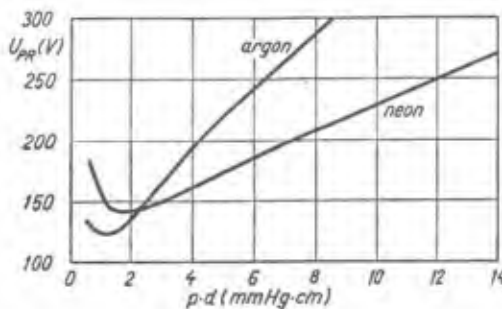
Izboj postaje samostalan kada jedan elektron stvori toliko intenzivnu elektronsko-ionsku lavinu, da je broj iona koji udaraju o katodu baš dovoljan da stvori na katodi ponovno jedan elektron. U tom slučaju potreba za vanjskim izvorom ionizacije otpada. Jedan elektron stvori $(e^{\alpha d} - 1)$ iona koji udaraju u katodu. Ako je, dakle, $\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1$, nastupa proboj plina i izboj postaje samostalan, što je u skladu s relacijom (8.6). Napon kod kojeg nesamostalan izboj prelazi u samostalan

naziva se napon paljenja ili probojni napon U_{PR} . On ovisi o vrsti i pritisku plina, kao i o materijalu i razmještaju elektroda. Može varirati u granicama od nešto ispod 100 V do mnogo desetaka kV.

Ponašanje probojnog napona pokazuje osobitost da je on, uz određen materijal katode i vrstu plina, ovisan samo o *produktu* pritiska i udaljenosti elektroda ($p \cdot d$) i ne mijenja se kod promjene obiju veličina, ukoliko njihov produkt ostaje konstantan. Kao što se iz relacije (8.6) vidi, probojni napon ovisi o α i γ . Za α je pokazano da je funkcija omjera F/p , odnosno produkta $F \cdot \lambda$. To isto vrijedi i za γ , jer je energija kojom ioni udaraju o katodu to veća što je veća jakost polja i duljina na kojoj se ubrzavaju, tj. srednji slobodni put. Budući da je uz planparalelne elektrode, zbog vrlo malog prostornog naboja, polje homogeno, vrijedi i kod proboja relacija $F/p = F \cdot d / p \cdot d = U_{PR} / p \cdot d$. Prema tome, za probojni napon vrijedi:

$$U_P = f(p \cdot d). \quad (8.7)$$

Do te relacije došao je *Paschen* i ona se prema njemu naziva *Paschenov zakon*. Naravno da će probojni napon ovisiti o vrsti plina i materijalu katode.



Sl. 8.5. Ilustracija Paschenovog zakona za argon i neon uz molibdenske elektrode.

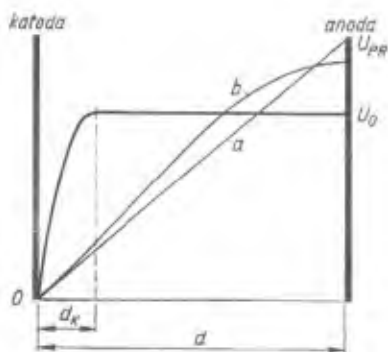
Na slici 8.5 prikazana je ovisnost probojnog napona o produktu $p \cdot d$ za cijev s molibdenskim planparalelnim elektrodama i argonom, odnosno neonom kao punjenjem. Krivulja probojnog napona pokazuje uvijek karakterističan *minimum* kod određenog produkta $p \cdot d$, dok kod manjih ili većih $p \cdot d$ probojni napon raste. Takva ovisnost probojnog napona lako je shvatljiva. Ako se npr. razmak drži konstantan, a pritisak je vrlo nizak, srednji slobodni put je velik, sudari su rijetki, pa je potreban visok napon da bi se povećala efikasnost ionizacije i sekundarne emisije iz katode. Porastom pritiska sudari su češći, efikasnost ionizacije raste i probojni napon opada. Očito je da će probojni napon opet rasti kad pritisak prijeđe neku određenu vrijednost, jer je srednji slobodni put toliko kratak da je potrebno povećati napon da bi elektron duž slobodnog puta zadobio veću energiju i mogao izvršiti ionizaciju. Uz konstantni $p \cdot d$ je broj srednjih slobodnih puteva od katode do anode konstantan, a i energija duž srednjeg slobodnog puta $F \cdot \lambda$, o kojoj ovisi vjerojatnost ionizacije je također konstantna, jer se kod porasta pritiska u istoj proporciji smanji λ u kojoj se poveća F . Izboji uz konstantni produkt $p \cdot d$ su prema tome, što se tiče probojnog napona, istovetni.

Nakon što nastupi proboj, izboj postaje samostalan. Struja u prvo vrijeme raste praktički uz konstantan napon, pri čemu su struje vrlo male, do reda μA . Nakon toga napon počinje padati i zauzima kod struja većih od desetak μA konstantnu vrijednost, manju od napona paljenja. Cijev prelazi u područje konstantnog pada napona, tzv. područje normalnog tinjavog izboja, koje je karakterizirano svjetlucanjem plina.

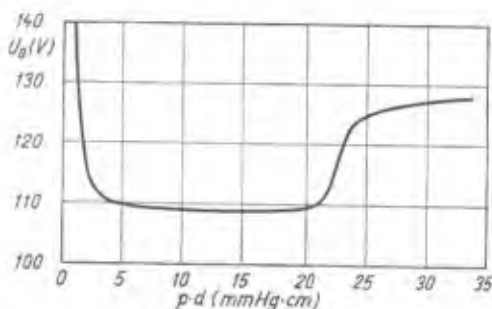
8.4.

Tinjavi izboj

Nakon proboja izboj brzo prelazi u normalni tinjavi izboj. *Napon normalnog tinjanja* U_0 (*napon gorenja*) manji je uvijek od napona paljenja. Ilustracija raspodjele potencijala između katode i anode u času proboja (a), u prijelaznom području koje slijedi nakon proboja (b) i u konačnom stanju normalnog tinjanja (c), dana je na slici 8.6.



Sl. 8.6. Raspodjela potencijala između katode i anode od časa proboja do uspostavljanja normalnog tinjavog izboja.



Sl. 8.7. Napon gorenja normalnog tinjavog izboja kao funkcija produkta ($p \cdot d$) za neon uz molibdenske elektrode.

U momentu proboja je gustoća struje toliko mala da su učinci prostornog naboja zanemarivi, pa je polje između paralelnih elektroda praktički homogeno. Nakon uspostavljanja *normalnog tinjavog izboja* praktički sav pad napona lokaliziran je na relativno usko područje oko katode d_k , tzv. *područje katodnog pada*, i između rubova tog područja vlada *katodni pad napona* U_K . Prostor izvan katodnog pada je područje u kome su koncentracije elektrona i iona približno jednake i naziva se *plazma*. Pad napona u zoni plazme je redovito vrlo malen, tako da je katodni pad napona U_K skoro jednak anodnom naponu, tj. naponu gorenja U_0 .

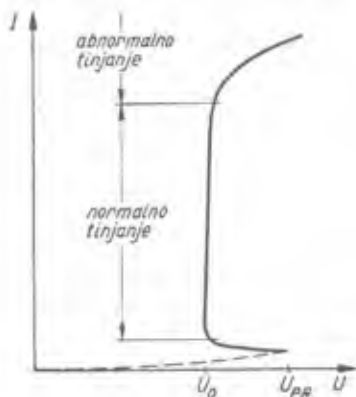
Kod određene cijevi, ovisno o materijalu katode i vrsti upotrebljenog plina, katodni pad napona ovisit će o produktu pritiska p i širine zone katodnog pada d_k , a minimalna vrijednost napona U_K bit će približno jednaka, odnosno nešto niža od minimalne vrijednosti probojnog napona. Prema tome, katodni pad potencijala neće praktički ovisiti o pritisku plina, jer se produkt $p \cdot d_k$ podesi na vrijednost

koja katodni pad napona čini minimalnim. To će biti moguće ako je produkt pritiska i udaljenosti elektroda $p \cdot d > p \cdot d_k$, tj. ako se radi o području nadesno od Paschenovog minimuma, što je redoviti slučaj.

Napon gorenja uz molibdenske elektrode i neon kao punjenje u ovisnosti o produktu $p \cdot d$ prikazan je na slici 8.7. U intervalu $p \cdot d$ od 5 mmHg · cm do 20 mmHg · cm napon gorenja je praktički konstantan, jer se produkt $p \cdot d_k$ uvijek podesi tako da je napon gorenja minimalan. Kod $p \cdot d < 5$ mmHg · cm anoda ulazi u područje katodnog pada i napon gorenja raste, dok za $p \cdot d > 20$ mmHg · cm napon gorenja raste na račun pada napona u plazmi.

Minimalne vrijednosti napona gorenja, koji je praktički jednak katodnom padu napona, leže u granicama od 60–350 V, ovisno o materijalu katode i upotrijebljenom plinu. Malim vrijednostima katodnog pada napona pogoduju katode s malim radom izlaza, npr. katode s oksidnim slojem i punjenje s plemenitim plinom. Kao što se vidi, katodni pad je uvijek barem nekoliko puta veći od ionizacijskog potencijala plina. Tinjavi izboj je dakle karakteriziran razmjerno visokim padom napona, dok su pripadne gustoće struje relativno male, reda mA/cm², kod pritiska od nekoliko mmHg. Tipična strujno-naponska karakteristika tinjavog izboja prikazana je na slici 8.8.

Kao što je istaknuto, glavni uzrok prijelaza nesamostalnog izboja u samostalan je sekundarna emisija iz katode izazvana ionima, koja je sama po sebi prilično neefikasan proces ($\gamma \ll 1$). To znači da je u blizini katode, u zoni katodnog pada, koncentracija iona puno veća od koncentracije elektrona. Zona katodnog pada je prema tome područje *ionskog prostornog naboja*. Ioni ulaze u područje katodnog pada iz plazme s relativno malim brzinama zbog svoje relativno velike mase i slabog električkog polja koje vlada u plazmi. U tom pogledu su uvjeti prema kojima bi se mogla odrediti struja normalnog tinjavog izboja u ovisnosti o naponu slični kao i kod određivanja struje prostornog naboja vakuumске diode. Za razliku od gibanja elektrona u vakuumu ioni u zoni katodnog pada doživljavaju česte sudare, jer je širina zone katodnog pada normalnog tinjavog izboja otprilike 50 do 100 puta veća od srednjeg slobodnog puta. U tom pogledu su uvjeti za određivanje struje različiti od uvjeta koji postoje u području prostornog naboja vakuumске diode. Dade se međutim pokazati da je izraz za gustoću struje normalnog tinjavog izboja, prikazane kao ionske struje katode, formalno sličan tropolovinskom zakonu kod vakuumске diode i ima oblik:



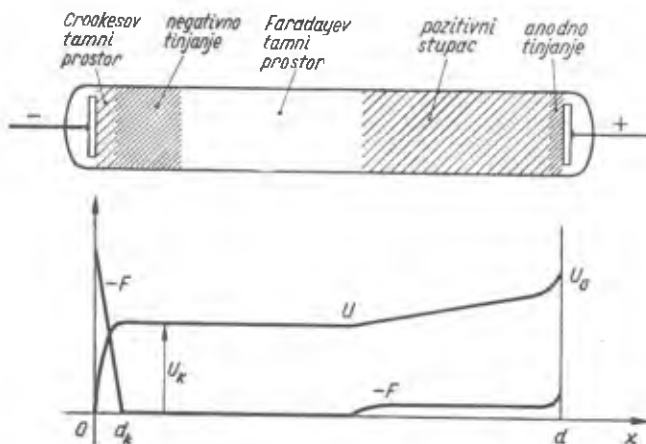
Sli. 8.8. Strujno-naponska karakteristika tinjavog izboja.

$$J = K' \frac{U_k^{3/2}}{d_k^2} \quad (8.8)$$

Veličine U_k i d_k su katodni pad potencijala i širina zone katodnog pada, a K' je konstanta koja, među ostalim, sadrži i masu atoma plina. Struja normalnog tinjanja na katodi je skoro isključivo ionska, dok je na anodi čisto elektronska. Ukupna struja u svakom presjeku mora biti ista i dobiva se množenjem gustoće struje s površinom onog dijela katode koji sudjeluje u vođenju struje.

Kod porasta struje ostaje *gustoća struje* konstanta, a porast struje ide na račun povećanog dijela površine katode koji sudjeluje u vođenju struje. Prema tome ostaju konstantni i katodni pad potencijala i širina tog područja. U tome leži osnovno obilježje normalnog tinjavog izboja. Ukoliko se u nekoj cijevi mijenja pritisak, produkt $p \cdot d_k$ se uvijek podesi na konstantnu vrijednost, što daje praktički konstantan iznos katodnog pada potencijala. Međutim, s obzirom na to da kod porasta p opada d_k , slijedi iz relacije (8.8) da je gustoća struje normalnog tinjavog izboja proporcionalna kvadratu pritiska plina. Ta tvrdnja je za većinu materijala katoda i vrsti punjenja u dobrom skladu s eksperimentom; npr. za molibdensku katodu i neonsko punjenje vrijedi relacija $J = 5 \cdot p^2$ [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$], gdje je pritisak p u mmHg.

Promatranje optičkih pojava unutar tinjavog izboja pokazuje da postoje svjetlija i tamnija područja koja naizmjenično slijede. Pojednostavnjen prikaz tih područja, kao i dijagram potencijala i električkog polja dan je na slici 8.9.



Sl. 8.9. Pojednostavnjen prikaz optičkih pojava, potencijala i električkog polja unutar normalnog tinjavog izboja.

Područje uz katodu u zoni katodnog pada emitira vrlo malo svjetlosti i naziva se *katodni tamni prostor* ili *Crookesov tamni prostor*. Obično Crookesov prostor dolazi tek nakon dvaju vrlo uskih područja. To su neposredno uz katodu *Astonov tamni prostor*, a iza njega se nadovezuje svjetlija zona nazvana *katodno tinjanje*. Nakon Crookesovog tamnog prostora nastupa naglo svjetla oblast nazvana *negativno tinjanje* koje postepeno prelazi u *Faradayev tamni prostor*. Iza tog prostora dolazi svjetlo područje nazvano *pozitivni stupac*. Kod duljih izbojnih prostora veći dio svjetlosti dolazi iz tog prostora. Iza pozitivnog stupca često slijedi usko područje intenzivne svjetlosti nazvano *anodno tinjanje*. Optičke pojave unutar izbojnog prostora mogu kod određenih pritisaka, naročito u slučaju kada se punjenje sastoji od smjese plinova, biti mnogo kompliciranije od opisanih.

Zona katodnog pada praktički prestaje na svršetku Crookesovog tamnog prostora, te prema tome negativno tinjanje, Faradayev tamni prostor i pozitivni stupac predstavljaju plazmu izboja, tj. područja u kojima su *koncentracije elektrona i iona približno jednake*. U zoni katodnog pada električko polje ima u prosjeku znatnu vrijednost, ono opada skoro linearno od katode prema vrijednosti približno jednakoj nuli na rubu katodnog pada. To je područje u kome je gustoća prostornog naboja iona puno veća od gustoće prostornog naboja elektrona, što je već ranije istaknuto.

Unutar plazme postoji *Maxwell-Boltzmannova* raspodjela brzina elektrona, iona i neutralnih atoma. Svakoj čestici se prema tome može pripisati odgovarajuća prosječna kaotična brzina, odnosno *temperatura*. Kod promatranih plazmi pri niskim pritiscima su temperature elektrona, iona i atoma plina međusobno različite, time da elektronima pripada redovito vrlo visoka ekvivalentna temperatura od preko 10 000 K, dok su temperature iona više od temperature plina, ali daleko niže od temperature elektrona. To je posljedica činjenice što elektroni i ioni, prvi u većoj mjeri, izvlače energiju iz električkog polja, a atomi plina ne. Prosječne kaotične brzine elektrona su dakle daleko veće od prosječnih brzina iona, odnosno atoma plina, ne samo zbog njihove daleko manje mase već i zbog daleko više temperature. Struja koja teče kroz plazmu je rezultat slabog električkog polja koje postoji u plazmi, i ona je skoro isključivo *elektronska*, iako su koncentracije elektrona i iona u plazmi praktički jednake. (Ako su elektron i ion prošli kroz istu razliku potencijala, tada njihove brzine stoje u omjeru $\sqrt{m_i/m_e}$; npr. masa iona žive je za oko $3,6 \cdot 10^5$ veća od mase elektrona, slijedi da je brzina elektrona oko 600 puta veća od brzine živinog iona.) Glavna uloga iona u plazmi je *neutralizacija* prostornog naboja elektrona, tako da je za vođenje struje potrebno vrlo slabo električko polje. O svojstvima plazme bit će još govora kod lučnog izboja, jer su oba tipa plazmi približno ista. Ionizacija plazme je relativno slaba; svega 1/1000 do 1/100 atoma u plazmi je ionizirano, golema većina su dakle neutralni atomi.

Jakost svjetla iz pojedinog područja je to jača što su neelastični sudari koji dovode do pobuđivanja atoma brojniji. Detalji izmjenjivanja tamnijih i svjetlijih područja nisu do kraja jednoznačno objašnjeni, naročito što se tiče područja katodnog pada. Boje izbojnog prostora ovise o spektralnim linijama upotrijebljenog plina.

Positivan stupac, Faradayev tamni prostor, a u većoj mjeri i negativno tinjanje nisu bitni sastavni dijelovi tinjavog izboja. Ukoliko se uz isti pritisak smanjuje razmak između elektroda, pozitivan stupac postaje sve kraći i na koncu nestaje. Kod daljnjeg smanjenja udaljenosti isto se odigrava s Faradayevim tamnim prostorom i s negativnim tinjanjem. Napon na cijevi ostaje praktički konstantan dok anoda ne uđe duboko u područje negativnog tinjanja, a kasnije počinje rasti. Napon počinje naglo rasti tek ulaskom anode u područje katodnog pada, što je i razumljivo, jer tada produkt $p \cdot d$ leži lijevo od Paschenovog minimuma. Postepeno iščezavanje plazme opaža se i kod sniženja pritiska, tako da konačno kod dovoljno niskog pritiska područje katodnog pada zauzima čitav međuelektrodni prostor.

Pod utjecajem slabog električkog polja ioni iz plazme kreću prema katodi, a elektroni prema anodi. Elektroni i ioni iz plazme, međutim, također *difundiraju* lateralno prema stijenkama posude u kojoj se izboj odigrava. Struja stijenke jednaka je nuli, što znači da u jedinici vremena na nju stiže jednak broj elektrona i iona. Budući da su brzine elektrona puno veće, oni lakše difundiraju od iona, i zbog toga mora potencijal stijenke biti niži od potencijala plazme da bi se uspostavila ravnoteža u pristizanju elektrona i iona na stijenku. Na stijenci posude elektroni i ioni

rekombiniraju i njihovi naboji se neutraliziraju. Rekombinacija dakle predstavlja gubitak naboja. Električno polje u smjeru elektroda u plazmi mora biti baš takvo da bi pojedini elektroni dobili dovoljne energije, da u plazmi vrše baš toliko intenzivnu ionizaciju kolika je potrebna da se nadoknadi gubitak naboja uslijed rekombinacije.

Rekombinacija će biti intenzivnija u duljim i užim izbojnim prostorima, jer je tada omjer površine plazme prema njenom volumenu nepovoljniji. Kod dugih cijevi s malim promjerom jakost polja u plazmi može iznositi nekoliko V/cm, dok je uz povoljan omjer volumena prema površini svega nekoliko desetinki V/cm.

Područje normalnog tinjavog izboja traje tako dugo dok se *čitava* katoda ne pokrije svjetlošću i sudjeluje u vođenju struje. Nakon toga daljnji porast struje može uslijediti samo na račun povećanja gustoće struje, a to je popraćeno porastom napona na cijevi. Izboj ulazi u područje *abnormalnog tinjanja*. Područje katodnog pada postaje uže, a uslijed povišenog napona energija iona koji bombardiraju katodu raste. To dovodi do zagrijavanja katode, tako da termionska emisija, ranije zanemariva, počinje sve više dolaziti do izražaja, a izboj prelazi u *lučni izboj*.

Sličnost s tinjaviim izbojem posjeduje tzv. *korona*-izboj. To je samostalni izboj do kojeg dolazi kod jako nehomogenih polja, npr. između tanke žice i koaksijalnog cilindra, kad između njih napon prijeđe određenu granicu. Ime izboja opisuje tipično svjetlucanje plina kod takvog izboja pri atmosferskom pritisku, npr. kod dalekovoda. Do korone dolazi i pri niskim pritiscima, ali tada su takve optičke pojave neprimjetne. Korona-izboj se koristi kod nekih specijalnih plinom punjenih cijevi.

8.5.

Lučni izboj

Po načinu nastajanja i održavanja lučni izboj se može podijeliti u tri kategorije: 1. *termionski luk*, 2. *luk s izvana žarenom katodom* i 3. *luk uslijed emisije poljem*. Svi lučni izboji su karakterizirani vrlo *velikim gustoćama struje* i *malim padom napona*, 10–30 V, otprilike jednakim ionizacionom potencijalu plina. U tome je osnovna razlika između lučnog izboja i tinjavog izboja, koji je — kao što je već poznato — karakteriziran malim gustoćama struje i razmjerno visokim padom napona. Mali pad napona lučnog izboja je rezultat efikasnog oslobađanja elektrona iz katode pomoću termionske emisije ili emisije poljem, dok je kod tinjavog izboja emisija iz katode uglavnom rezultat neefikasne sekundarne emisije izazvane ionima.

Izbojni prostor lučnog izboja se može podijeliti u dva područja: u blizini katode je područje *katodnog pada* na kome vlada praktički sav pad napona, a kasnije slijedi *područje plazme* koja je praktički ekvipotencijalna. U blizini anode može postojati i područje anodnog pada, time da anodni potencijal može biti nešto viši, jednak, ili čak nešto niži od potencijala plazme, uglavnom ovisno o iznosu struje koja teče kroz cijev.

Tinjavi i lučni izboj imaju, dakle, i mnoge zajedničke crte. Obadva se sastoje od područja katodnog pada i plazme. Lučni izboj je također svijetli izboj, a svjetlo potječe od pobuđenih atoma plina. Zona katodnog pada lučnog izboja je redovito ekstremno uska. Njena širina je redovito čak i manja od srednjeg slobodnog puta. Zbog toga se tamni prostor oko katode ne primjećuje.

Termionski luk. Ta vrsta lučnog izboja često nastaje kao posljedica prethodnog tinjavog izboja i predstavlja samostalan tip izboja. Kada struja abnormalnog tinjanja dovoljno poraste, bombardiranje katode ionima postaje tako intenzivno da dolazi do sve jačeg zagrijavanja katode. Izboj nakon prijelaznog područja brzo prelazi u lučni izboj, kao što je ilustrirano na slici 8.2, a struja se dalje podržava mehanizmom termionske emisije. Samo dio katode koji daje struju termionske emisije je pokriven intenzivnom svjetlošću.

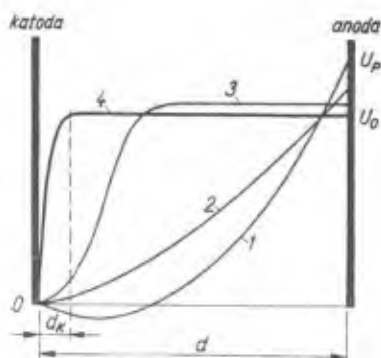
Termionski luk može nastati i bez prethodnog tinjavog izboja, npr. prijekidom kontakta između dvaju metala kroz koji je tekla struja. Neposredno nakon prekida kontakta, uslijed razlike potencijala na vrlo maloj udaljenosti, između pojedinih mjesta razdvojenih metala stvara se redovito vrlo jako električko polje, što dovodi do emisije poljem i ionizacije tog uskog prostora. Uz pogodne prilike taj početni luk se kasnije podržava termionskom emisijom. Tipičan primjer termionskog luka do kojega dolazi prekidom kontakta je luk između ugljenih elektroda pri atmosferskom pritisku. Termionski luk se intenzivno koristi kod plinom punjenih cijevi koje služe kao izvori svjetlosti, to su fluorescentne cijevi i cijevi sa živinim parama.

Luk s izvana žarenom katodom. Ta vrsta luka nastupa i podržava se uslijed *termionske emisije* iz katode koja se izvana žari. Predstavlja nesamostalan izboj i, ukoliko se odstrani izvor žarenja katode, luk nestaje. Upotreba te vrste lučnog izboja je vrlo raširena kod plinom punjenih dioda i trioda. Opteretne struje mogu iznositi do 100 A. *Napon paljenja* je za nekoliko volti viši od napona gorenja, koji se kod lučnog izboja obično naziva *napon luka*. Napon luka je približno jednak naponu ionizacije plina, može od njega biti za nekoliko volti veći, a može biti i manji od ionizacionog potencijala kada se ionizacija obavlja dvostepeno posredstvom metastabilnih nivoa. To vrijedi za sve tipove luka.

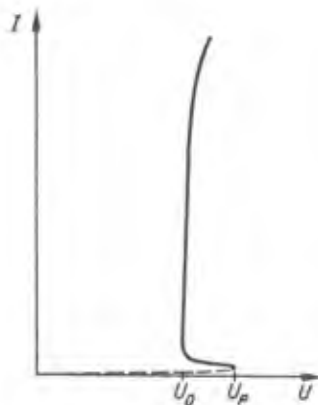
Raspodjela potencijala u cijevi prije i nakon uspostavljanja luka prikazana je na slici 8.10. Ukoliko se anodni napon povisuje od nule prema vrijednosti ionizacionog potencijala plina, struja će biti mala i odgovarat će približno struji prostornog naboja slične vakuumske diode, što je na slici 8.10 prikazano krivuljom 1. Ispred katode se obrazuje *potencijalni minimum*. Nakon što napon dosegne vrijednost napona paljenja, počinje ionizacija plina i stvoreni ioni počinju neutralizirati prostorni naboj elektrona. Raspodjela potencijala u cijevi nakon prijelaznih stanja prikazanih krivuljama 2 i 3 brzo zauzima stacionarnu vrijednost prikazanu krivuljom 4, koja je u biti ista za sve tri vrste luka. Napon na cijevi pri tome padne na iznos napona luka. Prostor nadesno od katodnog pada ispunjen je plazmom.

Struja lučnih izboja je u svakom presjeku cijevi skoro isključivo *elektronska*, a uloga iona je isključivo u tome da *neutraliziraju prostorni naboj*. Budući da je plazma praktički na potencijalu anode, a područje katodnog pada je vrlo usko, anoda je efektivno preseljena na rub katodnog pada u neposrednu blizinu katode. Zbog toga je jakost polja u području katodnog pada, a i na samoj katodi znatna. Prema tome *Schottkyjev* efekt može biti znatan kod plinom punjenih cijevi kroz koje teče struja zasićenja. Općenito važi pravilo da se kod cijevi s izvana žarenom katodom može izvlačiti samo ona struja koju katoda mehanizmom termionske emisije na danoj temperaturi može dati, a to je struja zasićenja uvećana za djelovanje Schottkyjevog efekta.

Ako se iz cijevi želi dobiti veća struja, napon na cijevi počinje rasti, ioni u zoni katodnog pada dobivaju veće energije. Njihovo bombardiranje katode, koje dovodi do sekundarne emisije, ima u tom slučaju destruktivan efekt na katodu. Katode koje se upotrebljavaju su većinom oksidne, znači imaju uvijek aktivni emisijski sloj na površini. Učinak iona na aktivni sloj postaje razoran kod tih plinom punjenih



Sl. 8.10. Raspodjela potencijala prije i nakon stvaranja luka s izvana žarenom katodom.



Sl. 8.11. Strujno-naponska karakteristika lučnog izboja s izvana žarenom katodom.

cijevi kada njihova energija prijeđe vrijednost od 22 do 25 eV. Ioni izbijaju atome iz aktivnog sloja katode i posljedica toga je skraćivanje života, pad emisijske sposobnosti i konačno uništenje katode. Ta pojava naziva se *rasprašivanje katode*. Kad je pad napona na cijevi manji od 22 do 25 V, bombardiranje katode ionima nema štetne posljedice. Za razliku od ostalih vrsti lukova, emisijska struja katode se kod luka s izvana žarenom katodom jednoliko raspoređuje duž čitave površine katode.

Tipično strujno-naponska karakteristika lučnog izboja s izvana žarenom katodom prikazana je na slici 8.11.

Luk uslijed emisije poljem. Ta vrsta luka je tehnički vrlo značajna, i to kod cijevi s katodom od *tekuće žive*. Uspostavljanje luka vrši se prekidom pomoćnog strujnog kruga između pobudne ili startne elektrode i živine katode. Emisija poljem koja nastupa prekidom tog strujnog kruga uspostavlja u njemu pomoćni početni luk. Na katodi se pri tom stvara mala vrlo svijetla *katodna mrlja* koja može dati ogromnu gustoću struje, reda do 10^4 A/cm².

Ako je anodni napon dovoljno pozitivan, lučni izboj se prenosi na glavni strujni krug. Podržavanje luka nije u potpunosti objašnjeno. Općenito se smatra da termionska emisija iz mrlje ne može imati neku ulogu u održavanju struje, jer mjerenja pokazuju da njena temperatura ne prelazi oko 300 °C. Najprihvatljivije je tumačenje da se luk održava emisijom uslijed jakog polja. To polje mora biti reda 10^7 V/cm, a izazivaju ga na pojedinim mjestima katode ioni koji dolaze iz zone katodnog pada.

Cijevi s katodom od tekuće žive mogu dati struje i preko 10 000 A. Pri tome se stvaraju mnoge katodne mrlje, od kojih svaka može dati približno do 50 A. Katodna mrlja se za vrijeme trajanja luka kaotično pomiče duž površine žive. Kad

je vanjsko opterećenje malo, približno ispod 5 A, luk se gasi. Zbog toga je potrebno ili luk periodički uspostavljati, ili u dodatnom pomoćnom krugu stalno podržavati pomoćni luk.

8.6. Svojstva plazme i njenih rubnih područja

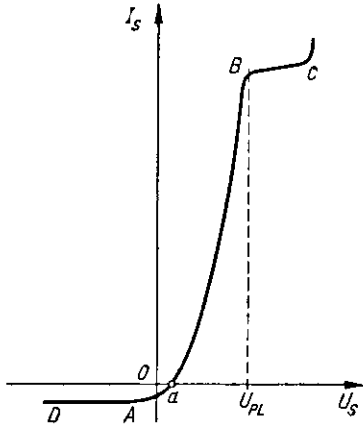
Razdioba energija elektrona, iona i neutralnih atoma plina u plazmi ravna se, kao što je rečeno, prema Maxwell-Boltzmannovoj statistici. Prešavši zonu katodnog pada, koja je kod lučnih izboja vrlo uska i u kojoj zbog toga ionizacija plina nije intenzivna, elektroni ulaze u plazmu i vrše brojne elastične i neelastične sudare, od kojih ovi drugi dovode do pobuđivanja i ionizacije atoma plina. Elastični sudari elektrona i atoma plina ne dovode praktički uopće do gubitka kinetičke energije elektrona, zbog velike razlike u njihovim masama. Međutim, kod svakog elastičnog sudara elektron mijenja svoj smjer koji nakon sudara može biti proizvoljan. Elektron se dakle između sudara ubrzava pod djelovanjem električkog polja u plazmi, a nakon elastičnog sudara njegova brzina je iznosom nepromijenjena, a smjerom proizvoljna. Sudari dakle doprinose tome da elektroni u plazmi imaju Maxwell-Boltzmannovu raspodjelu brzina, s prosječnom energijom od oko 1,5 do 4 eV, čemu odgovara *ekvivalentna temperatura* od preko 10^4 K. Kaotičnosti brzina doprinose također lokalne i vremenski promjenljive varijacije potencijala unutar područja plazme. Zbog statističke raspodjele brzina pojedini elektroni u plazmi imaju dovoljne energije da izazovu neelastične sudare s atomima plina, a posljedica toga je pobuđivanje i ionizacija atoma plina.

Kod sudara iona s atomima plina situacija je drugačija. Zbog jednakih masa razmjena njihovih kinetičkih energija pri elastičnom sudaru je znatna. Prema zakonomira sraza npr. ion koji s brzinom v udara frontalno o mirujući atom gubi svoju kinetičku energiju, a atom se nakon toga giba s brzinom v . Brzine iona u plazmi su također kaotične, ali se iz navedenih razloga oni ne mogu ubrzati ni približno u dovoljnoj mjeri da bi u plinu vršili dodatnu ionizaciju. Njihova prosječna brzina, a zbog toga i njihova temperatura je niska, ali uvijek viša od temperature plina zbog toga što ioni izvlače dodatnu energiju iz električkog polja.

Uska rubna područja plazme nazivaju se *slojevi*. U slojevima uvijek prevladava *prostorni naboj* bilo elektrona bilo iona, ovisno o tome da li plohe koje omeđuju izbojni prostor imaju viši ili niži potencijal od potencijala plazme. Područje katodnog pada, tj. katodni sloj je područje u kojemu prevladava prostorni naboj iona, dakle ionski sloj. Područje anodnog pada je češće elektronski sloj, jer je potencijal anode obično nešto viši od potencijala plazme. Ionski sloj je također i usko područje između plazme i stijenke posude, bez obzira da li je ona od izolacionog ili vodljivog materijala. Elektroni i ioni difundiraju prema stijenci iz plazme, a neto struja stijenke je jednaka nuli. Zbog daleko većih prosječnih brzina elektrona mora se stvoriti u sloju retardirajuće transverzalno električko polje, dakle i retardirajući potencijal koji uravnotežuje pristizanje elektrona i iona na stijenku.

Sloj se stvara također između plazme i malih elektroda stavljenih u plazmu, tzv. sondi, čija je funkcija istraživanje svojstava plazme. Kao *sonda* se ponaša i rešetka plinom punjene triode, koja određuje uvjete početka luka. Za razliku od

stijenke posude kroz sondu teče mala struja. Kada se u plazmu stavi sonda čiji se potencijal mijenja, dobiva se redovito strujno-naponska karakteristika koja je prikazana na slici 8.12. Na ordinati je struja sonde I_s , a na apscisi napon između sonde i katode U_s . Kada je potencijal sonde jako negativan u odnosu na potencijal plazme U_{PL} , na sondu mogu stići samo ioni. Ionska struja plazme je *struja zasićenja*, neovisna o naponu, na karakteristici prikazana horizontalnim odsječkom AD . Zbog Maxwell-Boltzmannove raspodjele brzina iona u plazmi pokazuje se da ionska kaotična struja zasićenja I_{RI} prima vrijednost koja slijedi iz jednadžbe (4.11):



Sl. 8.12. Strujno-naponska karakteristika sonde uronjene u plazmu

$$\begin{aligned}
 I_{RI} &= S \cdot \frac{1}{4} \cdot q \cdot n_i \cdot \bar{v}_i = \\
 &= S \cdot \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \cdot q \cdot n_i \cdot v_{ki} = \\
 &= S \cdot q \cdot n_i \sqrt{\frac{k \cdot T_i}{2 \cdot \pi \cdot m_i}}. \quad (8.9)
 \end{aligned}$$

Koncentracija iona u plazmi označena je sa n_i , a $\bar{v}_i$ i v_{ki} su prosječne, odnosno karakteristične Maxwell-Boltzmannove brzine iona. Temperatura T_i je temperatura iona povezana s karakterističnom brzinom poznatom relacijom $1/2 m_i \cdot v_{ki}^2 = k \cdot T_i$, gdje je m_i masa iona, praktički jednaka masi atoma plina, a S je površina sonde.

U sloju oko sonde uz navedene prilike postoji *ionski prostorni naboj*, a ioni izlaze iz plazme s vrlo malim brzinama. Uzevši uz to u obzir i činjenicu da je debljina sloja obično manja od srednjeg slobodnog puta, zbog čega su sudari iona rijetki, vidi se da između ionske struje sonde i razlike potencijala između plazme i sonde U_R približno vrijedi Child-Langmuirov zakon:

$$I_{RI} = \frac{4}{9} \frac{\epsilon_0}{m_i} \sqrt{\frac{2q}{d_s}} \cdot \frac{S}{d_s^2} \cdot |U_R|^{3/2}, \quad (8.10)$$

gdje je $U_R = U_s - U_{PL} < 0$. U izrazu (8.10) figurira apsolutna vrijednost napona U_R . Ionsku struju plazme stvarno određuju prilike u plazmi, tj. brzina kojom plazma dobavlja ione u sloj, i ona je prema tome neovisna o potencijalu u odsječku AD . Promjena potencijala sonde ima za posljedicu samo *promjenu širine sloja* d_s , tako da struja ostaje konstantna. Uobičajene širine ionskog sloja su reda 10^{-2} cm.

Smanjenjem negativnog potencijala sonde postepeno se smanjuje retardirajuća sila na elektrone, tako da se od točke A nadesno struji iona superponira elektronska struja sonde. Učinak na elektrone je međutim u čitavom području AB retar-

dirajući, tako da se struja elektrona može shvatiti kao *struja početka protjecanja*, a za nju vrijedi — kao što je od ranije poznato — relacija:

$$I_E = I_{RE} \cdot e^{-\frac{q(U_{PL} - U_S)}{kT}} = I_{RE} \cdot e^{\frac{U_R}{U_T}} \quad (8.11)$$

Relacija (8.11) vrijedi za $U_R < 0$. Struja I_{RE} je elektronska kaotična *struja zasićenja*, za koju vrijedi relacija (8.9) kada se umjesto mase i temperature iona uvrste te vrijednosti za elektrone. Budući da su koncentracije iona i elektrona u plazmi jednake, slijedi na osnovu ranije rečenog da je $I_{RE} \gg I_{RI}$. U točki *a* su ionska i elektronska struja međusobno jednake, a potencijal kod kojeg se to odigrava naziva se *potencijal slobodne sonde*, jer bi tu vrijednost potencijala zauzela sonda kada bi se prekinuo njen dovod. Uvijek je potencijal slobodne sonde niži od potencijala plazme pa je učinak na elektrone retardirajući. U većini slučajeva se teoretski izraz za struju I_E dobro slaže s eksperimentom.

U točki *B* je potencijal sonde približno jednak potencijalu plazme. Prema tome je u odsječku *BC* karakteristike $U_S > U_{PL}$, zbog čega je učinak na ione retardirajući, struja je praktički konstantna i jednaka I_{RE} . Sloj oko sonde je *elektronski*. U točki *C* je potencijal sonde tako visok da se u elektronskom sloju počinje vršiti dodatna ionizacija, struja sonde počinje naglo rasti i ona prima ulogu pomoćne anode.

8.7. Opća svojstva plinom punjenih cijevi

Plinom punjene cijevi u većini primjena rade u području samostalnog izboja, tinjavog ili lučnog. Područje nesamostalnog izboja koristi se rjeđe, kao npr. kod plinom punjenih fotocijevi, te kod cijevi za detekciju raznih vrsti zračenja.

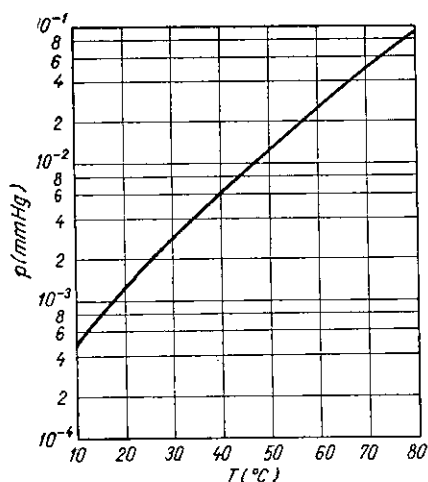
Cijevi koje rade u području *tinjavog* izboja imaju *hladnu katodu*. One se koriste za stabilizaciju napona, za razne vrsti indikacija, kao neonske reklame, dok se kao ispravljačice te cijevi koriste tek izuzetno, i to zbog velikog pada napona u propusnom području i malih struja koje mogu dati.

Cijevi koje rade u području *lučnog* izboja imaju široku upotrebu. Njihova glavna primjena je neregulirano i regulirano ispravljanje mrežnog napona. Za manje snage se koriste cijevi s izvana žarenom katodom, a za veće snage cijevi s katodom od tekuće žive.

Kod cijevi s hladnom katodom se kao punjenje najčešće upotrebljavaju *plemeniti* plinovi. Oni postoje u atomarnom obliku, ne reagiraju kemijski s materijalom elektroda, i daju u prosjeku manje padove napona od ostalih idealnih plinova koji postoje u molekularnom obliku. Kod tih cijevi koje rade u području tinjavog izboja nekad se upotrebljavaju i mješavine plemenitih plinova, npr. 99 % Ne + + 1 % A, zbog već spomenute prednosti koju pruža ionizacija putem metastabilnih stanja.

Kod cijevi s izvana žarenom katodom za punjenje se koriste plemeniti plinovi, mješavina plemenitog plina i žive, a također i živa. U slučaju kad u punjenju sudjeluje živa smještena je unutar posude kapljica žive koja osigurava potreban pritisak živinih para.

Kod cijevi s katodom od tekuće žive punjenje je *živina para*, koja se sastoji od atoma žive. Kad istovremeno sa živinom parom postoji i njen kondenzat u obliku



Sl. 8.13. Pritisak živinih para kao funkcija temperature kondenzirane žive.

tekuće žive, živina para je zasićena, a njen pritisak ovisi isključivo o temperaturi kondenzirane žive i raste s temperaturom vrlo naglo, na način prikazan na slici 8.13. Kao što se vidi, pritisak živine pare je kod 20 °C oko 10^{-3} mmHg, a kod 80 °C oko 10^{-1} mmHg. To su otprilike i temperaturne granice unutar kojih se u radu kreću temperature najhladnijeg mjesta unutar posude.

Kod svih cijevi punjenih idealnim plinovima opaža se da pritisak u cijevi tokom upotrebe postepeno opada. Ta pojava se naziva *pročišćavanje plina*. Plin u posudi se postepeno apsorbira bilo na elektrodama, bilo na stijenci posude. Do pročišćavanja dolazi također uslijed bombardiranja katode brzim ionima koji prodiru u katodu i tamo ostaju zarobljeni. Kad se kao punjenje upotrebljava zasićena živina para, do pojave pročišćavanja ne dolazi jer se izgubljeni atomi žive stalno nadoknađuju.

Pročišćavanje je također u izvjesnoj mjeri suzbijeno kada se punjenje sastoji od mješavine plemenitog plina i živine pare. Posljedica pročišćavanja je smanjenje ionizacije sposobnosti plina, što iziskuje viši napon za određenu struju. Zbog porasta napona, energije iona koji bombardiraju katodu postaju veće, pa dolazi do rasprašivanja katode i prijevremene neupotrebljivosti cijevi. Povišenjem početnog pritiska u cijevi se pojave pročišćavanja vremenski odgađaju, ali previsok pritisak ima štetne posljedice za rad cijevi.

Kod cijevi s hladnom katodom, unutar normalnog tinjavog izboja, gustoća struje raste približno s kvadratom pritiska. Zona katodnog pada postaje uža, u skladu s poznatim uvjetom $p \cdot d_k = \text{const}$. To znači da snaga koja se troši na neelastične sudare u zoni katodnog pada raste približno sa p^3 , što može imati za posljedicu naglo povišenje temperature katode i prijelaz tinjavog u lučni izboj. Osim toga, kod visokog pritiska nastupa i velika razlika između napona paljenja i napona gorenja. Zbog toga je optimalan pritisak podvrgnut kompromisu i obično je od 10 do 30 mmHg.

Kod cijevi s užarenom katodom koje se koristi kao ispravljačice za više napone pritisak je relativno nizak, obično ispod 1 mmHg, pa čak do 0,001 mmHg. Za niskonaponske ispravljačice dozvoljava se i pritisak od nekoliko desetaka mmHg. Naime, u toku negativne poluperiode između katode i anode postoji *inverzni* napon, praktički jednak maksimalnoj vrijednosti napona koji se

ispravlja U_{am} . Kod cijevi za punovalno ispravljanje s dvije anode maksimalni napon između anoda može doseći skoro vrijednost $2 U_{am}$.

Ako pritisak nije dovoljno nizak i cijev ne radi dovoljno ulijevo od Paschenovog minimuma, može doći do proboja između katode i anode, odnosno između anoda, kod razmjerno umjerenih napona. Posljedica proboja je redovito tinjavi izboj između tih elektroda, što ne predstavlja neku veću smetnju jer su struje tinjavog izboja male u odnosu na struje lučnog izboja koje postoje u normalnom smjeru vođenja struje. Međutim, pod određenim uvjetima nad kojima je nemoguće imati potpunu kontrolu, može doći do stvaranja krajnje štetnog *povratnog luka*. Svaka cijev može tokom svog života podnijeti samo ograničeni broj povratnih lukova, a da se pri tom ne uništi. Zbog toga se za ispravljanje *viših* napona (maksimalan inverzni napon veći od otprilike 1 kV) upotrebljava isključivo živino punjenje u obliku kapljice tekuće žive koja osigurava nizak pritisak živinih para. Za srednje napone se upotrebljava obično mješavina plemenitog plina i žive. Upotreba samog plemenitog plina ne dolazi u obzir kod ispravljačica za više napone, jer uz potreban niski pritisak dolazi brzo do pročišćavanja plina i njegovih štetnih posljedica.

Kad se kod cijevi s izvana žarenom katodom upotrebljavaju za punjenje samo plemeniti plinovi, onda je njihov pritisak relativno visok, otprilike 50–100 mm Hg. Time se pojave pročišćavanja plina u velikoj mjeri odgađaju, ali se istovremeno jako snizuje maksimalan inverzni napon koji cijev može izdržati, pa se takve cijevi koriste isključivo kao *niskonaponske* ispravljačice, do nekoliko stotina volti. Punjenje s idealnim plinom je samo po sebi povoljnije, jer pritisak plina malo ovisi o temperaturi.

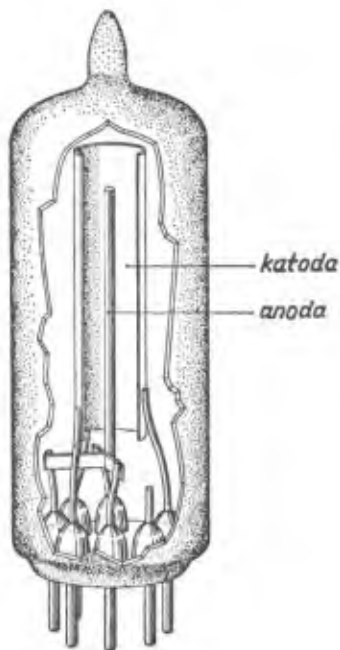
Cijevi s katodom od tekuće žive mogu raditi kao ispravljačice za visoke napone jer je pritisak živine pare u dozvoljenom temperaturnom radnom području nizak, u granicama od 0,001 do 0,1 mmHg, a koriste se — kao što je već rečeno — ako su potrebne struje veće od otprilike 100 A. Budući da su osnovna svojstva plinom punjenih cijevi već obuhvaćena razmatranjem plinskih izboja, specifičnosti pojedinih vrsti tih cijevi bit će dane ukratko.

8.8.

Cijevi s hladnom katodom

Te cijevi, čija je strujno-naponska karakteristika dana na slici 8.8, rade redovito u području normalnog tinjavog izboja, pa se često nazivaju i *tinjalice*. Kao što je rečeno, za punjenje redovito se koriste plemeniti plinovi. Za katode se upotrebljavaju ili čisti metali (nikalj, željezo i molibden) ili metalna katoda presvučena slojem oksida. Prednost oksidnih katoda je manji napon gorenja, dok su im nedostaci daleko veća osjetljivost na bombardiranje ionima, kao i jače izražene varijacije napona gorenja tokom rada zbog nehomogenosti površine. Napon gorenja cijevi s hladnom katodom leži otprilike u granicama od 60 do 150 V, ovisno o materijalu katode i upotrebljenom plinu. Cijevi manjih snaga do otprilike 1 W koriste se za razne vrste indikacija. Glavna primjena cijevi s hladnom katodom je *stabilizacija* istosmjernog napona, za to se koristi — kao što je već istaknuto — relativna konstantnost napona gorenja unutar normalnog tinjavog izboja. Struje normalnog tinjavog izboja mogu iznositi kod pojedinih cijevi do otprilike 100 mA. Stabilizacija

će biti to bolja što je promjena napona gorenja unutar propisanog intervala struja manja, i ona se kreće do otprilike 10 %, a kod specijalnih cijevi je snižena na oko 3-4 %. Znači da je jedan od kriterija dobrote stabilizatorske cijevi dinamički otpor $\Delta U_0/\Delta I$, koji treba da je što niži.



Sl. 8.14. Presjek jedne cijevi za stabilizaciju napona.

Budući da je početna ionizacija uvjetovana vanjskim uzrocima, vrijeme od uključenja vanjskog napona (višeg od napona paljenja) do uspostavljanja tinjavog izboja može biti relativno dugo, čak nekoliko sekundi ukoliko je cijev u tami. Zbog toga se, kada je potrebno brže paljenje, cijevi izvrgavaju djelovanju svjetlosti pa se posredstvom fotoemisije paljenje ubrzava. Male količine radioaktivnog materijala smještene u neke cijevi također ubrzavaju taj proces.

Tokom rada uz istu struju kroz cijev dolazi do promjena napona gorenja, koje su obično male, tipično nekoliko desetinki volta. Veće su razlike napona gorenja između pojedinih uzoraka istog tipa cijevi, tipično nekoliko volti. Napon gorenja varira također i s temperaturom, uz maksimalni temperaturni koeficijent od otprilike 10 mV/°C. Posebne stabilizatorske cijevi naročito pažljivo konstruirane s vrlo čistom homogenom metalnom katodom, s punjenjem u kojem su primjese ostalih plinova svedene na minimum, mogu služiti i kao normale napona. Kod njih je postignuta vrlo mala promjena napona gorenja, od svega oko 0,1 % uz određenu nominalnu struju. Izgled jedne stabilizatorske cijevi prikazan je na slici 8.14.

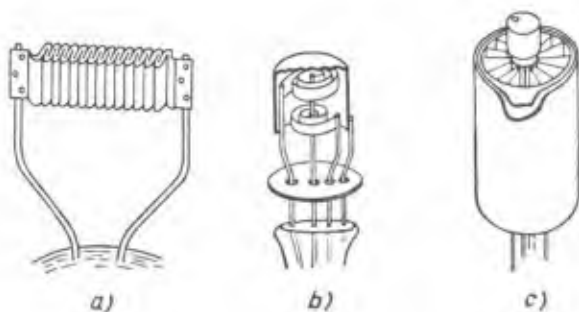
Maksimalni iznos napona koji se može stabilizirati limitiran je maksimalnim naponom gorenja koji iznosi oko 150 V. Napon gorenja može biti i veći kod cijevi s većim razmacima elektroda, i to zbog pada napona unutar pozitivnog stupca, međutim takve cijevi se koriste u druge svrhe. Kad se žele stabilizirati viši naponi, može se par cijevi staviti u seriju. Za stabilizaciju još viših napona, reda 1 kV pa naviše, koriste se posebne, tzv. korona-stabilizatorke, koje rade unutar ranije spomenutog korona-izboja.

8.9.

Cijevi s izvana žarenom katodom

Te se cijevi često upotrebljavaju za *ispravljanje* kod umjerenih snaga, do struja oko 100 A. One rade u području *lučnog izboja* koji je u ovom slučaju *nesamostalan* jer luk ovisi o prisustvu izvora žarenja katode. Kao što je istaknuto u članku 8.7, ovisno o pogonskim uvjetima za punjenje se upotrebljavaju plemeniti plinovi, živa ili živa zajedno s plemenitim plinom. Pad napona u cijevi je malen, približno jednak ionizacionom potencijalu plina, tipično od 10 do 15 V.

Katode tih cijevi su oksidne, a mogu biti direktno i indirektno žarene. Nekoliko tipičnih katoda prikazano je na slici 8.15. Kao što se vidi, njihovi su oblici mnogo složeniji nego kod vakuumskih cijevi. Svrha takve izvedbe je povećanje *efikasnosti emisije*, koja može doseći i vrijednosti nešto veće od 1 A/W. Kao što je poznato, glavni uzrok hlađenja katode je isijavanje topline i svrha prikazanih konstrukcija je da se isijavanje što više smanji. To se postiže konstrukcijom u obliku spirale, radijalnih rebara itd. Na taj način velik dio snage koji isijava jedan dio katode zahvaća drugi dio, čime se ukupno isijana snaga smanjuje. Naročito je efikasno stavljanje katode u zaštitne cilindre koji reflektiraju velik dio topline koju katoda isijava. Katode *a* i *b* su direktno žarene, a katoda *c* je indirektno žarena.



Sl. 8.15. Neki oblici žarenih katoda plinom punjenih cijevi.

Takva konstrukcija je nemoguća kod vakuumskih cijevi zbog učinaka prostornog naboja, jer bi emisija elektrona iz velikog dijela katode bila onemogućena. Naprotiv, kod plinom punjenih cijevi u plazmi je neutraliziran praktički sav prostorni naboj i on postoji samo u vrlo uskom području katodnog pada koje se oblikuje prema geometrijskoj konfiguraciji katode. Kod plinom punjenih cijevi, dakle, elektrone emitira čitava površina katode, a toplinu isijava efektivno samo njen mali dio, dok su kod vakuumskih cijevi te dvije površine praktički iste.

Maksimalna vrijednost napona *žarenja* katode kod direktno žarenih cijevi mora biti *manja* od napona *luka*; u protivnom se može obrazovati luk između krajeva katode. Indirektno žarene katode su mehanički i električki robustnije, struja katode može ići do otprilike 100 A, uz gustoću struje 2-3 A/cm². Ne smije se dozvoliti da struja naraste na vrijednost veću od termionske emisije, jer tada napon luka raste, a učinci bombardiranja brzih iona dovode do rasprašivanja katode. Rasprašivanju katode doprinosi i pojačano isparavanje aktivnog sloja katode uslijed povišene temperature. Zbog toga se za svaku cijev navodi dozvoljena *maksimalna trenutna vrijednost struje*.

Maksimalna srednja vrijednost struje za određenu cijev također se redovito navodi sa strane proizvođača. Ta vrijednost je bazirana na maksimalno dozvoljenoj temperaturi bilo kojeg dijela cijevi. Tijesno povezano s dozvoljenom maksimalnom srednjom vrijednosti struje je tzv. *vrijeme prosjeka* ili *integraciono vrijeme*. Ista srednja vrijednost struje može se ostvariti nizom periodičkih ili neperiodičkih vremenski promjenljivih oblika struje. Dozvoljeni su međutim samo oni oblici u kojima je vrijeme u kojem se treba računati srednja vrijednost struje manje od

vremena prosjeka cijevi. Naime, potrebno je određeno vrijeme da temperatura unutar cijevi zauzme konačnu vrijednost, a to vrijeme je ovisno o toplinskoj kapacitivnosti cijevi. Upravo ta termička vremenska konstanta određuje vrijeme prosjeka.

Ako je dozvoljeno vrijeme prosjeka T_p , a maksimalno dozvoljena srednja vrijednost struje je I , onda se ta srednja vrijednost može npr. ostvariti konstantnom strujom $2I$, tokom jedne poluperiode, i strujom jednakoj nuli, tokom druge poluperiode. Međutim, dozvoljeni periodi su samo oni koji su kraći od T_p , jer je za dulje periode srednja vrijednost struje unutar vremena prosjeka cijevi veća od I , pa dolazi do prekoračenja dozvoljene temperature katode. Tipična vremena prosjeka kreću se od 5-30 sekundi.

Maksimalna udarna struja je također podatak koji se navodi za svaku cijev. To je ustvari vrijednost struje koja se ne smije prekoračiti prilikom uključenja ili pod nepredviđenim okolnostima, npr. ukoliko u sklopu u kojem cijev radi dođe do kratkog spoja. Ta struja je veća od maksimalno dozvoljene trenutne struje, međutim svaka cijev može podnijeti samo ograničen broj takvih strujnih udara, kojima je specificirano i maksimalno vrijeme trajanja, a da se cijev ne uništi.

Anodni napon kod cijevi s užarenom katodom ne smije se priključiti istovremeno s naponom žarenja katode, već tek *nakon* što je katoda zagrijana na svoju nominalnu temperaturu. To vrijeme se naziva *vrijeme žarenja katode* i ono se redovito daje u podacima za neku cijev. Ukoliko bi se anodni napon priključio ranije, katoda još nije sposobna da dađe punu struju termionske emisije, napon na cijevi je zbog toga viši od normalnog, a bombardiranje brzih iona dovodi do rasprašivanja katode. Vrijeme užarivanja kreće se obično od 10 sekundi do nekoliko minuta, ovisno o veličini katode. Kod cijevi punjenih živom također je potrebno da tokom vremena žarenja pritisak živinih para dobije potrebnu vrijednost. Kriteriji koji ograničuju maksimalnu vrijednost *inverznog napona* priključenog na cijev analizirani su u članku 8.7. I ta se vrijednost redovito navodi u podacima za cijevi.

Cijevi s izvana žarenom katodom izvode se s jednom ili dvije anode, pa je ovisno o tome takva cijev poluvalna ili punovalna ispravljačica.

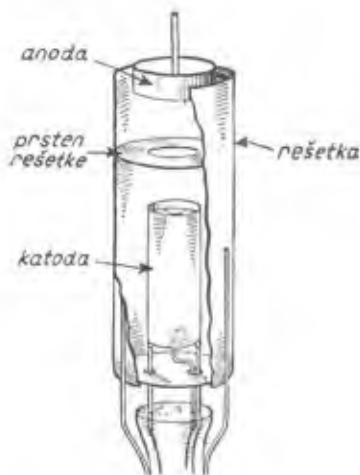
8.10.

Thyratron

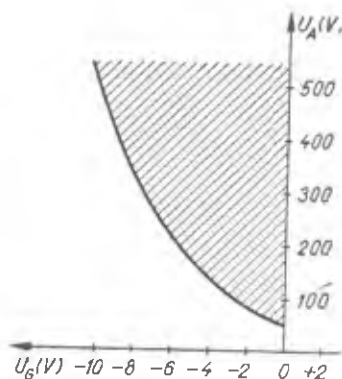
Plinom punjena cijev s izvana žarenom katodom, anodom i jednom ili dvije rešetke naziva se *thyatron*. Svrha rešetke je kontrola momenta *nastajanja* luka. Tipičan thyatron je prikazan na slici 8.16. Thyatron se najčešće upotrebljava kao *regulirani* ispravljač, zatim kao elektronička sklopka, te pretvarač istosmjerne u izmjeničnu struju.

Kao što se iz slike vidi, rešetka thyatrona je *kompaktna* elektroda smještena između katode i anode, a njen plašt omeđuje čitav izbojni prostor. Elektroni mogu proći prema anodi kroz kružni otvor rešetke. Konstrukcija rešetke thyatrona je dakle sasvim različita od konstrukcije rešetke vakuumske triode i te razlike su rezultat njihovih različitih funkcija. Rešetka vakuumske triode *kontinuirano* i reverzibilno upravlja anodnom strujom, i to tako da je iznos anodne struje u svakom času

ovisan o naponu rešetke. Naprotiv, kod thyatrona potencijal rešetke određuje samo uvjete *početka* luka, a kad je luk već stvoren, uloga rešetke je nebitna. To znači da nakon uspostavljanja luka o potencijalu rešetke ne ovisi ni anodna struja, niti je moguće *ugasiti* luk promjenom potencijala rešetke. Luk između katode i anode može se ugasiti i vođenje struje kroz cijev obustaviti samo sniženjem anodnog napona na iznos manji od napona luka. Zbog toga se rešetka thyatrona obično naziva *startna* ili *okidna rešetka*.



Sl. 8.16. Elektroodni sustav thyatrona s negativnom kontrolom.



Sl. 8.17. Startne karakteristike nekog thyatrona s negativnom kontrolom punjenog plemenitim plinom.

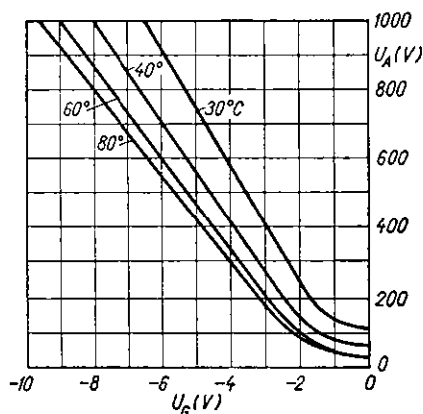
Startne karakteristike thyatrona. Uz pozitivnu anodu i dovoljno negativnu rešetku anodna struja će biti zanemarivo mala. Negativni potencijal rešetke stvara pred katodom retardirajuće polje i praktički svi elektroni emitirani iz užarene katode vraćaju se natrag u nju. Ukoliko se napon rešetke učini manje negativnim, kod neke njegove određene vrijednosti koja ovisi o anodnom naponu, retardirajući učinak na elektrone će biti smanjen, tako da će se određen broj elektrona emitiranih s dovoljnim početnim brzinama uputiti prema anodi. Budući da je anodni napon znatno viši od ionizacionog potencijala, dolazi u prostoru između rešetke i anode do ionizacije i vrlo brzog stvaranja luka.

Svatom anodnom naponu odgovara određeni napon rešetke kod kojega nastaje luk, a karakteristike koje daju ovisnost anodnog napona o naponu rešetke u času nastajanja luka nazivaju se *startne karakteristike* thyatrona. Tipične startne karakteristike nekog thyatrona punjenog plemenitim plinom prikazane su na slici 8.17. Ukoliko se na thyatron koji ne vodi priključke naponi anode i rešetke, koji odgovaraju vrijednostima unutar šrafiranog područja, doći će do stvaranja luka.

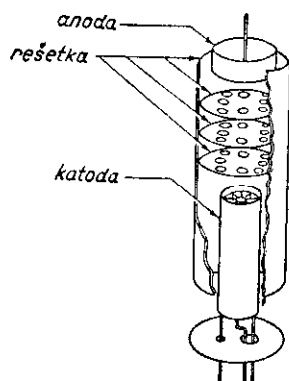
Kao što se vidi, s negativnim naponima rešetke koji su nekoliko desetaka V može se spriječiti stvaranje luka i pri anodnim naponima od više stotina V, pa i nekoliko kV, ovisno o konstrukciji. Nakon što se luk stvori, napon između anode i

katode padne na iznos napona luka, oko 10 - 15 V, a sav višak napona napajanja troši se na potrošaču u anodnom krugu, koji mora uvijek biti priključen u seriji s izvorom napajanja i tako dimenzioniran da struja kroz cijev ne prijeđe vrijednost termionske emisije katode. Pri tome su maksimalna trenutna struja i maksimalna srednja vrijednost struje, vrijeme prosjeka i vrijeme žarenja specificirani sa strane proizvođača i dani prema istim kriterijima koji vrijede za plinom punjene diode s užarenom katodom. Maksimalne vrijednosti inverznog napona kod thyatrona s plemenitim plinom idu do otprilike 1 kV, a uz živino punjenje do 10 kV. Kod thyatrona se također navodi i maksimalna vrijednost anodnog napona u propusnom smjeru, koji se ne smije prekoračiti jer inače može doći do paljenja koje je neovisno o naponu rešetke.

Thyatroni mogu biti punjeni plemenitim plinovima, živom ili kombinacijom žive i plemenitih plinova. Pritisak plina je relativno malen, obično 10^{-1} do 1 mm Hg. Thyatroni punjeni plemenitim plinovima podložni su pojavama pročišćavanja plina, a kriteriji za izbor vrste punjenja su slični kao i kod plinom punjenih dioda.



Sl. 8.18. Startne karakteristike nekog thyatrona s negativnom kontrolom punjenog živinom parom.



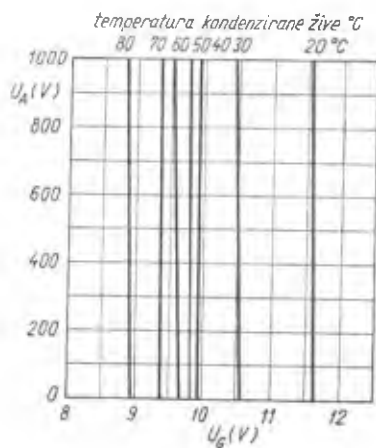
Sl. 8.19. Elektroodni sustav thyatrona s pozitivnom kontrolom.

Kod thyatrona punjenih plemenitim plinom startne karakteristike *ne ovise* o temperaturi. Koncentracija atoma plina je neovisna o temperaturi, pa su prema tome i praktički isti uvjeti stvaranja luka. Startne karakteristike thyatrona punjenih živom jako *ovise* o temperaturi i prikazane su na slici 8.18. Tome je razlog što koncentracija i pritisak živinih para jako ovise o temperaturi kondenzirane žive. Kod više temperature koncentracija atoma žive raste, pa će ionizacioni sudari biti brojniji. Zbog toga je kod danog napona rešetke dovoljan to niži napon anode da dođe do stvaranja luka što je temperatura viša.

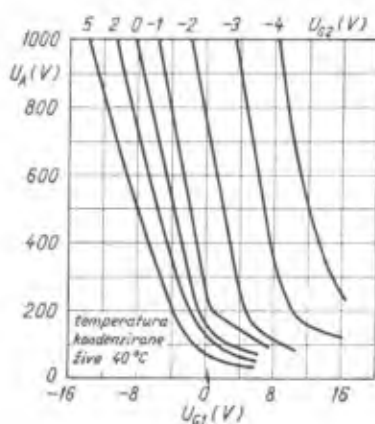
Kod prikazanih thyatrona je napon rešetke kod kojeg dolazi do paljenja negativan, pa se nazivaju *thyatroni s negativnom kontrolom*. Kod thyatrona s negativnom kontrolom utjecaj anodnog napona na paljenje nije beznačajan, a to je posljedica relativno velikog otvora u prstenu rešetke, zbog čega anodni napon ima stanovit utjecaj na polje pred katodom.

Nekada postoji potreba da se paljenje thyatrona odigrava pri pozitivnim naponima rešetke. Takvi thyatroni moraju biti konstruirani tako da anodni napon nema praktički nikakav utjecaj na polje pred katodom, odnosno na uvjete paljenja, i nazivaju se thyatroni s *pozitivnom kontrolom*. Elektrodni sustav takvog thyatrona prikazan je na slici 8.19, a startne karakteristike uz živino punjenje prikazane su na slici 8.20. Rešetka s cilindričnim plaštom ima više pregradnih prstena s vrlo malim otvorima, zbog čega je utjecaj anodnog napona na polje pred katodom zanemariv. Zbog toga je utjecaj anodnog napona i na paljenje vrlo slab, što se vidi iz startnih karakteristika. Naponi rešetke kod kojih dolazi do paljenja su takvi da se ionizacija u priličnoj mjeri odigrava u prostoru katoda — startna rešetka.

Iako su struje startne rešetke nakon što se obrazuje luk relativno male, otprilike reda stotinjak mA, one su za neke upotrebe prevelike. Osim toga i kapacitivnost između anode i startne rešetke je relativno velika. To znači da se kod promjene anodnog napona, dio tog napona prenosi preko kapacitivnosti na rešetku, što može dovesti do neželjenog paljenja thyatrona.



Sl. 8.20. Startne karakteristike nekog thyatrona s pozitivnom kontrolom punjenog živinom parom.

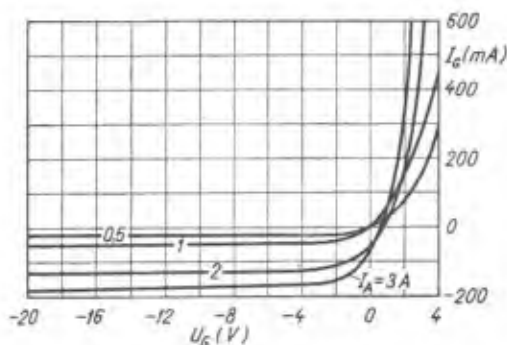


Sl. 8.21. Startne karakteristike thyatrona sa zakrilnom rešetkom.

Te pojave se praktički eliminiraju dodavanjem još jedne rešetke, pa na taj način nastaje *thyatron sa zakrilnom rešetkom* (plinom punjena tetroda). Zakrilna rešetka je kompaktna elektroda unutar čijeg plašta su smještene katoda, startna rešetka i anoda. Startna rešetka je relativno malen cilindar odijeljen od katode i anode pregradnim prstenima zakrilne rešetke. Takvom konstrukcijom se također umanjuje ugrijavanje startne rešetke uslijed topline koju isijava katoda i sprečava taloženje isparenog materijala iz katode na njoj. Zbog toga će struja rešetke i prije paljenja i nakon paljenja biti vrlo mala. Zakrilna rešetka je na konstantnom potencijalu U_{G2} koji može biti nekoliko volti pozitivan ili negativan prema katodi. Ovisno o njenom potencijalu pomiču se startne karakteristike prikazane na slici 8.21 i može se postići bilo negativna bilo pozitivna kontrola, što se iz slike vidi. Takvi thyatroni se upotrebljavaju za specijalne svrhe, kada je snaga kojom se želi upravljati mala.

Uloga rešetke thyatrona. Kao što je već rečeno, startna rešetka thyatrona sprečava stvaranje luka do momenta paljenja luka i za svaki thyatron su u tom pogledu mjerodavne njegove startne karakteristike. Nakon što je luk stvoren, uloga rešetke je praktički bez značenja. Sada će se ta svojstva rešetke detaljnije objasniti.

Prije uspostavljanja luka struja startne rešetke je vrlo mala. Tipične vrijednosti su reda $0,1 \mu\text{A}$, dok kod thyatrona sa zakrilnom rešetkom mogu iznositi svega $10^{-3} \mu\text{A}$. Uzroci struje rešetke su nesavršena izolacija, termionska emisija rešetke



Sl. 8.22. Karakteristike struje rešetke nekog thyatrona nakon stvaranja luka.

do koje dolazi uslijed zagrijavanja rešetke toplinom katode i zbog smanjenja njenog rada izlaza izazvanog taloženjem isparenog barija s površine katode. Nadalje, struju rešetke sačinjavaju i rijetki ioni nastali početnom ionizacijom plina. Sve te komponente struje rešetke su *negativne*. Ukoliko do paljenja thyatrona još ne dođe kod malih retardirajućih napona rešetke, struju rešetke sačinjavaju i elektroni emitirani iz katode s dovoljnim brzinama, koji mogu svladati retardirajući potencijal rešetke. To je struja početka protjecanja i ona je *pozitivna*. Uglavnom su karakteristike struje rešetke thyatrona prije paljenja slične karakteristikama struje negativne rešetke kod vakuumske triode.

Nakon što je stvoren luk, praktički sav prostor između elektroda je ispunjen plazmom. Pod tim prilikama se *rešetka* ponaša kao *sonda* uronjena u plazmu i uz nju se stvara uski ionski sloj, jer je potencijal rešetke redovito niži od potencijala plazme, tj. napona luka. Prema tome, strujno-naponske karakteristike startne rešetke su karakteristike sonde uronjene u plazmu i kao takve su već objašnjene. Tipične $I_g - U_g$ karakteristike nekog thyatrona prikazane su na slici 8.22 i iste su kao karakteristike sonde prikazane na slici 8.12.

Potencijal rešetke prema katodi je U_g . Uz dovoljno negativnu rešetku, struja rešetke je ionska struja zasićenja, koja vrlo malo ovisi o naponu rešetke. Struja rešetke je uglavnom proporcionalna anodnoj struji, jer što je veća anodna struja, to je jača ionizacija plina, pa zbog toga i rešetkina struja raste. Luk je *nemoguće* prekinuti povišenjem negativne vrijednosti prednapona rešetke. Pri tome se mijenja samo debljina ionskog sloja oko rešetke prema relaciji (8.10), što nema utjecaja na plazmu i struju luka.

Kada se rešetka učini manje negativnom, na nju počinju pristizati i elektroni i pri pozitivnim naponima rešetke elektronska struja rešetke može biti znatna. Budući da tokom pozitivne poluperiode izmjeničnog napona, ili tokom kratkotrajnog pozitivnog impulsa rešetkinog napona, rešetka može postati znatno pozitivna, uvijek je potrebno da u krugu rešetke postoji ispravno dimenzioniran otpornik, koji će struju rešetke ograničiti na propisanu vrijednost. Od strane proizvađača se redovito navode maksimalna trenutna i maksimalna prosječna vrijednost rešetkine struje, pa prema tome izvor napajanja i otpornik u krugu rešetke moraju biti odabrani tako da se te vrijednosti ne prekorače.

Vrijeme ionizacije i deionizacije thyatrona. Frekvencijska ograničenja. Nakon što anodni napon i napon rešetke zauzmu vrijednosti koje omogućuju stvaranje luka, potrebno je određeno vrijeme da se uspostavi plazma, te da napon između anode i katode padne na iznos napona luka, a struja primi nominalnu vrijednost. To vrijeme se zove *vrijeme ionizacije*. Tokom vremena ionizacije postepeno se neutralizira prostorni naboj i obrazuje plazma. Vremena ionizacije su redovito kratka, obično reda 10 μ s za živu, a nešto kraća za plemenite plinove.

Mnogo veće ograničenje na brzinu thyatrona predstavlja *vrijeme deionizacije* ili *vrijeme oporavka* thyatrona. To je onaj vremenski interval koji mora proći od časa gašenja luka do časa u kojem rešetka ponovno zadobiva kontrolu u sprečavanju novog luka. Luk se gasi kada anodni napon padne na vrijednost manju od napona luka. Međutim, u tom času je međuelektrodi prostor ispunjen plazmom, a rešetka okružena ionskim slojem, dakle nesposobna da spriječi nastanak luka ukoliko anodni napon poraste na vrijednost malo veću od napona luka. Rešetka će biti u mogućnosti da zadobije kontrolu tek nakon što ioni odu na elektrode i tamo se rekombiniraju. Ioni će tim brže difundirati čim su međuelektrodi razmaci manji i potencijali anode i rešetke negativniji, jer je tada difuzija potpomognuta i električkim poljem. Očito je da će vrijeme deionizacije jako ovisiti o vrsti punjenja jer će atomi manje atomske težine difundirati brže. Najveća vremena deionizacije imaju thyatroni sa živinim punjenjem, reda 1 ms, dok su s plemenitim plinovima vremena deionizacije reda 100 μ s.

Vremena deionizacije su kao što se vidi puno dulja od vremena ionizacije i ograničuju maksimalnu frekvenciju izvora napajanja. Za thyatronu punjene živom maksimalna frekvencija je nekoliko stotina Hz, a za male thyatronu s plemenitim plinovima nekoliko kHz. Najkraća vremena oporavka postižu se thyatronima s vodikovim punjenjem, jer je vodik plin najmanje atomske težine.

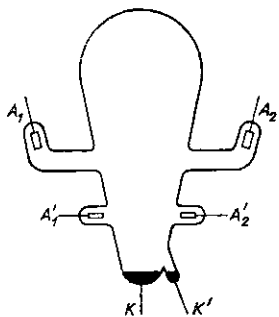
8.11.

Cijevi sa živinom katodom

Te cijevi imaju vrlo široku primjenu u industriji. Mogu davati struje od nekoliko hiljada ampera, kod relativno malih napona od otprilike 10 do 40 V, i koriste se uglavnom kao regulirani i neregulirani ispravljači za velike snage.

Za mehanizam nastajanja i održavanja luka se općenito smatra da je mjerodavna emisija poljem, kao što je objašnjeno u članku 8.5. Pojednostavnjen shematski prikaz jedne ranije izvedbe takve cijevi dan je na slici 8.23. Katoda od tekuće žive

služi kao izvor elektrona, a potreban pritisak u cijevi podržava *živina para*, koja se na najhladnijem mjestu unutar posude kondenzira i uslijed gravitacije vraća na katodu. Na taj način se katoda stalno obnavlja.



Sl. 8.23. Pojednostavljen prikaz punovalne živine ispravljačice sa staklenom posudom.

Prikazana cijev ima *dviije anode* (A_1, A_2), koje su obično grafitne. Početni luk se uspostavlja između katode i *startne elektrode* K' , koja je u prikazanom slučaju od tekuće žive. Taj luk se uspostavlja nakon prekida prethodno ostvarenog kontakta između oba rezervoara kroz koji je tekla struja. Kontakt se je u ovom slučaju ostvario nagibanjem cijevi, a ponovno prekinuo njenim upravljanjem. Takav nepraktičan način stvaranja luka se više ne koristi. Međutim u svim slučajevima se luk uspostavlja prekidom kontakta između katode i neke pomoćne elektrode, a ovisno o načinu njene izvedbe pojedine cijevi imaju različite nazive, npr. *ekscitron*, *ignitron* itd. Početni luk se brzo prenosi na glavni strujni krug ukoliko je anoda dovoljno pozitivna.

S obzirom da je glavna primjena tih cijevi ispravljanje velikih snaga, one redovito rade u trofaznim sistemima kao polifazni ispravljači. Pri tome su se ranije intenzivno koristile cijevi koje su unutar jedne posude imale *više* anoda, obično 6, pa čak i 12. Između pojedinih anoda uslijed toga postoje stalno velike naponske razlike, što povećava vjerojatnost stvaranja štetnog povratnog luka. Postoje određene konstrukcije mjere kojima se ta opasnost suzbija, kao npr. zaštita anoda posebnim elektrodama, stavljanje anode u rukave posude, kao na slici 8.23, međutim to ima za posljedicu povišenje napona luka. Zbog pogonske sigurnosti upotrebljavaju se u novije vrijeme cijevi s *jednom* anodom, kojih naravno u slučaju polifaznog ispravljanja mora biti više.

Posude cijevi s katodom od tekuće žive mogu biti staklene ili čelične. Staklene posude su jeftinije i mogu biti evakuirane prije zataljivanja posude jedanput za uvijek. Kod velikih snaga morale bi staklene posude biti prevelike, pa iz mehaničkih razloga ne dolaze u obzir. Zato se za snage veće od oko 100 kW koriste čelične posude. One su robustnije i mogu biti efikasnije hladene vodom. Međutim, one se u pravilu moraju stalno ispumpavati da bi se podržao dovoljno nizak pritisak, jer se unutar posude stalno oslobađaju dodatne količine plina na stijenkama, elektrodama, ili pak plin ulazi na raznim spojnim mjestima.

Nakon što se stvori glavni luk, on se podržava dok struja u njemu ne padne na vrijednost manju od 3 do 5 A. Zbog toga je potrebno ili stalno periodički paliti luk, ili se u dodatnom strujnom krugu *pomoćnih anoda* (A'_1, A'_2) stalno podržava potrebna minimalna struja, što je prikazano na slici 8.23.

Ekscitron je živina ispravljačica s jednom anodom kod koje se pomoćni luk uspostavlja i stalno podržava između jedne startne elektrode i katode. Ekscitroni uz to imaju i jednu rešetku koja kontrolira moment prenosa luka u glavni strujni krug, na sličan način kao i kod thyatrona. Posuda im je čelična, a odvođenje topline se obavlja vodenim hlađenjem.

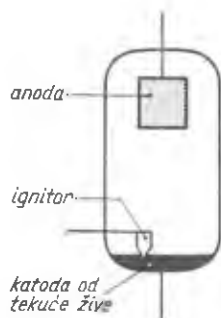
Ignitron. Ta cijev sadrži katodu od tekuće žive, jednu anodu i dodatnu elektrodu nazvanu *ignitor*, koja služi za uspostavljanje početnog luka. Posude manjih ignitrona su staklene, a većih čelične. Pojednostavnjen prikaz ignitrona dan je na slici 8.24.

Paljenje se vrši prolaskom kratkotrajnog snažnog impulsa kroz strujni krug ignitor-katoda i periodski ponavlja u svakoj periodi izmjeničnog napona. Nakon što se uspostavi luk u ignitorskom krugu, on se prenosi na anodu kao i kod ostalih cijevi sa živinom katodom. Budući da se čas otpočinjanja glavnog luka može kontrolirati paljenjem ignitora, moguće je regulirati i srednju vrijednost struje luka. Ignitor je načinjen od teško taljivog poluvodičkog materijala, kao što je npr. silicijev karbid.

Ignitroni mogu služiti kao regulirani ispravljači, međutim njihova najčešća primjena je u sklopu uređaja za otporno zavarivanje. Tu imaju ulogu efikasne elektroničke sklopke, jer mogu voditi struje i do 10 000 A uz mali pad napona svojstven lučnom izboju.

Teorija paljena ignitrona nije jednoznačno objašnjena. Suženi vrh ignitora je uvijek uronjen u živu, međutim taj kontakt je slab, kako zbog površinskog napona tako i zbog činjenice da površina ignitora nije glatka. Ako se između ignitora i katode primijeni naponski impuls, tipično oko 200 V, dolazi na pojedinim mjestima kontakta do prolaska struje. Međutim, na pojedinim mjestima gdje nema kontakta postoji zbog razmjerno visoke razlike potencijala i vrlo male udaljenosti vrlo jako električko polje. Na taj način se uslijed emisije poljem stvara početni luk koji se širi prema gornjem kraju ignitrona i prenosi na anodu. Postoje i druge teorije paljenja koje se u većoj ili manjoj mjeri razlikuju od spomenute, međutim njima je zajedničko da smatraju emisiju poljem osnovnim mehanizmom paljenja luka.

Pogonske vrijednosti za napone i struje kod cijevi s katodom od tekuće žive ravnaju se uglavnom prema sličnim kriterijima kao i kod cijevi s užarenom katodom. S priključenjem anodnog napona ne treba međutim čekati, jer se katoda ne žari. Svim tim cijevima je zajedničko da mogu davati vrlo velike struje uz umjerene padove napona. Mogu izdržati vrlo visoke inverzne napone, ukoliko se koriste pod propisanim uvjetima. Zbog toga je njihova primjena još za dulje vrijeme vjerojatna, za razliku od ostalih plinom punjenih cijevi, koje se u najnovije vrijeme sve više zamjenjuju različitim poluvodičkim elementima.



Sl. 8.24. Pojednostavnjen prikaz ignitrona.

POPIS LITERATURE

II. Dio

1. K. Spangenberg: *Vacuum Tubes*; Mc Graw-Hill, New York, 1948.
2. H. Rothe, W. Kleen: *Grundlagen und Kennlinien der Elektronenrohren*; Akademische Verlagsgesellschaft, Becker & Erler, Leipzig, 1943.
3. H. Barkhausen: *Lehrbuch der Elektronenröhren*; Hirzel-Verlag, Leipzig, 1945.
4. R. Marković: *Proračunavanje i konstruisanje elektronskih cevi*; Zavod za izdavanje udžbenika NR Srbije, Beograd 1962.
5. A. A. Schaposchnikow: *Elektronen- und Ionenrohren*; VEB Verlag Technik Berlin, 1957.
6. D. V. Geppert: *Basic Electron Tubes*; Mc Graw-Hill, New York, 1951.
7. I. Deketh: *Bases de la Technique des Tubes de P. S. F.*; N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, 1947.
8. B. Raković: *Elektronika I*; Naučna knjiga, Beograd, 1968.
9. H. Kohler: *Elektronen- und Ionenrohren*; Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart, 1963.
10. W. E. Benham, I. A. Harris: *The Ultra High Frequency Performance of Receiving Tubes*; Mc Graw-Hill, New York, 1957.
11. J. D. Cobine: *Gaseous Conductors*; Mc Graw-Hill, New York 1941.
12. H. J. Reich: *Theory and Applications of Electron Tubes*; Mc Graw-Hill, New York, 1944.
13. H. L. van der Horst: *Gas-discharge Tubes*; Philips Technical Library, Eindhoven, 1964.
14. I. W. Gewartowski and H. A. Watson: *Principles of Electron Tubes*; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1965.

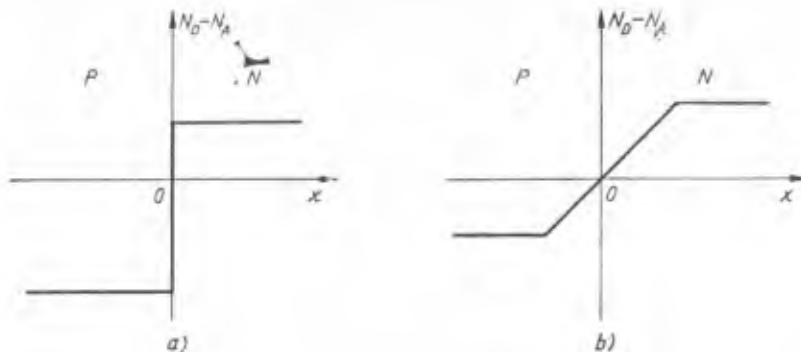
III DIO

POLUVODIČKI ELEMENTI

9.1. Osnovna svojstva P-N spoja i spoja metal-poluvodič

U trećem poglavlju su analizirana svojstva poluvodiča P- i N-tipa pojedinačno. Najvažnije primjene poluvodičke elektronike osnivaju se međutim na *spoju* poluvodiča P- i N-tipa. Taj spoj se ostvaruje različitim tehnološkim postupcima, pomoću kojih se postiže to da jedan dio poluvodiča bude onečišćen donorskim nečistoćama, a drugi dio akceptorskim nečistoćama, pri čemu monokristalna struktura cjeline ostaje sačuvana.

Prijelaz iz P-tipa u N-tip može biti tako nagao da se može aproksimirati *skokovitim* prijelazom, što je prikazano na slici 9.1a. Na ordinatu je nanescena vrijednost $N_D - N_A$, a na apscisu geometrijska koordinata. Neki tehnološki postupci



Sl. 9.1. Tehnološki profil P-N spoja dobivenog: a) postupkom legiranja i b) postupkom izvlačenja.

dovode do *postepenog* prijelaza iz jednog tipa poluvodiča u drugi. Linearno postepeni prijelaz prikazan je na slici 9.1b. Pod *metalurškom granicom* ili P-N graničnom ravninom podrazumijeva se ona ravnina u kojoj su koncentracije donora i akceptora međusobno jednake; to je u oba slučaja ravnina $x = 0$.

Osnovno svojstvo P-N spoja je njegovo *ispravljačko* djelovanje, a sijelo tog efekta je usko prijelazno područje konačne širine, koje se proteže na obje strane metalurške granice. To prijelazno područje se naziva *sloj prostornog naboja*, P-N barijera ili *prijelazni sloj*. Pod P-N spojem se ovdje podrazumijeva cjelina poluvodiča P- i N-tipa, on je u tom smislu praktički ekvivalentan P-N diodi.

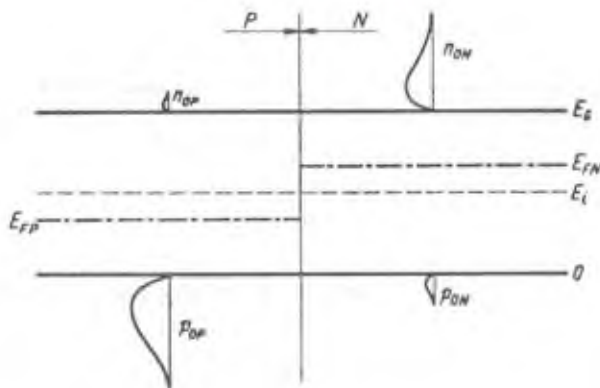
Ispravljačkim svojstvom raspolažu i kontakti mnogih metala s poluvodičima. Ako je spoj ostvaren duž neke relativno veće plohe, kao i u slučaju P - N spoja, onda se takvi ispravljači nazivaju *slojni* ili *spojni ispravljači*; to su uz P - N diode, npr. selenski ispravljači. Moguće je također ispravljačko djelovanje postići kontaktom tankih metalnih šiljaka i poluvodiča. Tada se govori o *točkastim* diodama, odnosno ispravljačima. Među njima su najvažniji germanijevi i silicijevi ispravljački elementi.

Budući da kod P - N spoja monokristalna struktura ostaje sačuvana, teoretska analiza takvog spoja se dađe razmjerno jednostavno provesti. Svojstva spoja metal-poluvodič nisu do kraja istražena. Važnu ulogu kod takvih spojeva imaju i svojstva površine poluvodiča duž koje se ostvaruje spoj. Ovdje će se najveća pažnja posvetiti P - N spoju, jer je on tehnički najvažniji.

9.2.

 P - N spoj u ravnoteži. Kontaktni potencijal

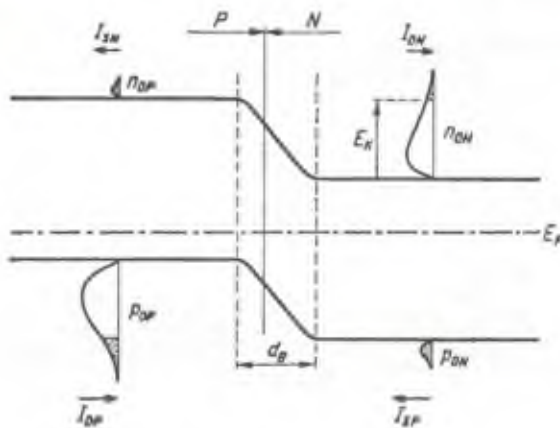
Svojstva P - N spoja mogu se najlakše objasniti ukoliko se zamisli da su oba poluvodiča najprije bila razmaknuta, a zatim dovedena u kontakt uz sačuvanje monokristalne strukture. Za P -tip i za N -tip uzet će se da su homogeni, a prijelaz iz jednog tipa u drugi skokovit. To je ilustrirano na slici 9.1a. Koncentracije akceptorskih nečistoća prikazanih kao negativnih iona i donorskih nečistoća prikazanih kao pozitivnih iona redovito nisu iste. One se obično razlikuju za nekoliko redova veličina. Treba napomenuti da se takav tip prijelaza stvarno i praktički realizira jednim tehnološkim postupkom nazvanim legiranje. Rezultati do kojih će se doći analizom skokovitog prijelaza vrijede u biti i za ostale tipove prijelaza.



Sl. 9.2. Energetski dijagram P - N spoja neposredno nakon uspostavljanja kontakta. (Neravnotežno stanje)

Kada na P - N spoj nije priključen napon, kada se on nalazi na konstantnoj temperaturi i nije izložen djelovanju dodatne radijacije, tada kroz spoj ne može teći struja, pa se on nalazi u ravnoteži. Ravnotežne koncentracije nosilaca na P -strani su p_{OP} i n_{OP} , a na N -strani n_{ON} i p_{ON} . Lako je zaključiti da stanje ostvareno neposredno nakon uspostavljanja kontakta i prikazano na slici 9.2 ne može predstavljati ravnotežno stanje.

Postoji, naime, velika razlika u koncentracijama istog tipa nosilaca na lijevoj i desnoj strani od granične ravnine, pa je u času zamišljenog uspostavljanja kontakta gradijent koncentracije beskonačno velik. Posljedica toga je difuziono kretanje nosilaca s mjesta više koncentracije prema mjestu niže koncentracije, i to elektrona na P-stranu i šupljina na N-stranu. N-strana gubi elektrone s jedne strane i dobiva šupljine s druge strane, pa postaje pozitivnija, a P-strana postaje negativnija.



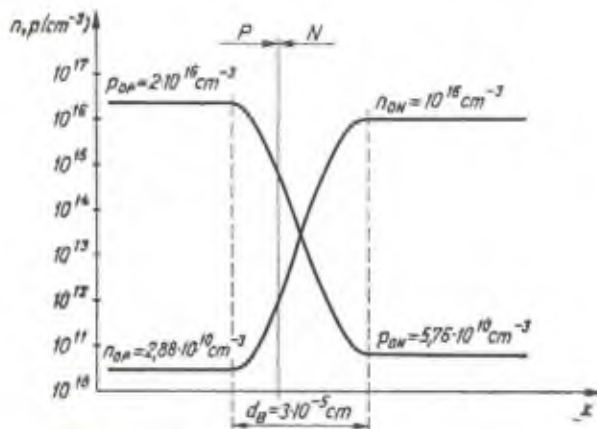
Sl. 9.3. Energetski dijagram P-N spoja u ravnoteži.

ktivnija. Zbog toga se prolaz difuzione struje sve više otežava, jer se većinski elektroni na N-strani moraju gibati prema P-strani, koja postaje sve negativnija, a isto tako šupljine sa P-strane sve teže prelaze na N-stranu, koja postaje sve pozitivnija.

Ravnotežno stanje se uspostavlja kada je neto struja kako elektrona tako i šupljina jednaka nuli. To će nastupiti onda kada Fermijev nivo u P i N dijelu spoja bude jedan te isti, kao što je pokazano u poglavljima 2 i 3. Energetski dijagram P-N spoja u ravnoteži prikazan je na slici 9.3.

Većinski elektroni sprečavani su u svom prijelazu na P-stranu barijerom potencijalne energije ili kontaktnom potencijalnom energijom E_K , a isto su tako sprečavane i većinske šupljine u svom prijelazu na N-stranu. Područje u kojem se mijenjaju potencijalne energije elektrona i šupljina je vrlo usko, i označeno je na slici sa d_B . Ono zadire kako na P- tako i na N-stranu i naziva se P-N barijera, prijelazni sloj ili sloj prostornog naboja. Na P-strani barijere postoji negativni prostorni naboj akceptora, a na N-strani pozitivni prostorni naboj donora. Ti naboji su apsolutnim iznosom jednaki, jer je čitav P-N spoj kao cjelina električki neutralan. Negativan naboj akceptorskih iona na P-strani barijere nastaje zbog toga što su se većinski elektroni, prelazeći na P-stranu tokom vremena u kojem se je uspostavljala ravnoteža, rekombinirali u blizini prijelaza sa šupljinama pa je ostao negativni naboj akceptora nekompenziran pozitivnim nabojem šupljina. Isto vrijedi i za pozitivni naboj donorskih iona na N-strani. Prostorni naboj u P-N barijeri ima prema Poissonovoj jednačbi za posljedicu da u barijeri postoji električko polje, odnosno razlika potencijala između P- i N-strane. Svojstva P-N barijere bit će analizirana kasnije.

Za sada je važno znati samo to, da se unutar barijere od njenog jednog do drugog ruba koncentracije elektrona, odnosno šupljina mijenjaju od vrijednosti njihovih većinskih ravnotežnih koncentracija do vrijednosti koje odgovaraju njihovim manjinskim ravnotežnim koncentracijama. Izvan barijere su koncentracije nosilaca *konstantne* i jednake ravnotežnim koncentracijama.



Sl. 9.4. Dijagram raspodjele koncentracija nosilaca u P-N spoju u ravnoteži na sobnoj temperaturi za germanij.

Dijagram koji približno prikazuje *raspodjelu koncentracija* nosilaca u barijeri i izvan nje prikazan je u logaritmičkom mjerilu na slici 9.4. Izabrano je P-područje uz $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i N-područje sa $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Temperatura je sobna. Kad ne bi postojala P-N barijera, difuzione struje koje bi tekle iz jednog tipa poluvodiča u drugi bile bi vrlo velike. To se može ocijeniti uzevši u obzir da se koncentracija šupljina mijenja od vrijednosti $p_{OP} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ na vrijednost $p_{ON} = 5,76 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ na udaljenosti $d_B = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. Uz pretpostavku konstantnog gradijenta koncentracije dobiva se za gustoću struje šupljina J_p u germaniju: $J_p = -q \cdot D_p (dp/dx) = q \cdot D_p (p_{OP}/d_B) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 45 \cdot (2 \cdot 10^{16}/3 \cdot 10^{-5}) = 4800 \text{ A/cm}^2$. Struja elektrona istog reda veličine tekla bi u suprotnom smjeru; te dvije struje se međutim zbrajaju zbog suprotnog predznaka naboja obaju nosilaca.

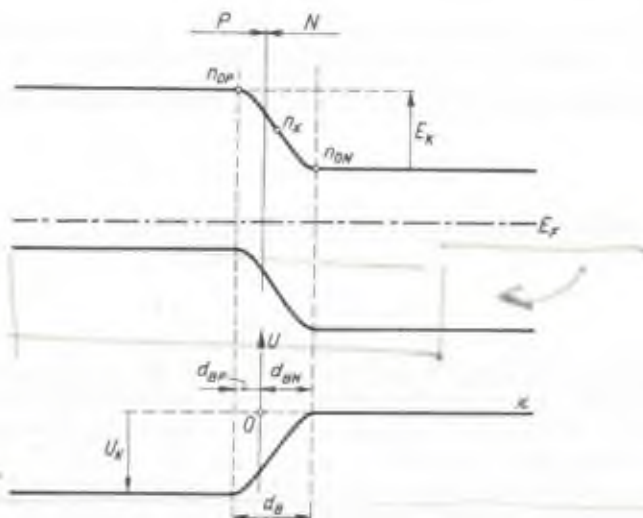
Kao što se iz slike 9.3 vidi, potencijalna barijera te tendencije difuzionih struja praktički potpuno eliminira. Preko barijere mogu difundirati samo oni većinski nosioci čija je kinetička energija veća od kontaktne razlike potencijalnih energija E_K . Na slici su to samo oni većinski nosioci koji leže unutar šrafranih površina.

Neto struja kroz barijeru mora pod ravnotežnim prilikama biti jednaka nuli, posebno za elektrone i posebno za šupljine. To se postiže na taj način da visina barijere, tj. kontaktna potencijalna energija E_K koja postoji samo za *većinske* nosioce, dozvoljava difuziju samo u onoj maloj mjeri kolika je potrebna da bi se poništile struje manjinskih nosilaca, za koje barijera ne postoji. Struje većinskih nosilaca koji se ubacuju ili *injektiraju* u svoja manjinska područja označene su za elektrone i šupljine sa I_{DN} i I_{DP} na slici 9.3, uz *konvencionalan* smjer struja. Struje manjinskih nosilaca, za koje *ne postoji* potencijalna barijera — i koji slobodno prelaze u svoja

većinska područja, označene su sa I_{SP} i I_{SN} . U ravnoteži moraju dakle na osnovu rečenog biti ispunjene slijedeće relacije:

$$\left. \begin{aligned} I_{DN} + I_{SN} &= 0, \\ I_{DP} + I_{SP} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9.1)$$

Potencijalna razlika između P i N strane koja postoji pod ravnotežnim prilikama naziva se *kontaktni potencijal* U_K i jednaka je $-E_K/q$.



Sl. 9.5. Ilustracija postupka za proračunavanje kontaktnog potencijala.

Izračunavanje kontaktnog potencijala ilustrirano je na slici 9.5, a slijedi na temelju razmatranja provedenih u članku 3.8. Budući da je na dnu vodljivog pojasa kinetička energija elektrona jednaka nuli, dno vodljivog pojasa se može identificirati s potencijalnom energijom elektrona. (Isto tako je i kinetička energija šupljina na vrhu valentnog pojasa jednaka nuli.) Prema tome je E_K razlika potencijalnih energija elektrona između P -područja i N -područja. Za *referentni nivo* potencijalne energije odabrano je dno vodljivog pojasa na N -strani. Dakle, od udaljenosti $+d_{BN}$ do udaljenosti $-d_{BP}$ potencijalna energija elektrona porasla je za iznos E_K . Neto struja elektrona jednaka je nuli, a koncentracija elektrona u barijeri n_x se mijenja od vrijednosti n_{0N} do vrijednosti n_{0P} unutar širine barijere. Dok difuzija nastoji gibati elektrone iz N - u P -stranu, električno polje unutar barijere ih nastoji vratiti natrag, dakle vrijedi relacija (3.67), što daje relaciju identičnu relaciji (3.68):

$$\frac{kT}{q} \cdot \frac{dn_x}{n_x} = dU. \quad (9.2)$$

Integrirajući jednadžbu (9.2) u granicama od $x = +d_{BN}$ do $x = -d_{BP}$, dobiva se relacija za kontaktni potencijal koja je analogna relacijama (3.69), odnosno (3.73):

$$-\frac{E_K}{q} = U_K = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{OP}}{n_{ON}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{ON}}{p_{OP}}. \quad (9.3)$$

Kao što se vidi, kontaktni potencijal je proporcionalan logaritmu omjera ravnotežnih koncentracija istog tipa nosilaca s obje strane barijere. Do istog rezultata za kontaktni potencijal moglo se je doći da se je umjesto elektrona promatralo šupljine, što je u relaciji (9.3) i označeno.

Proizlazi da je kontaktni potencijal negativan. To je posljedica činjenice da se je potencijal N -strane, koja je pozitivnija, odabrao ovdje kao referentan.

Budući da je i u P - i N -strani ispunjen zakon o termodinamičkoj ravnoteži:

$$p_{OP} \cdot n_{OP} = n_{ON} \cdot p_{ON} = n_i^2, \quad (9.4)$$

izraz za kontaktni potencijal može se pisati u obliku:

$$U_K = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i^2}{p_{OP} \cdot n_{ON}}. \quad (9.5)$$

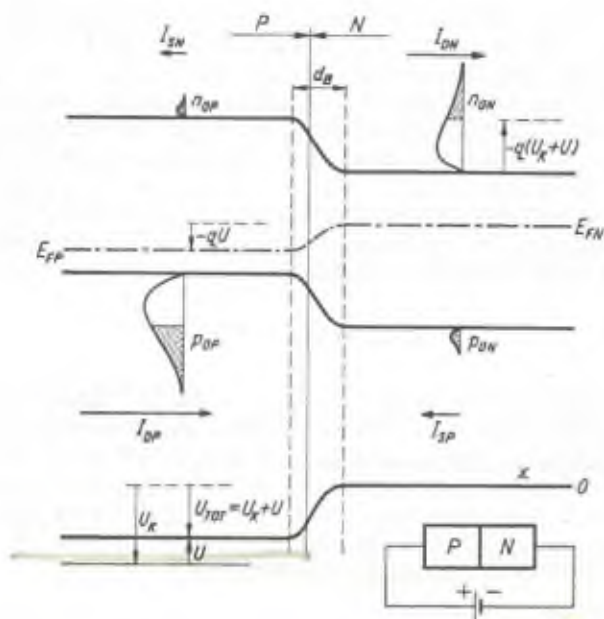
Kontaktni potencijal bit će iznosom to veći što su koncentracije većinskih nosilaca, odnosno koncentracije nečistoća s obje strane barijere veće. U nedegeneriranim germanijevim P - N spojevima se iznosi kontaktnog potencijala kreću približno u granicama od 0,2 do 0,6 V, a u siliciju od 0,4 do 0,9 V. Iznos kontaktnog potencijala u nedegeneriranim poluvodičima je uvijek manji od širine zabranjenog pojasa izražene naponskim ekvivalentom. Kontaktni potencijal polagano opada s porastom temperature, jer kako P - tako i N -strana teže postepeno intrinzičnom stanju. Za čitavo ekstrinzično temperaturno područje — koje je tehnički najinteresantnije — vrijedi: $p_{OP} \approx N_A$; $n_{ON} \approx N_D$, pa za kontaktni potencijal vrijedi približno:

$$U_K \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i^2}{N_A \cdot N_D}. \quad (9.6)$$

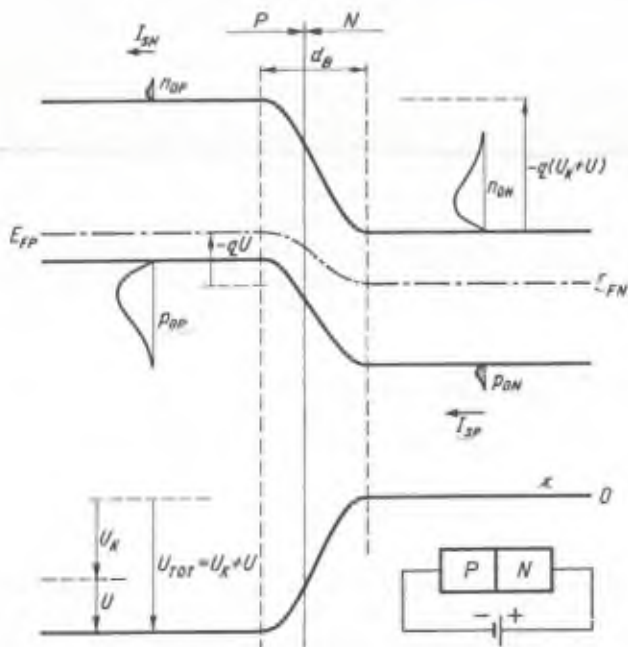
9.3. P - N spoj pod djelovanjem napona

Kada se na P - N spoj priključi napon, kroz njega će teći struja. Ispravljačko djelovanje P - N spoja sastoji se u tome što će struja uz isti napon kod promjene polariteta biti različita. To svojstvo se može lako razumjeti ukoliko se promotri dijagram energetskih pojasa P - N spoja.

Ako se na P -stranu P - N spoja priključi plus pol napona, dijagram energetskih pojasa poprima oblik prikazan na slici 9.6, a u slučaju obrnute polarizacije oblik dan na slici 9.7. Potencijalne barijere na kojima vlada napon U_{TOT} za oba slučaja dane su također na pripadnim slikama.



Sl. 9.6. Energetski dijagram P-N spoja kada je na poluvodič P-tipa priključen plus pol napona (propusna polarizacija).



Sl. 9.7. Energetski dijagram P-N spoja kada je na poluvodič P-tipa priključen minus pol napon (nepropusna polarizacija).

Vidi se da u prvom slučaju potencijalna barijera postaje manja, dok se u drugom slučaju povećava, u odnosu na ravnotežno stanje. Zbog toga se u slučaju kad je plus pol vanjskog napona priključen na P -tip difuzija većinskih nosilaca olakšava, pa će doći do pojačane injekcije elektrona na P -stranu i šupljina na N -stranu. To će imati za posljedicu znatan porast difuzionih struja I_{DN} i I_{DP} , koje se međusobno potpo-
mažu. Većinski nosioci koji mogu difundirati preko barijere označeni su šrafiranim površinama. Za struje manjinskih nosilaca I_{SN} i I_{SP} se nije ništa promijenilo u odnosu na ravnotežno stanje, jer za njih barijera ne postoji. Struje I_{DN} i I_{DP} će prevladati struje I_{SN} i I_{SP} i struja kroz P - N spoj će teći. Lako je zaključiti da će struja biti to veća što je potencijalna barijera:

$$U_{TOT} = U_K + U,$$

manja. Ukupni napon na P - N barijeri je U_{TOT} i on je jednak sumi kontaktnog potencijala i vanjskog napona. N -strana je uzeta za referentnu, pa U_{TOT} znači ukupni napon P -strane prema N -strani. Kontaktni potencijal je negativan, pa napon U_{TOT} postaje iznosom manji ukoliko je vanjski napon U pozitivan, tj. ako je plus pol napona U priključen na P -stranu. Budući da je uz takvu polarizaciju barijera smanjena, naziva se ta polarizacija propusna polarizacija P - N spoja. Općenito se za struju propusne polarizacije može pisati:

$$I = I_{DN} + I_{DP} - I_{SN} - I_{SP} = I_D - I_S. \quad (9.8)$$

Za sada se još ne može reći kakva će biti ovisnost struje o priključenom naponu, ali je očito da će ona biti to veća što je napon propusne polarizacije viši. U dijagramu energetskih pojasa se priključak vanjskog napona U manifestira kao dislokacija energetskih nivoa P -strane za iznos $-qU$. Prema tome, Fermijevi nivoi P i N -strane nisu više isti, nego međusobno pomaknuti za spomenuti iznos.

U slučaju da je minus pol vanjskog napona priključen na P -stranu, potencijalna barijera bit će veća, tj. napon U_{TOT} postaje iznosom viši. Za U_{TOT} , naravno, opet vrijedi relacija (9.7). Iz dijagrama energetskih pojasa je očito da će zbog visine potencijalne barijere difuzija većinskih nosilaca preko barijere biti praktički onemogućena. Postojat će samo struja manjinskih nosilaca, koja je vrlo mala i koja — kao što se vidi — ne ovisi o naponu. Budući da uz takvu polarizaciju postoji samo mala struja manjinskih nosilaca, naziva se ta polarizacija reverzna ili nepropusna polarizacija P - N spoja.

Za struju P - N spoja vrijedi sada relacija:

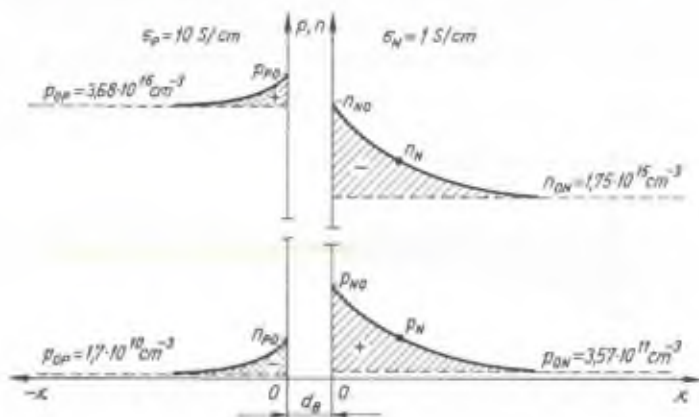
$$I = -I_{SN} - I_{SP} = -I_S. \quad (9.9)$$

Budući da struja reverzne polarizacije ne ovisi o naponu, naziva se reverzna struja zasićenja.

U danom prikazu pretpostavljeno je da se sav pad napona odigrava na P - N barijeri, tj. da nema pada napona duž električki neutralnih dijelova poluvodiča P - i N -tipa koji se nadovezuju na barijeru. U prikazu energetskih pojasa to se očituje na taj način da su pojasi P - i N -područja van barijere horizontalni. U slučaju nepropusne polarizacije zbog vrlo male struje ta je tvrdnja praktički sasvim točna.

Ona je približno točna i u slučaju propusne polarizacije ukoliko je napon nizak. Kod viših napona propusne polarizacije dio vanjskog napona troši se na podržavanje velikih struja kroz P - N spoj u područjima izvan barijere. Posljedica je da energetski pojasi izvan barijere nisu više horizontalni.

Uvjeti pod kojima se padovi napona van barijere mogu zanemariti bit će očiti u slijedećem članku, gdje će se P - N spoj analizirati kvantitativno. Za orijentaciju je već sada važno znati da se potencijalna barijera nikada ne može u potpunosti eliminirati, što bi slijedilo iz jednačbe (9.7), ako je $U > -U_K$. Spomenuta jednačba ne vodi računa o padovima napona izvan barijere, do kojih dolazi kod viših napona propusne polarizacije.



Sl. 9.8. Dijagram koncentracija nosilaca u P - N spoju uz propusnu polarizaciju.

Mehanizam prolaska struje kroz polarizirani P - N spoj postaje jasniji kada se razmotre pojave transporta nosilaca kroz barijeru i njen okoliš. Uz propusnu polarizaciju dolazi do pojačanog ubacivanja većinskih nosilaca preko barijere, koji prelaze na onu stranu gdje predstavljaju manjinske nosioce, pa se taj proces naziva *injekcija minoritetnih ili manjinskih nosilaca*. On predstavlja osnovu rada P - N dioda i tranzistora. Dijagram koji kvalitativno predodžuje koncentracije nosilaca s obje strane P - N barijere pod prilikama propusnog polariteta prikazan je na slici 9.8. Specifična vodljivost P -područja $\sigma_P = 10 \text{ S/cm}$, a N -područja $\sigma_N = 1 \text{ S/cm}$. Temperatura je sobna, a materijal germanij.

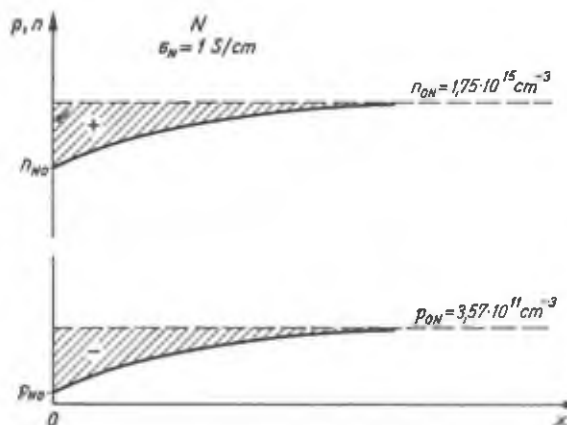
Injektirane šupljine predstavljaju na N -strani višak pozitivnog naboja koji stvara električno polje. To polje privlači dodatne elektrone koji zbog toga dolaze u područje gdje postoje injektirane šupljine, i to upravo u tom broju da električki neutraliziraju višak pozitivnog naboja šupljina. Zbog toga se višci *pozitivnog i negativnog naboja* međusobno *neutraliziraju*. Oni su prikazani na slici 9.8, kao šrafrane površine. Iako je električka neutralnost uspostavljena i električno polje eliminirano, ravnotežne prilike ne postoje, jer su koncentracije obaju tipova nosilaca veće od ravnotežnih.

Prema zakonu o termodinamičkoj ravnoteži je pod ravnotežnim prilikama generacija nosilaca uravnotežena rekombinacijom. Pod neravnotežnim prilikama izazvanim propusnom polarizacijom je $n_N \cdot p_N > n_i^2$, pa će rekombinacija biti

intenzivnija od generacije, s tendencijom uspostavljanja ravnoteže. Neposredno uz rub barijere će koncentracije injektiranih nosilaca p_{NO} i n_{PO} biti stalno podržavane priključenim vanjskim naponom, ali će koncentracija injektiranih nosilaca postepeno opadati od rubova barijere prema unutrašnjosti P -, odnosno N -područja.

Kao posljedica pada koncentracije stalno će teći difuziona struja. Kada ne bi postojala rekombinacija, koncentracije injektiranih nosilaca bi se vrlo brzo na svakom mjestu izjednačile, pa prema tome struja više ne bi mogla teći. Dakle, struja kroz P - N spoj je rezultat difuzije koja se trajno podržava rekombinacijom, time da su P - i N -područja izvan barijere električki neutralna.

Uz reverznu polarizaciju većinski nosioci ne mogu prelaziti preko barijere i struju sačinjavaju samo manjinski nosioci za koje barijera ne postoji. Dijagram koncentracije nosilaca uz reverznu polarizaciju P - N spoja prikazan je na slici 9.9.



Sl. 9.9. Dijagram koncentracije nosilaca N -strane P - N spoja uz reverznu polarizaciju.

Radi jednostavnosti prikazana je samo N -strana. Naravno da za P -stranu vrijede ista razmatranja. Manjinske šupljine na N -strani ne vide barijeru. One se slobodno prebacuju na P -stranu. Dakle, uz reverznu polarizaciju P - N barijera skuplja manjinske nosioce. Koncentracija šupljina uz rub barijere p_{NO} bit će sada manja nego pod ravnotežnim prilikama, jer se šupljine prebacuju na P -stranu, a taj proces nije uravnotežen injekcijom šupljina sa P -strane na N -stranu, koja pod ravnotežnim prilikama ipak djeomično postoji, i to baš u toj mjeri da bi održala koncentraciju šupljina na N -strani na svakom mjestu jednakom p_{ON} .

U pogledu uspostavljanja električke neutralnosti vrijede analogni zaključci kao kod propusne polarizacije. Budući da je sada u blizini barijere $n_N \cdot p_N < n_i^2$, generacija će prevladati rekombinaciju i na određenoj udaljenosti od barijere opet će se uspostaviti ravnotežne prilike. Struja je opet rezultat gradijenta koncentracije u blizini P - N barijere i teče u suprotnom smjeru u odnosu na struju uz propusnu polarizaciju.

9.4. Kvantitativna analiza polariziranog P-N spoja

Određivanje rubnih uvjeta. U članku 9.2 je ilustrirano da nepolarizirana barijera uravnotežuje suprotne tendencije difuzije i drifta i da su te zamišljene gustoće struja obično reda 10^4 A/cm^2 . Kontaktni potencijal se podesi baš na takovu vrijednost da je neto struja jednaka nuli.

Jednadžba (9.3) može se pisati i u obliku:

$$\begin{aligned} p_{ON} &= p_{OP} \cdot e^{\frac{q U_K}{k T}}, \\ n_{OP} &= n_{ON} \cdot e^{\frac{q U_K}{k T}}, \end{aligned} \quad (9.10)$$

koji daje ravnotežne koncentracije istog tipa nosilaca s obje strane barijere izražene pomoću kontaktnog potencijala. Treba uzeti u obzir da će stvarne gustoće struja umjereno propusno polariziranog P-N spoja iznositi do 10 A/cm^2 ; one su dakle nekoliko redova veličina manje od struja suprotnih tendencija koje barijera uravnotežuje. Zbog toga je dozvoljeno uzeti da se i propusno polarizirani P-N spoj, a pogotovo nepropusno polarizirani spoj nalaze u stanju *kvaziravnoteže*. Prema tome je također opravdano da se za određivanje neravnotežnih koncentracija manjinskih nosilaca uz rub barijere p_{NO} i n_{PO} primijeni postupak koji je poslužio za određivanje kontaktnog potencijala, odnosno relacija tipa (9.10). Kada je P-N spoj polariziran, napon na barijeri je $U_{TOT} = U_K + U$, pa se za koncentracije manjinskih nosilaca uz rub barijere može pisati:

$$\begin{aligned} p_{NO} &= p_{OP} \cdot e^{\frac{q U_{TOT}}{k T}} = p_{ON} \cdot e^{\frac{q U}{k T}}, \\ n_{PO} &= n_{ON} \cdot e^{\frac{q U_{TOT}}{k T}} = n_{OP} \cdot e^{\frac{q U}{k T}}. \end{aligned} \quad (9.11)$$

Kao što se vidi, koncentracije manjinskih nosilaca uz rub barijere ovise *eksponecijalno* o priključenom vanjskom naponu. Na sobnoj temperaturi je $q/kT = 40 \text{ V}^{-1}$, pa vrijede numeričke relacije:

$$\begin{aligned} p_{NO} &= p_{ON} \cdot e^{40U}, \\ n_{PO} &= n_{OP} \cdot e^{40U}. \end{aligned} \quad (9.12)$$

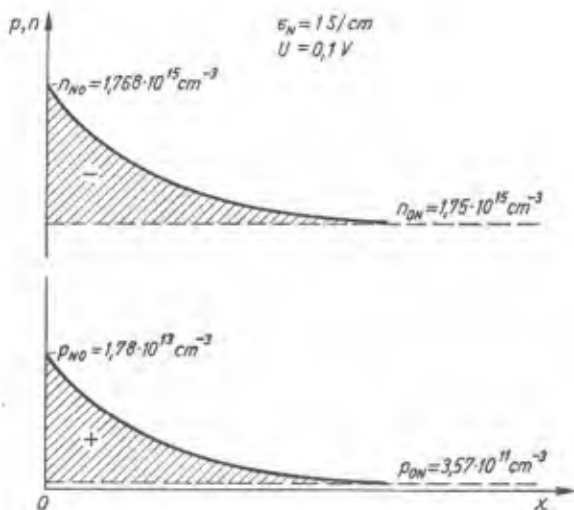
Uz propusni polaritet $U = +0,1 \text{ V}$ je $p_{NO} = 50 p_{ON}$; $n_{PO} = 50 n_{OP}$, a uz nepropusni polaritet $U = -0,1 \text{ V}$ je $p_{NO} = 0,02 p_{ON}$; $n_{PO} = 0,02 n_{OP}$.

Iz relacije (9.11) proizlazi da su koncentracije većinskih nosilaca uz rub barijere ostale jednake ravnotežnim, n_{ON} i p_{OP} . Međutim, ranije je rečeno da se i koncentracije većinskih nosilaca uz barijeru mijenjaju za isti iznos kao i koncentracije manjinskih nosilaca da bi se uspostavila električka neutralnost. Unatoč tome te dvije tvrdnje nisu praktički u suprotnosti, kao što se vidi iz slike 9.10, koja prikazuje N-stranu specifične vodljivosti $\sigma_N = 1 \text{ S/cm}$ germanijevog P-N spoja pod prilikama propusnog polariteta uz napon $U = +0,1 \text{ V}$.

Uvjet neutralnosti neposredno iza barijere na N-strani općenito glasi:

$$N_D + p_{NO} = n_{NO} = n_{ON} + p_{NO} = n_{ON} \left(1 + \frac{p_{NO}}{n_{ON}} \right). \quad (9.13)$$

U izrazu za električku neutralnost izostavljena je ravnotežna koncentracija manjinskih nosilaca jer je uvijek $p_{ON} \ll n_{ON}$. Koncentracija elektrona iza barijere n_{NO} porasla je od ravnotežne n_{ON} za iznos koji je jednak p_{NO} da bi se sačuvala električka



Sl. 9.10. Dijagram koncentracija nosilaca N-strane P-N spoja uz propusnu polarizaciju pod pri-likama niske injekcije.

neutralnost. Iz slike 9.10 i jednadžbe (9.13) se vidi da je u promatranom slučaju relativni prirast koncentracije većinskih nosilaca beznačajan, jer je omjer $p_{NO}/n_{ON} \ll 1$, pa je prema tome $n_{NO} \approx n_{ON}$. Takav način rada kod kojeg je ispunjen uvjet da je koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca puno manja od ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca zove se *režim niske injekcije* i definiran je uvjetom:

$$\frac{p_{NO}}{n_{ON}} \ll 1; \quad \frac{n_{PO}}{p_{ON}} \ll 1. \quad (9.14)$$

Samo u režimu niske injekcije vrijede rubni uvjeti iz jednadžbe (9.11). Uz N-stranu istih svojstava i propusnu polarizaciju iznosa $U = +0,2 \text{ V}$, je $p_{NO} = 2500 p_{ON} = 7,55 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Kako je $n_{ON} = 1,75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, uvjeti za rad u režimu niske injekcije jedva da su još ispunjeni. Kod još nešto viših napona ti uvjeti uopće nisu ispunjeni. Režim rada pri kome su koncentracije injektiranih manjinskih nosilaca veličine istog reda ili veće od ravnotežnih koncentracija većinskih nosilaca zove se *režim visoke injekcije*, a analiza strujno-naponske ovisnosti P-N spoja je pod takvim prilikama puno kompliciranija.

Budući da se i pri uvjetima visoke injekcije koncentracije većinskih nosilaca mogu povećati praktički u istoj mjeri kao i koncentracije injektiranih manjinskih nosilaca, koje su sada znatne, dolazi do uočljivog povećanja koncentracije većinskih nosilaca. Zbog toga se i specifična vodljivost područja koje radi u režimu visoke injekcije povećava, a ta pojava se naziva *modulacija vodljivosti*.

Iz navedenih razmatranja slijedi da će se P - N spoj zadržati kod to viših propusnih napona u režimu niske injekcije što su specifične vodljivosti P i N područja veće i da će u režim visoke injekcije ranije ući ona strana P - N spoja čija je specifična vodljivost, odnosno koncentracija nečistoća manja.

Jednadžba kontinuiteta. Uz poznavanje rubnih uvjeta potrebno je za pronalaženje strujno-naponske ovisnosti P - N spoja riješiti jednadžbu kontinuiteta, koja pisana za šupljine ima slijedeći oblik:

$$\frac{\partial p_N}{\partial t} = - \frac{p_N - p_{0N}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p. \quad (9.15)$$

Ta parcijalna diferencijalna jednadžba ističe tvrdnju o sačuvanju materije. Objašnjenje značenja te jednadžbe je jednostavno, dok je rješenje te jednadžbe komplicirano, osim u specijalnim jednostavnijim slučajevima. Veličina na lijevoj strani jednadžbe $\partial p/\partial t$ je promjena koncentracije šupljina u jedinici vremena. Ako je $\partial p/\partial t$ pozitivno, koncentracija šupljina raste, a u protivnom opada. Do promjene koncentracije šupljina dolazi zbog dva razloga. Član $-(p_N - p_{0N})/\tau_p$ daje razliku između broja generiranih i rekombiniranih šupljina u jedinici vremena u jedinici volumena. Ako je p_N , tj. neravnotežna koncentracija šupljina veća od ravnotežne, rekombinacija je intenzivnija od generacije i taj član pod takvim prilikama označuje da koncentracija šupljina opada. Član $-1/q \operatorname{div} j_p$, gdje je j_p ukupna gustoća struje šupljina (vektor), znači razliku broja šupljina koje u jedinicu volumena u jedinici vremena uđu, prema broju šupljina koje izađu.

Jednadžba kontinuiteta se daje jednostavno riješiti kada je na P - N spoj narinut istosmjerni napon. Tada je član $\partial p/\partial t = 0$, a parcijalna diferencijalna jednadžba reducira se u običnu. Gustoća struje J_p je pri tome također istosmjerna i jednadžba (9.15) prelazi u:

$$\frac{p_{0N} - p_N}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p = 0. \quad (9.16)$$

Tok struje je uglavnom jednodimenzionalan, tj. okomit na graničnu ravninu, pa je u tom slučaju $\operatorname{div} J_p = dJ_p/dx$. Struja J_p sadržava općenito difuzionu i driftnu komponentu prema relaciji (3.61). U slučaju niske injekcije driftna komponenta struje manjinskih nosilaca je zanemariva pa je:

$$J_p = -q D_p \frac{dp_N}{dx}, \quad (9.17)$$

$$\operatorname{div} J_p = \frac{dJ_p}{dx} = -q D_p \frac{d^2 p_N}{dx^2}, \quad (9.18)$$

te iz jednadžbi (9.17) i (9.16) slijedi:

$$\frac{d^2 p_N}{dx^2} + \frac{p_{ON} - p_N}{\tau_p \cdot D_p} = 0. \quad (9.19)$$

Jednadžba kontinuiteta za manjinske elektrone na P -strani je analogna pa se izostavlja.

Određivanje strujno-naponske karakteristike P - N spoja. Funkcionalna ovisnost $I = f(U)$ za P - N spoj daje se jednostavno odrediti, ukoliko su ispunjene već spomenute pretpostavke, da je tok struje jednodimenzionalan, injekcija niska i da nema padova napona van barijere. Pod tim prilikama vrijede jednadžbe (9.11) i (9.19). Uz to se pretpostavlja da je generacija i rekombinacija unutar barijere zanemariva. Posljedica toga je da struje jednog i drugog tipa nosilaca ostaju nepromijenjene tokom prolaska kroz barijeru.

Opće rješenje jednadžbe (9.19) tada glasi:

$$p_N = p_{ON} + A_1 \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_p}}} + A_2 \cdot e^{+\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_p}}}, \quad (9.20)$$

Nazivnik eksponenta u izrazu (9.20) ima dimenziju dužine i naziva se difuziona dužina šupljina:

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}. \quad (9.21)$$

Na analogan način se rješenjem jednadžbe kontinuiteta za elektrone dobiva difuziona dužina elektrona:

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}. \quad (9.22)$$

Difuziona dužina je prosječna dužina koju nosioci prođu prije nego što se rekombiniraju. Ona je to veća što je veća njihova difuziona konstanta i vrijeme života.

Za pronalaženje konkretnog rješenja jednadžbe (9.20) ovdje se pretpostavlja da su širine P i N područja W_p i W_n puno veće od pripadnih difuzionih dužina: $W_p \gg L_n$ i $W_n \gg L_p$. To je u praksi često ispunjeno, uzevši u obzir da su difuzione dužine reda 10^{-3} cm i manje. Daleko od barijere su se sve injektirane šupljine rekombinirale, pa za $x \rightarrow \infty$; $p_N \rightarrow p_{ON}$, što znači da mora biti koeficijent $A_2 = 0$. Vodeći računa o tome da je za $x = 0$; $p_N = p_{NO}$, za koncentraciju šupljina se dobiva:

$$p_N = p_{ON} + (p_{NO} - p_{ON}) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (9.23)$$

Upotrebom jednadžbe (9.11) jednadžba (9.23) poprima oblik:

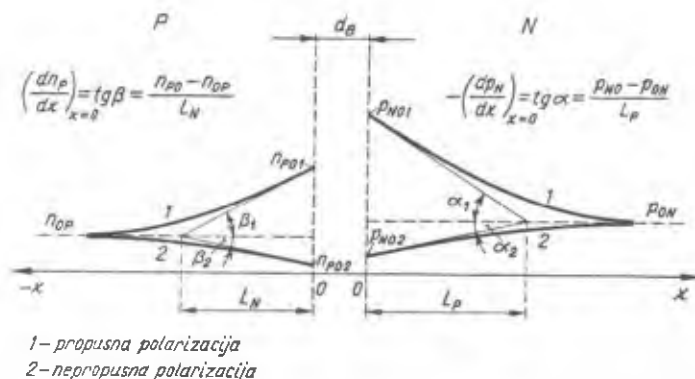
$$p_N = p_{ON} + p_{ON} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (9.24)$$

Koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca mijenja se dakle od vrijednosti p_{No} na rubu barijere prema ravnotežnoj vrijednosti p_{oN} u unutrašnjosti N -područja prema eksponencijalnom zakonu. Karakteristična dužinska konstanta je difuziona dužina i neravnotežna koncentracija $p_N - p_{oN}$ postaje e puta manja za svaki porast udaljenosti jednak L_p .

Na jednak način odredila bi se i koncentracija elektrona na P -strani i rezultat glasi:

$$n_p = n_{oP} + n_{oP} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (9.25)$$

Ta jednadžba vrijedi za $0 \geq x > -\infty$, a njena interpretacija je ista kao i za šupljine. Jednadžbe (9.24) i (9.25) vrijede i za propusnu i za nepropusnu polarizaciju P - N spoja. Koncentracije manjinskih nosilaca s obje strane barijere, pripadne difuzione dužine i gradijenti koncentracije za propusni i nepropusni smjer označeni su na slici 9.11.



Sl. 9.11. Koncentracije manjinskih nosilaca, difuzione dužine i gradijenti koncentracija u P - N spoju.

Difuzione struje manjinskih nosilaca mogu se sada odrediti primjenom relacija (9.17) i (9.24) za šupljine i analognih relacija za elektrone. Međutim, važna je stvarna struja P - N spoja, koja mora u svakom presjeku biti ista. Vidi se da difuzione struje manjinskih nosilaca opadaju idući prema dubini P - i N -područja, jer gradijenti koncentracija postaju sve manji. Nakon udaljenosti L_p , odnosno L_n te struje postaju vrlo male, dok ukupna struja I koja teče kroz P - N spoj mora u svakom presjeku biti ista. Iz toga slijedi da struja na većim udaljenostima od barijere mora biti driftna struja većinskih nosilaca, a za to je potrebno električno polje, odnosno pad napona u N i P području. O tim padovima napona treba voditi računa, iako su oni kod manjih gustoća struja zanemarivi prema padu napona na P - N barijeri. Driftna komponenta struja manjinskih nosilaca je zanemariva zbog njihovih malih koncentracija u odnosu na koncentracije većinskih nosilaca.

Ukoliko se promatra propusna polarizacija, onda je na P -strani struja šupljina driftna I_{FP} , i šupljine se kreću iz dubine P -područja prema barijeri. Neposredno iza barijere na N -strani struja šupljina je ista kao i na rubu barijere na P -strani jer

je pretpostavljeno da u barijeri nema rekombinacije, ali je difuzionog karaktera I_{DP} , dakle može se odrediti pomoću jednadžbe (9.17). Isto vrijedi za ulaz elektrona na P -stranu. Promatrana ukupna struja P - N spoja jednaka je dakle sumi difuzionih struja manjinskih nosilaca na rubovima barijere.

Gustoća struje šupljina na N -strani uz rub barijere ($x = 0$) iznosi:

$$J_p = -q D_p \left(\frac{dp_N}{dx} \right)_{x=0}. \quad (9.26)$$

Pomoću relacije (9.24) dobiva se rezultat:

$$J_p = q \frac{p_{0N} D_p}{L_p} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (9.27)$$

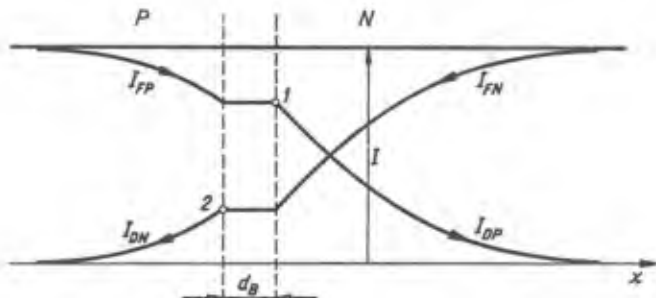
Za elektronsku struju se analognim postupkom dobiva:

$$J_n = q \frac{n_{0P} D_n}{L_n} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (9.28)$$

Ukupna gustoća struje je, dakle:

$$J = J_p + J_n = q \left(\frac{p_{0N} D_p}{L_p} + \frac{n_{0P} D_n}{L_n} \right) \cdot \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (9.29)$$

Komponente struje P - N spoja i ukupna struja koja je konstantna prikazane su za slučaj propusne polarizacije na slici 9.12, a točke u kojima se struja računa označene su sa 1 i 2.



Sl. 9.12. Ukupna struja P - N spoja i njene komponente uz propusnu polarizaciju.

Na sobnoj temperaturi je $U_T = kT/q = 0,025$ V, pa kod napona reverzne polarizacije većih od nekoliko U_T , praktički od $-0,1$ V prema negativnijim vrijednostima, eksponencijalni član postaje zanemariv, a struja reverzne polarizacije

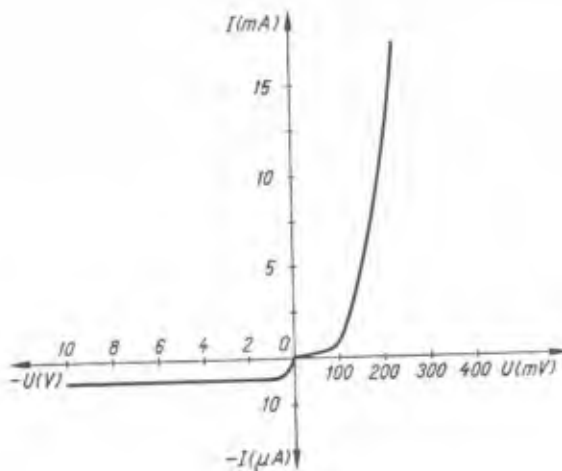
ostaje konstantna. Zbog toga se ta struja naziva reverzna struja zasićenja i njena gustoća je jednaka:

$$J = -J_s = -q \left(\frac{p_{0N} D_P}{L_P} + \frac{n_{0P} D_N}{L_N} \right). \quad (9.30)$$

Reverzna struja zasićenja sastoji se od manjinskih nosilaca i proporcionalna je njihovim koncentracijama. Prema tome, jednadžba (6.29) može se pisati u obliku:

$$I = I_s (e^{\frac{qU}{kT}} - 1). \quad (9.31)$$

Jednadžba (9.29), odnosno (9.31) kvantitativno opisuje ispravljačko djelovanje P-N spoja i predstavlja jednu od temeljnih relacija poluvodičke elektronike. Do nje je došao Shockley. Ona u stvari daje strujno-naponsku karakteristiku idealne P-N diode i u dobrom je skladu s eksperimentom kod umjerenih propusnih i nepropu-



Sl. 9.13. Strujno-naponska karakteristika idealne P-N diode.

snih polariteta, naročito za germanij. Na slici 9.13 prikazana je ta jednadžba za jedan germanijev P-N spoj, a to je u stvari I-U karakteristika idealne P-N diode. Za propusno i nepropusno područje upotrebljena su različita mjerila, kako za napon, tako i za struje, jer se uz ista strujna mjerila reverzna struja ne bi mogla prikazati. Kada je napon propusne polarizacije viši od nekoliko kT/q , član -1 postaje zanemariv prema eksponencijalnom članu, pa vrijedi vrlo približno:

$$I = I_s \cdot e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (9.32)$$

Struja propusne polarizacije raste eksponencijalno s priključenim naponom. Budući da je za sobnu temperaturu $kT/q = 0,025$ V, vrijedi uz te uvjete relacija:

$$I = I_s \cdot e^{40U}. \quad (9.33)$$

Ukoliko se u jednadžbi (9.29) pomoću zakona o termodinamičkoj ravnoteži eliminiraju koncentracije manjinskih nosilaca, dobiva se:

$$I = S \cdot q \cdot n_i^2 \left(\frac{D_P}{n_{0N} L_P} + \frac{D_N}{p_{0P} L_N} \right) (e^{\frac{qU}{kT}} - 1). \quad (9.34)$$

U čitavom ekstrinzičnom temperaturnom području je $n_{0N} \approx N_D$; $p_{0P} \approx N_A$, pa vrlo približno vrijedi:

$$I = S \cdot q \cdot n_i^2 \left(\frac{D_P}{N_D L_P} + \frac{D_N}{N_A L_N} \right) (e^{\frac{qU}{kT}} - 1), \quad (9.35)$$

gdje je S površina P - N presjeka. Oblici (9.34) i (9.35) su pogodni kad se analizira utjecaj temperature ili materijala na ispravljačku karakteristiku P - N spoja. Ti problemi će biti obrađeni u slijedećem poglavlju, kad se budu razmatrale poluvodičke diode.

Često je potrebno poznavati omjer struje šupljina prema struji elektrona P - N spoja, odnosno omjer struje jednog tipa nosilaca prema ukupnoj struji. *Faktor injekcije* γ definira se kao omjer $I_P/(I_P + I_N)$. Pomoću relacija (9.27) i (9.28) se dobiva:

$$\gamma = \frac{I_P}{I_P + I_N} = \frac{1}{1 + \frac{n_{0P} D_N L_P}{p_{0N} D_P L_N}}. \quad (9.36)$$

Upotrebom zakona o termodinamičkoj ravnoteži i relacije $D/\mu = kT/q$ dobiva se:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_N L_P}{\sigma_P L_N}}. \quad (9.37)$$

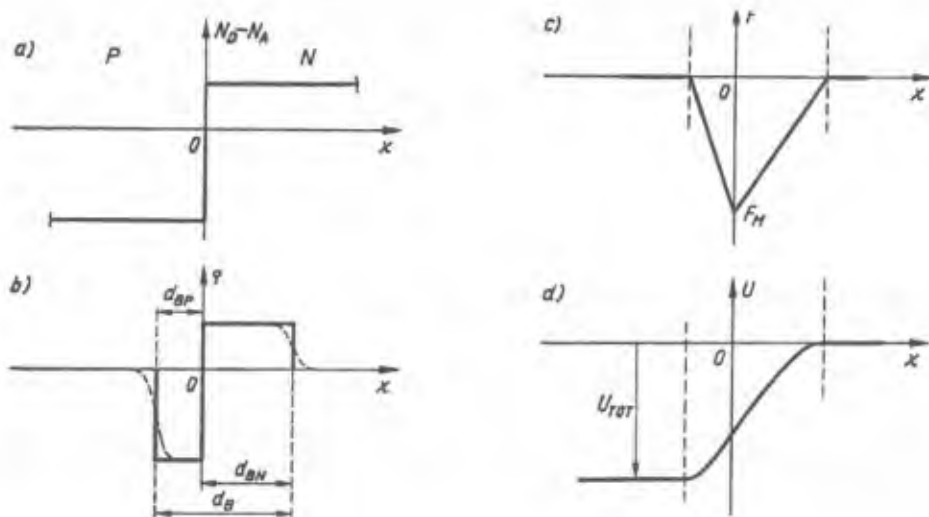
Faktor injekcije će biti to bliži jedinici što je omjer specifičnih vodljivosti σ_P/σ_N veći. Ta činjenica je naročito važna kod tranzistora.

9.5.

Svojstva P - N barijere

P - N barijera je već definirana kao ono područje P - N spoja u kojem postoji prostorni naboj koji potječe od nekompenziranih nečistoća, i to od pozitivnih donora na N -strani i negativnih akceptora na P -strani. Zbog toga se barijera često naziva sloj prostornog naboja. Na slici 9.14 dani su tehnološki profil nečistoća *skokovitog* P - N spoja u kome je $N_A = 2N_D$, prostorni naboj, električko polje i potencijal unutar barijere. Izvan barijere su oba područja električki neutralna i, kao što je rečeno, praktički sav pad napona odigrava se unutar barijere.

Idući prema vanjskim rubovima barijere koncentracije nosilaca opadaju postepeno, tako da njeni rubovi nisu oštro definirani. Dovoljno tačan model prostornog naboja, naročito za područje reverzne polarizacije, pretpostavlja da unutar bari-



Sl. 9.14. Ilustracija svojstava barijere skokovitog P-N spoja: a) Raspodjela nečistoća, b) prostorni naboj, c) električno polje, d) potencijal.

jere praktički ne postoje nosioci, a da izvan barijere postoji kompletna kompenzacija prostornog naboja. Pomoću takvog modela mogu se na jednostavan način kvantitativno izraziti sva važna svojstva barijere. P-N spoj kao cjelina je električki neutralan, a prostorni naboj unutar barijere ima karakter *dipolnog sloja*, što znači da je negativan naboj na P-strani jednak iznosom pozitivnom naboju na N-strani:

$$q N_D d_{BN} = q N_A d_{BP}, \quad (9.38)$$

odnosno:

$$\frac{d_{BN}}{d_{BP}} = \frac{N_A}{N_D}, \quad (9.39)$$

Barijera dakle *dublje* prodire u područje koje je *slabije* onečišćeno. Ako je npr. $N_A \gg N_D$, tada je $d_B = d_{BP} + d_{BN} \approx d_{BN}$ i barijera je praktički *jednostrana*.

Širina barijere i električno polje koje u njoj postoji mogu se odrediti rješenjem *Poissonove* jednačbe, koja za jednodimenzionalni slučaj ima oblik:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon'}, \quad (9.40)$$

gustoća prostornog naboja ρ jednaka je:

$$\rho = -q N_A \quad \text{ako je} \quad -d_{BP} < x < 0, \quad (9.41)$$

$$\rho = +q N_D \quad \text{ako je} \quad 0 < x < d_{BN}, \quad (9.42)$$

odnosno:

$$\varrho = 0 \quad \text{ako je} \quad -d_{BP} > x > d_{BN}. \quad (9.43)$$

Integracijom jednadžbe (9.40) uz pomoć jednadžbi (9.41) do (9.43) dobiva se za polje na P - i N -strani u barijeri, uzevši u obzir da je ono van barijere jednako nuli:

$$-F_P = \frac{q N_A}{\varepsilon_0 \varepsilon'} (d_{BP} + x), \quad (9.44)$$

$$-F_N = \frac{q N_D}{\varepsilon_0 \varepsilon'} (d_{BN} - x). \quad (9.45)$$

Za $x = 0$ jakost polja F je maksimalna i iznosi:

$$-F_M = \frac{q N_A d_{BP}}{\varepsilon_0 \varepsilon'} = \frac{q N_D d_{BN}}{\varepsilon_0 \varepsilon'}. \quad (9.46)$$

Pad napona u barijeri dobiva se integracijom jednadžbi (9.44) i (9.45). Konačan rezultat glasi:

$$|U_{TOT}| = |U_K + U| = \frac{q}{2 \varepsilon_0 \varepsilon'} (N_D d_{BN}^2 + N_A d_{BP}^2). \quad (9.47)$$

Pomoću relacija (9.39) i (9.47) dobiva se izraz za ukupnu širinu barijere:

$$d_B = d_{BP} + d_{BN} = \sqrt{|U_{TOT}|} \cdot \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon' (N_A + N_D)}{q N_A \cdot N_D}}. \quad (9.48)$$

Uzeta je apsolutna vrijednost $|U_{TOT}|$, jer je N -strana referentna, a U_{TOT} ima zbog toga negativan predznak.

Kao što iz relacije (9.48) slijedi, širina barijere *nije konstantna*, ona je to veća što je U_{TOT} iznosom veći i raste s drugim korijenom iz U_{TOT} . Kod određenog napona barijera će biti to uža što su N_A i N_D veći, tj. što su P i N strana jače onečišćene. Iz relacija (9.46) i (9.47) slijedi također relacija za maksimalnu jakost polja:

$$F_M = \frac{2 U_{TOT}}{d_B}. \quad (9.49)$$

Širine barijere variraju u granicama od otprilike 10^{-3} cm kod vrlo slabih onečišćenja, do nešto ispod 10^{-3} cm kod obostrano vrlo jakih onečišćenja. Većina barijera je jako asimetrična, pa uz $N_A \gg N_D$ vrijedi na osnovu rečenog:

$$d_B \approx d_{BN} \approx \sqrt{|U_{TOT}|} \cdot \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon'}{q N_D}}. \quad (9.50)$$

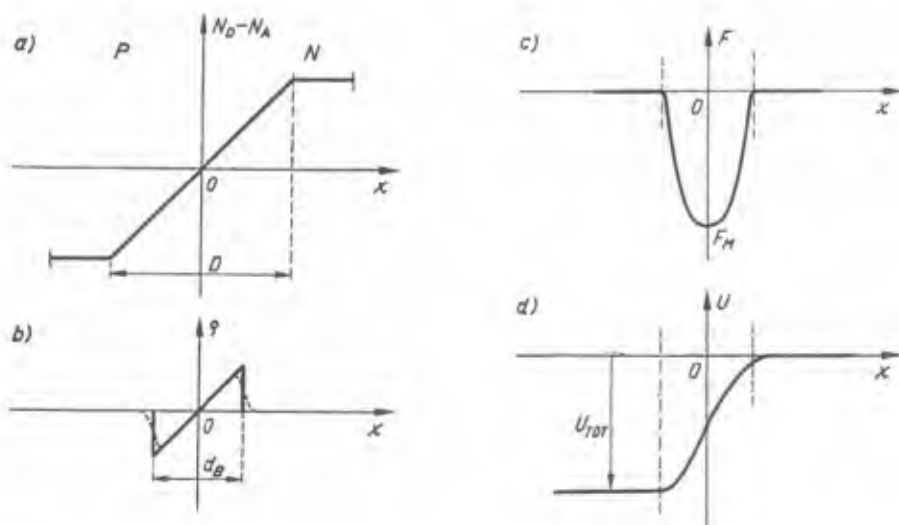
U barijeri su koncentracije nosilaca male, naročito uz reverzni polaritet, pa ona praktički predstavlja dielektrik, na koji se nadovezuju električki neutralna P- i N-područja koja su razmjerno dobro vodljiva. Zbog toga P-N barijera ima svojstva kapacitivnosti sa širinom dielektričkog sloja d_B , a iznos kapacitivnosti je:

$$C_B = \epsilon_0 \epsilon' \frac{S}{d_B} \quad (9.51)$$

Za širinu barijere se uvrštava izraz (9.48), a u slučaju jednostrane barijere izraz (9.50), što daje:

$$C_B = \frac{S}{\sqrt{|U_{TOT}|}} \cdot \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon' N_D}{2}} \quad (9.52)$$

Kao što se vidi, kapacitivnost barijere *nije konstantna*, ona opada s drugim korijenom iz $|U_{TOT}|$, a kod danog napona je to manja što su onečišćenja slabija.



Sl. 9.15. Ilustracija svojstava barijere, linearno-postepenog P-N spoja: a) Raspodjela nečistoća, b) prostorni naboj, c) električko polje, d) potencijal.

Linearni postepeni prijelaz iz P- u N-područje, približno se ostvaruje tehnikom izvlačenja P-N spoja. Takav prijelaz prikazan je na slici 9.15. Od pune koncentracije akceptora do pune koncentracije donora prijelaz je približno linearan unutar zone dužine D . Barijera širine d_B je simetrična. Prostorni napon, električko polje i potencijal unutar te barijere prikazani su na istoj slici. Jakost polja unutar barijere i širina barijere u ovisnosti o totalnom naponu na barijeri dobivaju se opet rješenjem Poissonove jednadžbe. Ovdje se navode samo konačni rezultati, a pretpostavlja se da je $d_B < D$, tj. da barijera leži unutar područja promjenljivih koncentracija nečistoća.

Za širinu barijere se dobiva:

$$d_B = \sqrt[3]{|U_{TOT}|} \cdot \sqrt[3]{\frac{12 \varepsilon_0 \varepsilon'}{q \cdot a}}. \quad (9.53)$$

Maksimalna jakost polja određena je relacijom:

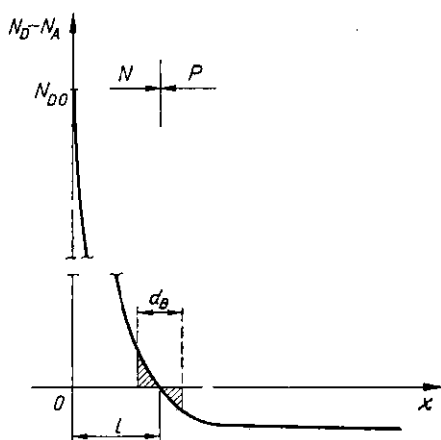
$$F_M = \frac{q \cdot a}{8 \varepsilon_0 \varepsilon'} d_B^2. \quad (9.54)$$

Kapacitivnost barijere iznosi:

$$C_B = \frac{S}{\sqrt[3]{|U_{TOT}|}} \cdot \sqrt[3]{\frac{q \cdot a (\varepsilon_0 \varepsilon')^4}{12}}. \quad (9.55)$$

Veličina $a = (N_D + N_A)/D$ je gradijent koncentracije nečistoća. Kod postepenog linearnog prijelaza širina barijere raste s $|U_{TOT}|^{1/3}$, dok kapacitivnost prema istom zakonu opada.

Treba napomenuti da kod postepenog prijelaza postoje i vrlo mali padovi napona van zone barijere, u području promjenljivih koncentracija nečistoća. U tim zonama su oba područja nehomogena, pa za njih vrijede razmatranja opisana u članku 3.8.



Sl. 9.16. Raspodjela nečistoća u P-N spoju dobivenom postupkom difuzije.

Vrlo važan oblik P-N prijelaza ilustriran je na slici 9.16, a dobiva se postupkom *difuzije nečistoća*. Koncentracija akceptora u slabo onečišćenom kristalu je N_A . Plinskom difuzijom atoma donorskih nečistoća visoke koncentracije na visokoj temperaturi pretvara se sloj uz površinu kristala u poluvodič N-tipa. Koncentracija donora uz površinu N_{D0} je visoka, i omjeri N_{D0}/N_A kreću se obično u granicama od 10^3 do 10^5 . Koncentracija donora prema unutrašnjosti kristala opada obično prema zakonu funkcije pogreške. Kao P-N granica uzima se ona ravnina gdje koncentracija donora kompenzira koncentraciju akceptora. Na slici ona leži na udaljenosti l od površine kristala.

Međutim, lako je uvidjeti da je kod malih vrijednosti $|U_{TOT}|$ barijera uska pa se može aproksimirati linearnom postepenom barijerom, što je prikazano na slici. Kod viših napona barijera se širi praktički isključivo na slabo onečišćenu P-stranu, u područje konstantne koncentracije akceptora i ponaša se kao jednostrana skokovita barijera.

Kvantitativna analiza svojstava barijere je u ovom slučaju komplicirana. Me-

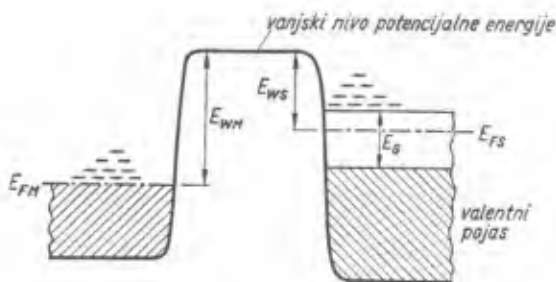
9.6. Spoj metal-poluvodič i svojstva površine poluvodiča

Ispravljački elementi na bazi kontakta *metal-poluvodič* mnogo su dulje u upotrebi od elemenata na bazi *P-N* spoja. To su npr. selenski ispravljači, bakar-bakarni oksidul ispravljači, te kristalni detektori. Unatoč tome razumijevanje pojava na granici metal-poluvodič nije dostiglo stepen razumijevanja pojava u *P-N* spoju. Razlog tome je taj što se kod kontakta metal-poluvodič radi o spoju dvaju različitih materijala.

Površina poluvodiča koji dolazi u kontakt s metalom podložna je raznim utjecajima, a njena svojstva ovise također i o načinu obrade. Kod ostvarivanja kontakta obično dolazi i do legiranja odnosno difuzije jednog materijala u drugi. Tek se je u novije vrijeme spoznalo da svojstva *površine* poluvodiča u mnogim slučajevima igraju odlučnu ulogu u objašnjenju karaktera kontakta metal-poluvodič.

Spoj metal-poluvodič može, ali ne mora, imati ispravljačka svojstva. Ostvarivanje neispravljačkog ili *omskog* kontakta je vrlo važno u poluvodičkoj elektronici. Svi priključci poluvodičkih elemenata na vanjski električki krug sadržavaju spoj metal-poluvodič. Takav spoj mora dobro voditi struju u oba smjera, on dakle ne smije imati ispravljački karakter.

Starije teorije spoja metal-poluvodič nisu uzimale u obzir svojstva površine. Kod njih se formiranje ispravljačkog, odnosno *omskog* kontakta objašnjava različitim *radovima izlaza* metala i poluvodiča. Kod nekih ispravljača postoji dobra suglasnost takve teorije i eksperimenta, dok kod drugih ispravljački efekt praktički ne ovisi o radu izlaza metala koji je u kontaktu s poluvodičem. To je uglavnom kod većine germanijevih i silicijevih ispravljača.



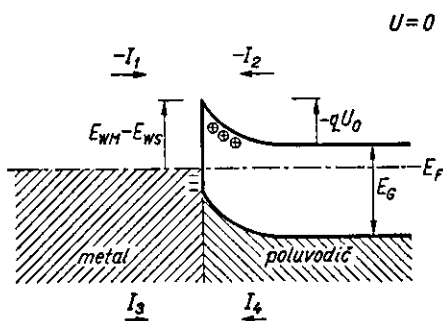
Sl. 9.17. Energetski dijagram metala i poluvodiča *N*-tipa prije uspostavljanja kontakta.

Teorija spoja metal-poluvodič na bazi razlike radova izlaza bit će objašnjena nešto opsežnije. Ona daje dobar uvid u potrebna svojstva sloja poluvodiča u blizini kontaktne površine da bi se postigao ispravljački ili *omski* kontakt, bez obzira da li su ta svojstva nastala pod utjecajem metala, ili su rezultat svojstava same površine poluvodiča. Površinska teorija ispravljanja bit će samo ukratko spomenuta.

Na slici 9.17 su prikazani energetski dijagrami metala čiji je rad izlaza E_{WM} i poluvodiča *N*-tipa čiji je rad izlaza E_{WS} . Prikazan je slučaj kad je rad izlaza poluvodiča manji od rada izlaza metala, tj. $E_{WM} > E_{WS}$. Kao što je poznato od ranije, rad izlaza je jednak razlici vanjskog nivoa potencijalne energije elektrona i Fermije-

vog nivoa. Prije uspostavljanja kontakta moraju vanjski nivoi potencijalne energije biti isti, što je objašnjeno u članku 2.4. Na sobnoj temperaturi vrlo mali broj elektrona u metalu ima energije veće od Fermijevog nivoa, a u poluvodiču je koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu puno manja od koncentracije vezanih elektrona u valentnom pojasu. Zbog toga su energetska područja u kojima je koncentracija elektrona visoka prikazana šrafirano, dok je u višim energetskim područjima prisustvo manjeg broja elektrona simbolizirano znakom minus.

Kad se uspostavi kontakt, elektroni iz vodljivog pojasu poluvodiča početak će prelaziti u metal jer je $E_{WS} < E_{WM}$. Metal će zbog toga postajati negativniji, poluvodič pozitivniji, a prijelazno stanje traje tako dugo dok se *Fermijevi nivoi* metala i poluvodiča ne *izjednače*, što je ilustrirano na slici 9.18.



Sl. 9.18. Ispravljački kontakt metala i poluvodiča N-tipa u ravnotežnom stanju.

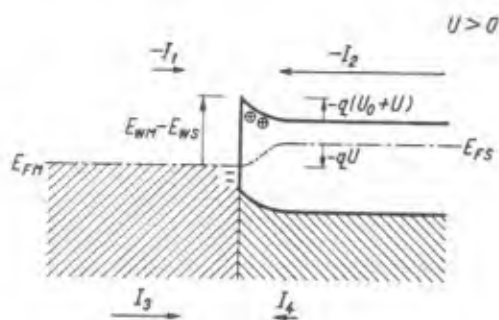
Na granici metal-poluvodič uspostavlja se barijera potencijalne energije koja za elektrone iz metala iznosi $E_{WM} - E_{WS}$, dok za elektrone iz vodljivog pojasu barijera iznosi $-qU_0$, gdje se $U_0 < 0$ može shvatiti kao kontaktni potencijal. Energija $-qU_0$ manja je od $E_{WM} - E_{WS}$ za iznos energije koji dijeli Fermijev nivo u dubini poluvodiča od dna vodljivog pojasu.

Zakrivljenost energetskih pojasu, tj. promjenljivi potencijal uz rub poluvodiča je posljedica nekompenziranog *prostornog naboja* donorskih nečistoća čiji su elektroni prešli u metal. Uz kontaktnu ravninu postoji, dakle, sloj prostornog naboja čiji plus naboj predstavljaju donori, a minus naboj suvišak elektrona uz rub metala. Prostorni naboj ima dakle karakter dipolnog sloja. Zbog daleko veće koncentracije elektrona u metalu dubina prodiranja sloja prostornog naboja u poluvodič je daleko veća nego dubina prodiranja sloja u metal, slično kao u jako asimetričnom P-N spoju. U sloju prostornog naboja poluvodiča u blizini kontakta je koncentracija elektrona daleko manja od koncentracije elektrona u dubini poluvodiča, taj sloj se zbog toga obično naziva *osiromašeni sloj*.

Lako je uvidjeti da je spoj metala s poluvodičem N-tipa ispravljački, u slučaju kada je sloj poluvodiča u blizini kontaktne ravnine, osiromašeni sloj. U ravnotežnim prilikama je neto struja kontakta jednaka nuli. Komponente struja su označene na slici. Struja elektrona I_1 koji prelaze iz metala u poluvodič kompenzirana je jednako, ali suprotnom strujom elektrona I_2 koji prelaze iz vodljivog pojasu poluvodiča u metal. Strelice označuju smjer gibanja elektrona, a uz njih stoje oznake $-I_1$

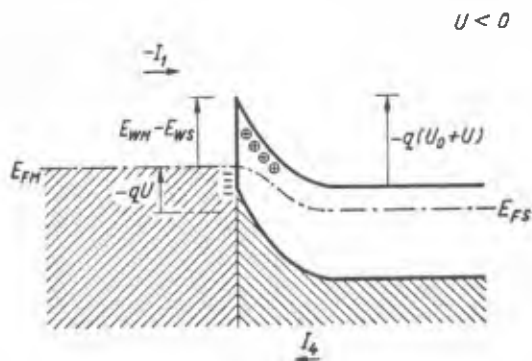
i $-I_2$ zbog konvencionalnog smjera struje. Isto tako su jednake i suprotne struje I_3 i I_4 ; one se mogu shvatiti kao struje šupljina i predstavljaju razmjenu šupljina valentnog pojasa poluvodiča i metala.

Kad se na metal priključi plus pol vanjskog napona U energetski nivoi metala će se spustiti, a Fermijevi nivoi dubine poluvodiča i metala će se razmaknuti za iznos $-qU$. Poluvodič je odabran za referentan potencijal. Sav pad napona odi-



Sl. 9.19. Ispravljački kontakt metala i poluvodiča N-tipa uz propusnu polarizaciju.

grava se u osiromašenom sloju poluvodiča uz granicu. Za elektrone u metalu potencijalna barijera je ostala ista, dok je za elektrone u poluvodiču umanjena za iznos vanjskog napona. To je ilustrirano na slici 9.19. Struja I_1 se dakle ne mijenja, dok I_2 raste eksponencijalno s porastom vanjskog napona. Barijera se je smanjila i za šupljine koje sačinjavaju struju I_3 , pa i ta struja eksponencijalno raste s naponom.



Sl. 9.20. Ispravljački kontakt metala i poluvodiča N-tipa uz nepropusnu polarizaciju.

Treba spomenuti da struja I_3 predstavlja injekciju šupljina u poluvodič N-tipa. Struja I_4 ostaje nepromijenjena kod propusnog polariteta jer za nju barijera ne postoji.

U slučaju da se na metal priključi minus pol vanjskog napona, što je prikazano na slici 9.20, potencijalna barijera se povećava. Potpuno je spriječen prijelaz elektrona iz poluvodiča u metal ($I_2 = 0$) i šupljina iz metala u poluvodič ($I_3 = 0$).

Za elektrone iz metala barijera je ostala ista, dok za šupljine iz poluvodiča barijera ne postoji. Prema tome, struje I_1 i I_4 ostaju nepromijenjene i predstavljaju komponente reverzne struje zasićenja. Dakle:

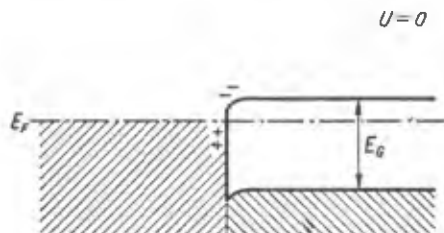
$$I_s = I_1 + I_4. \quad (9.56)$$

Na osnovu rečenog očito je da će struja kroz ispravljački kontakt metal-poluvodič biti također približno dana jednadžbom:

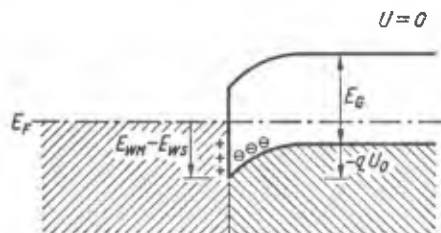
$$I = I_s (e^{\frac{qU}{kT}} - 1). \quad (9.57)$$

Propusni smjer je kad je metal *pozitivan* u odnosu na poluvodič. Kod viših propusnih napona dolazi do omskog pada napona duž poluvodiča, pa se karakteristika postepeno linearizira. U nepropusnom području struje su vrlo male, ali pokazuju umjeren porast s porastom napona reverzne polarizacije. Taj efekt je ovdje izrazitiji nego kod *P-N* spoja.

Na sličan način se dađe pokazati da je kontakt metala s poluvodičem *N*-tipa *neispravljački*, tj. *omski*, ako je rad izlaza metala manji od rada izlaza poluvodiča, $E_{WM} < E_{WS}$. Takav kontakt u stanju ravnoteže je prikazan na slici 9.21.



9.21. Omski kontakt metala i poluvodiča *N*-tipa u ravnoteži.



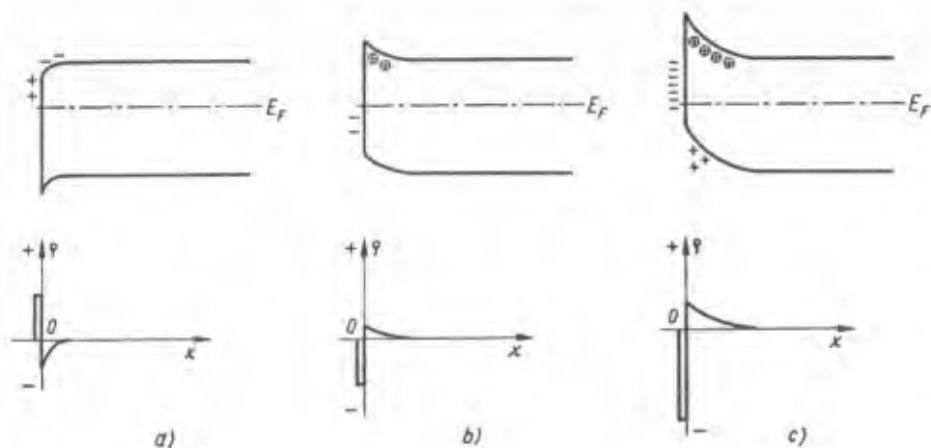
Sl. 9.22. Ispravljački kontakt metala i poluvodiča *P*-tipa u ravnoteži.

Kod prelaska elektrona iz metala u poluvodič u procesu uspostavljanja ravnoteže, sloj poluvodiča uz granicu postaje *obogaćen sloj* i u tom sloju je koncentracija elektrona veća nego u dubini poluvodiča. Barijera ne postoji i struja je ograničena isključivo serijskim otporom poluvodiča. Sloj uz graničnu ravninu opet je dipolni sloj u kojem negativni naboj predstavljaju suvišni elektroni u obogaćenom sloju, a pozitivan naboj predstavlja manjak elektrona uz granicu metala. Često se kod tehnoloških postupaka za dobivanje omskog kontakta metalu dodaju nečistoće onog tipa koje odgovaraju tipu poluvodiča s kojim se ostvaruje kontakt. Na taj se način prijelazno područje između metala i poluvodiča obogaćuje s nečistoćama i tako povećava njegova vodljivost.

Kontakt poluvodiča *P*-tipa i metala bit će ispravljački ako je rad izlaza metala *manji* od rada izlaza poluvodiča, dakle suprotno nego u slučaju kontakta metala s poluvodičem *N*-tipa. Takav kontakt u ravnotežnom stanju je prikazan na slici 9.22.

Prikazane su potencijalne barijere, a ispravljačko djelovanje se objašnjava na isti način kao i ranije. Sloj uz površinu poluvodiča je osiromašeni sloj. Propusni polaritet će biti onaj kod kojega je na metal priključen minus pol vanjskog napona. Kontakt poluvodiča P-tipa i metala bit će omski ako je rad izlaza metala veći od rada izlaza poluvodiča.

Kod nekih spojeva metal-poluvodič pokazuje se da karakter spoja vrlo malo ovisi o radu izlaza metala kojim se ostvaruje kontakt s poluvodičem. Sada se zna da je to posljedica svojstava površine poluvodiča, koja se očituju kao površinska energetska stanja. *Površinska energetska stanja* su vrlo raznolikog porijekla, a predstavljaju uglavnom niz dozvoljenih energetskih stanja unutar zabranjenog pojasa na samoj površini. U unutrašnjosti poluvodiča gdje postoji periodičnost kristalne rešetke i gdje ne dolaze do izražaja utjecaji okoline, takvi energetske nivoi nisu mogući. Ta površinska stanja mogu imati bilo donorski bilo akceptorski karakter, a njihova koncentracija može varirati u širokim granicama.



Sl. 9.23. Ilustracija površinskih stanja poluvodiča N-tipa i pripadni prostorni naboj: a) Obogaćeni sloj, b) osiromašeni sloj, c) inverzioni sloj.

Ukoliko se promatra poluvodič N-tipa, a površinska stanja predstavljaju *donore*, površina poluvodiča će biti *pozitivna*. Pozitivan naboj ioniziranih donora privlačit će elektrone iz unutrašnjosti poluvodiča, tako da će sloj poluvodiča u blizini površine imati suvišak elektrona, dakle predstavljat će *obogaćeni sloj*. Poluvodič kao cjelina bit će u stanju ravnoteže električki *neutralan*, tako da površinski naboj i naboj obogaćenog sloja predstavljaju *dipolni sloj*. Dijagram energetskih pojasa i pripadajući prostorni naboj u dipolnom sloju ilustrirani su na slici 9.23a.

Ako su površinska stanja *akceptor*i i njihova koncentracija nije previsoka, negativni naboj akceptora uz površinu odbijati će elektrone u dubinu poluvodiča, tako da će sloj poluvodiča u blizini površine biti pozitivan. Taj pozitivni naboj potječe od nekompenziranih donora. Sloj poluvodiča uz površinu ima manju vodljivost od dubine poluvodiča, on predstavlja *osiromašeni sloj*. To je ilustrirano na slici 9.23b.

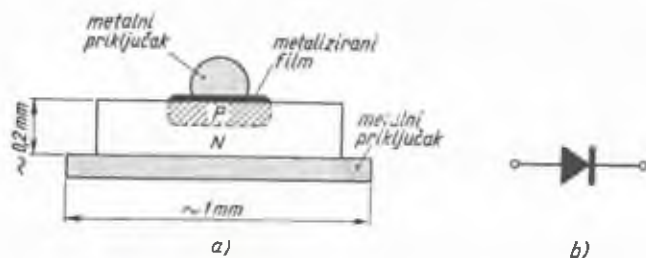
Ako su površinska stanja akceptori, a njihova koncentracija visoka, opet dolazi do još intenzivnijeg odbijanja elektrona od površine, što je ilustrirano na slici 9.23c. Energetski pojasi se još jače zakrivljuju prema gore, tako da sloj uz površinu postaje *P*-tip. Budući da je došlo do obrazovanja površinskog *P*-sloja na *N*-tipu poluvodiča, naziva se takav sloj *inverzioni sloj*. Tip vodljivosti sloja uz površinu je dakle suprotan tipu vodljivosti dubine poluvodiča. Na slici je to očito na temelju položaja Fermije-vog nivoa. Inverzioni sloj će se obrazovati to lakše što je vodljivost poluvodiča manja.

U slučajevima *b* i *c* poluvodič sam za sebe obrazuje barijeru, pa će priključeni metal imati sekundarnu ulogu u ispravljačkom efektu. Površinska energetska stanja nastaju na svim vanjskim površinama poluvodiča. Tako npr. kod *P-N* spoja, uz $\sigma_p \gg \sigma_n$, može doći do stvaranja inverzionog površinskog *P*-sloja na poluvodiču *N*-tipa. Na taj način efektivna površina barijere postaje veća, što ima za posljedicu porast reverzne struje na vrijednosti koje mogu biti puno veće nego što bi trebale biti na osnovu volumnih svojstava *P*- i *N*-tipa, naročito ako je gustoća površinskih stanja visoka, tj. površina loša.

U najnovije vrijeme se radi što boljeg odstranjenja efekata površinskih energetskih stanja zaštićuju površine od vanjskih utjecaja izolatorskim slojem, npr. slojem SiO_2 na silicijevim elementima. Taj postupak, koji se naziva *pasivizacija površine*, predstavlja jedan od vrlo važnih tehnoloških postupaka pri izradi poluvodičkih dioda i tranzistora.

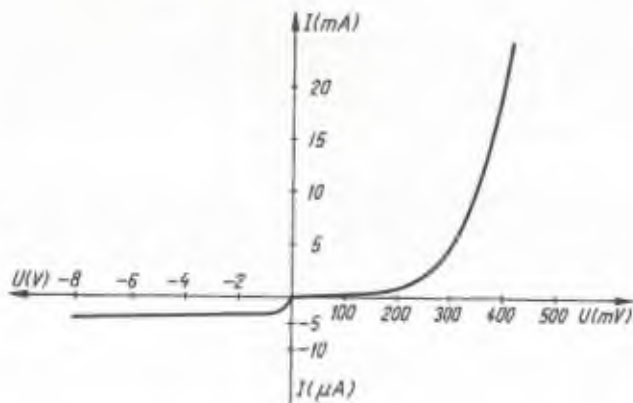
10.1. Statičke karakteristike P-N dioda

Osnovna svojstva poluvodičkih dioda, među kojima vrlo važno mjesto zauzimaju P-N diode, već su razmatrana u prošlom poglavlju. Bitni sastavni dijelovi neke P-N diode dobivene postupkom difuzije nečistoća prikazani su na slici 10.1a. Simbol za poluvodičke diode prikazan je na slici 10.1b.



Sl. 10.1. a) Struktura P-N diode, b) simbol za poluvodičke diode.

Statičke karakteristike jedne germanijeve P-N diode prikazane su na slici 10.2. U području umjerenih propusnih i nepropusnih polariteta, naročito kod germani-

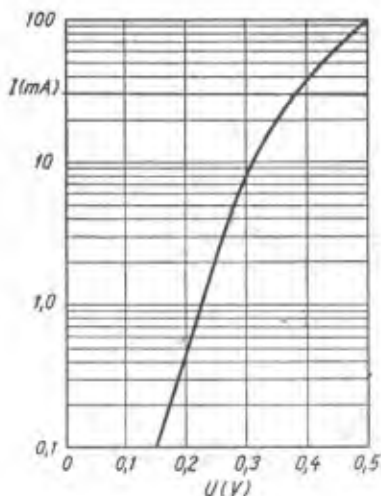


Sl. 10.2. Statičke karakteristike neke germanijeve P-N diode.

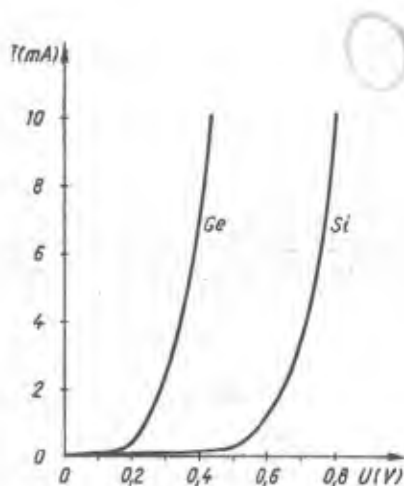
jevih P-N dioda, statičke karakteristike se dobro slažu s osnovnom teorijom P-N spoja. Uzroci odstupanja od idealne karakteristike bit će sada ukratko objašnjeni.

Kod viših reverznih napona dolazi do proboja P - N spoja i potpunog odstupanja karakteristike od dosada dane teorije. Te pojave će biti analizirane kasnije.

Područje propusnih polariteta. U području propusnih polariteta struja P - N diode bi morala rasti s naponom prema prirodno eksponencijalnom zakonu čim je $e^{qU/kT} \gg 1$, a to je ispunjeno za $U > 0,1$ V. Prema tome ovisnost $\log I = f(U)$ morala bi davati pravac. Na slici 10.3 prikazana je u logaritmičkom mjerilu



Sl. 10.3. Logaritmički prikaz propusnog dijela karakteristike neke germanijeve P - N diode.



Sl. 10.4. Usporedba propusnog dijela karakteristike germanijeve i silicijeve diode.

struja neke germanijeve P - N diode u ovisnosti o naponu. Vidi se da je u području umjerenih propusnih polariteta ispunjena teoretska ovisnost, dok je kod viših propusnih polariteta porast struje s naponom umjereniji. Razlozi odstupanja mogu se svrstati u dvije kategorije. Jedan uzrok je lako shvatljiv, to je omski pad napona duž poluvodiča P - i N -tipa van područja barijere. Zbog toga se dio vanjskog napona gubi kao pad napona $I \cdot R_s$, gdje je R_s omski otpor poluvodiča P - i N -tipa. Na taj način na barijeru ne dolazi vanjski napon U u punom iznosu, nego napon $U - I \cdot R_s$.

Drugi uzrok leži u visokoj injekciji minoritetnih nosilaca kod viših propusnih napona. Pod tim prilikama koncentracije minoritetnih nosilaca uz rub barijere nisu više u skladu relacijom (9.11), nego su manje. Dade se pokazati, da pod prilikama visoke injekcije između struje i napona vrijedi relacija:

$$I = I_s e^{\frac{qU}{\lambda kT}}, \quad (10.1)$$

gdje je U napon na P - N spoju, a λ je koeficijent iznosa između 1 i 2. U slučaju niske injekcije $\lambda = 1$, a u slučaju vrlo visoke injekcije λ teži prema 2. Kombinirano djelovanje obih uzroka dovodi dakle do odstupanja od idealne karakteristike.

Silicijeve diode zahtijevaju u području propusnih polariteta nešto više napone od germanijevih. Usporedba između njih bit će provedena na bazi jednakih onečišćenja i površina u oba slučaja. Eliminirajući n_i^2 iz jednadžbe (9.35) pomoću jednadžbe (3.42) izraz za struju propusno polarizirane diode može se pisati u slijedećem obliku:

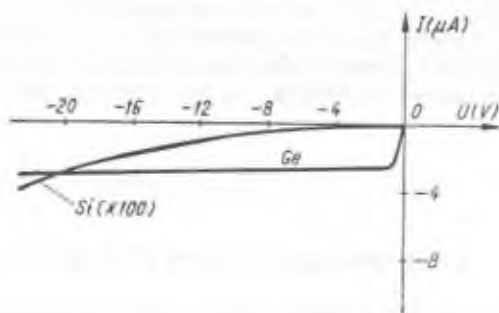
$$I = S \cdot q \cdot C T^3 e^{-\frac{E_G}{kT}} \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \cdot (e^{\frac{qU}{kT}} - 1). \quad (10.2)$$

Član u zagradi se uz iste N_D i N_A malo razlikuje u germaniju i siliciju, te se uz uvjet $e^{\frac{qU}{kT}} \gg 1$ dobiva:

$$I \approx K \cdot T^3 e^{-\left(\frac{E_G - qU}{kT}\right)}. \quad (10.3)$$

Da bi struje u germaniju i siliciju na istoj temperaturi bile jednake, moraju u oba slučaja eksponenti u jednadžbi (10.3) biti jednaki. Budući da je u germaniju $E_G = 0,72$ eV, a u siliciju je $E_G = 1,1$ eV, proizlazi da za istu struju napon silicijevih dioda mora biti za 0,3 V do 0,4 V viši nego kod germanijevih. Na slici 10.4 nanesene su karakteristike jedne germanijeve i silicijeve diode za propusno područje. One ilustriraju ispravnost navedenih zaključaka.

Područje reverznih polariteta. U području reverznih polariteta bi struje morale biti vrlo male, konstantne i jednake $-I_s$. Iz jednadžbe (9.35) proizlazi da bi se reverzne struje zasićenja sličnih germanijevih i silicijevih dioda morale odnositi približno kao kvadrati njihovih intrinzičnih koncentracija. To znači da bi u širem



Sl. 10.5. Nepropusni dio karakteristike germanijeve i silicijeve P-N diode.

okolisu sobnih temperatura reverzne struje zasićenja germanijevih dioda morale biti za oko 10^6 puta veće od silicijevih. Na slici 10.5 prikazane su reverzne karakteristike germanijeve i silicijeve P-N diode. U usporedbi sa germanijevim diodama silicijeve diode pokazuju slabije zasićenje, a struja silicijevih dioda je svega $10^3 - 10^4$ puta manja od germanijevih.

Kod silicijevih dioda, a u nešto manjoj mjeri i kod germanijevih dioda, važnu ulogu u odstupanju stvarne karakteristike od idealne imaju svojstva površine. Površinski vodljivi kanal kod neadekvatno obrađenih površina može dovesti do znat-

nog povećanja reverznih struja pri iole višim naponima. Poboljšanim tehnološkim postupcima, a u najnovije vrijeme naročito postupkom pasivizacije površine silicijevih dioda, uspjele su se smetnje koje potiču od površine u velikoj mjeri ublažiti.

Zbog toga se odstupanje od zasićenja i razlika u redovima veličina struja kod, najnovijih silicijevih P - N dioda ima u dobroj mjeri pripisati jednom drugom efektu, a to je *generacija nosilaca unutar barijere*. Kao što je u prošlom poglavlju istaknuto, I - U karakteristika idealnog P - N spoja dobivena je na temelju nekoliko pretpostavki od kojih je jedna ta, da u P - N barijeri nema rekombinacije niti generacije nosilaca.

U barijeri, međutim, dolazi do generacije parova nosilaca, koji se pod prilikama reverznog polariteta ne rekombiniraju u njoj zbog toga što je koncentracija nosilaca vrlo mala i zbog jakog električkog polja koje generirane nosioce brzo izvlači iz barijere. *Generaciona struja* I_G je proporcionalna intrinzičnoj koncentraciji, dok je reverzna struja zasićenja I_S prema idealiziranoj teoriji proporcionalna kvadratu intrinzične koncentracije. Prema tome približno vrijedi relacija:

$$I_G : I_S \approx \frac{C}{n_i}. \quad (10.4)$$

Uzevši konstantu proporcionalnosti C približno istu za Ge i Si, što je uz iste koncentracije nečistoća germanijevih i silicijevih dioda u prvoj aproksimaciji dozvoljeno, vidi se da je omjer I_G/I_S u siliciju za faktor n_{iGe}/n_{iSi} , tj. za oko 10^3 puta veći nego u germaniju u širem intervalu sobnih temperatura.

Iznos konstante C u jednadžbi (10.4) je takav da je kod silicijevih dioda u navedenom temperaturnom intervalu struja I_G za 10^2 - 10^3 puta veća od struje I_S , dok je kod germanija $I_G < I_S$. Širina barijere postaje kod viših reverznih napona veća. Njena širina je proporcionalna $\sqrt{U}$ ili $\sqrt[3]{U}$ ovisno o tehnološkom profilu P - N spoja. Zbog toga raste i volumen u kome se nosioci generiraju, pa I_G s porastom napona raste, kao što se vidi iz slike 10.5. Unatoč odsustvu zasićenja reverzna karakteristika silicijevih P - N dioda je mnogo povoljnija, jer su struje za 10^2 - 10^3 puta manje od germanijevih.

10.2. Temperaturna svojstva P - N dioda

Karakteristike poluvodičkih dioda ovise u velikoj mjeri o temperaturi. Njihova temperaturna ovisnost će biti analizirana na bazi pojednostavnjene teorije P - N spoja, a izvjesna nesuglasnost s tom teorijom, koja jače dolazi do izražaja kod silicijevih dioda, dovest će se u vezu s navedenim odstupanjima realne karakteristike od idealne.

Najizrazitija je temperaturna ovisnost reverznog dijela karakteristike. Iako su reverzne struje zasićenja na sobnoj temperaturi vrlo male, njihova promjena s temperaturom je *vrlo izrazita*, tako da kod graničnih temperatura mogu postići relativno znatne iznose. Kod germanija je gornja temperaturna granica između 80 do 100 °C, a kod silicija između 170 do 200 °C. Pod temperaturom se podrazumijeva temperatura kristala, koja je u radu uvijek viša od temperature okoline zbog

toplina koja se u diodi razvija. Izraz za reverznu struju zasićenja može se pisati u obliku koji proizlazi iz jednadžbe (10.2) i glasi:

$$I_s \approx K \cdot T^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (10.5)$$

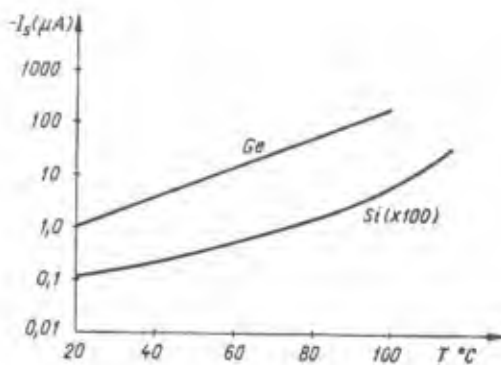
Treba napomenuti da je jednadžba (10.5) dobivena iz originalnog oblika (9.30) uz pretpostavku da kvocijenti difuzionih konstanti i dužina ne ovise o temperaturi. Iako to nije točno, eksponencijalni član koji sadrži temperaturu je toliko *dominantan* da su ostali temperaturno ovisni članovi beznačajni. Promjena reverzne struje izazvana vrlo malom promjenom temperature dobiva se deriviranjem jednadžbe (10.5), što daje:

$$\frac{dI_s}{dT} = \frac{I_s}{T} \left(3 + \frac{E_g}{kT} \right) \quad (10.6)$$

Kao temperaturni koeficijent obično se uzima relativna promjena reverzne struje zasićenja na jediničnu promjenu temperature. Za male konačne promjene taj izraz glasi:

$$\frac{\Delta I_s}{\Delta T} \cdot \frac{1}{I_s} = \frac{1}{T} \left(3 + \frac{E_g}{kT} \right) \quad (10.7)$$

U području sobnih temperatura temperaturni koeficijent u jedinicama $^{\circ}\text{C}^{-1}$ iznosi kod germanija oko 0,1, a kod silicija oko 0,16. Drugim riječima, promjena temperature od 1°C mijenja reverznu struju kod germanija za oko 10 %, a kod silicija za oko 16 %. Prema tome reverzne struje zasićenja germanijevih dioda se podvostručuju kad temperatura poraste za $9-10^{\circ}\text{C}$, a silicijevih kad temperatura poraste za $6-7^{\circ}\text{C}$. Ako npr. reverzna struja zasićenja neke germanijeve diode iznosi na temperaturi od 20°C svega $10 \mu\text{A}$, njena vrijednost na temperaturi 80°C će iznositi preko $600 \mu\text{A}$.



Sl. 10.6. Ovisnost reverzne struje zasićenja germanijeve i silicijske diode o temperaturi.

Opća se da reverzne struje zasićenja silicijevih dioda rastu sporije nego prema teoretskoj relaciji i da im je prirast približno jednak prirastima struja germanijevih dioda. Tome je uzrok što u reverznom području kod silicija dominira generaciona komponenta struje i efekti površine, a njihova temperaturna ovisnost je nešto manje izražena od temperaturne ovisnosti idealne reverzne struje zasićenja. Na slici 10.6 prikazane su reverzne struje neke germanijeve i silicijske diode kao funkcije temperature.

I u području propusnih polariteta su I - U karakteristike poluvodičkih dioda temperaturno ovisne. Na višim temperaturama uz isti napon struja raste. Deriviranjem jednadžbe (10.3) se dobiva:

$$\frac{dI}{dT} = \frac{I}{T} \left(3 + \frac{E_g - qU}{kT} \right), \quad (10.8)$$

odnosno relativna promjena:

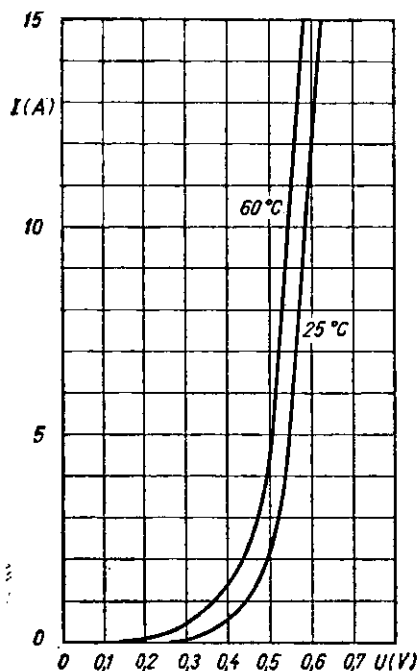
$$\frac{\Delta I}{\Delta T} \cdot \frac{1}{I} = \frac{1}{T} \left(3 + \frac{E_g - qU}{kT} \right). \quad (10.9)$$

Iz jednadžbe (10.9) se vidi da je temperaturni koeficijent propusne struje također *pozitivan*, ali da opada kod porasta napona propusne polarizacije.

Često se u radu propusno polarizirane diode *struja* podržava na *konstantnom* iznosu. Prema tome kod promjene temperature dolazi do promjene napona na diodi. Odgovarajući temperaturni koeficijent dobiva se deriviranjem izraza (9.32) i glasi:

$$\left(\frac{dU}{dT} \right)_I = \frac{U}{T} - \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I_s} \frac{dI_s}{dT}. \quad (10.10)$$

Taj temperaturni koeficijent se obično izražava u mV/°C. Drugi član desne strane izraza (10.10) je negativan i u širem intervalu sobnih temperatura iznosi od prilike -3 mV/°C. Prvi član je pozitivan, ali je iznosom manji od drugog. Zbog toga je navedeni temperaturni koeficijent *negativan* i leži u granicama od $-1,5$ do $-2,5$ mV/°C, time da višim naponima propusne polarizacije pripadaju manji iznosi temperaturnog koeficijenta.

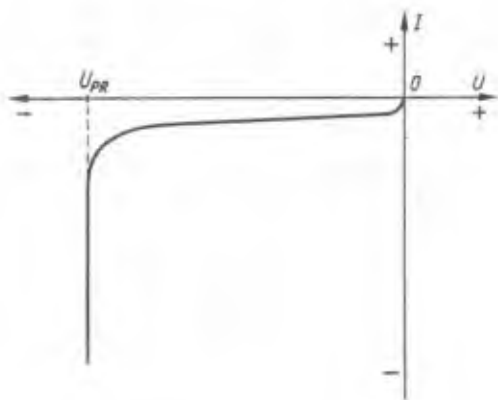


Sl. 10.7. Ovisnost propusnog dijela karakteristike snažne germanijeve P-N diode o temperaturi.

Karakteristike neke snažne germanijeve diode u propusnom području na dvije različite temperature prikazane su na slici 10.7 i ilustriraju analizirane efekte.

10.3. Proboj P - N barijere

Kada napon reverzne polarizacije prekorači neku određenu vrijednost, dolazi do naglog porasta struje, tako da na kraju struja raste praktički bez daljnjeg porasta napona. Karakteristike neke P - N diode u reverznom području koje ilustriraju taj efekt prikazane su na slici 10.8.



Sl. 10.8. Karakteristike P - N diode uz reverznu polarizaciju u području proboja.

Naponi kod kojih dolazi do vrlo naglog porasta struje variraju u širokim granicama i kreću se od nekoliko V do nekoliko kV, ovisno o tehnološkom postupku izrade dioda. Vrijednost napona U_{PR} kod kojeg dolazi do praktički skokovitog porasta struje naziva se *probojni napon*, a pojave koje dovode do toga objašnjavaju se svojstvima, odnosno probojem P - N barijere.

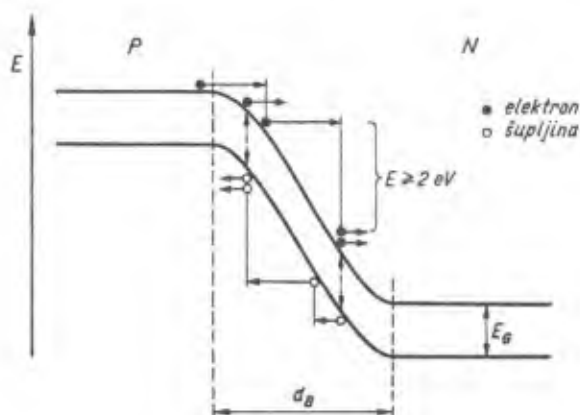
Kad jednom dođe do proboja, struja se može ograničiti na dozvoljenu vrijednost samo pomoću vanjskog otpora, u protivnom dolazi do uništenja diode zbog pretjeranog zagrijavanja. U radu poluvodičkih elemenata treba obično napone ograničiti da do pojava proboja ne dođe, no postoje i važne primjene kod kojih se područje proboja kontrolirano koristi.

Analiza svojstava P - N barijere je pokazala da se barijera širi i da jakost polja u barijeri raste s porastom napona reverzne polarizacije. Kod skokovitog P - N prijelaza obje veličine rastu proporcionalno s $U^{1/2}$. Isto tako je pokazano da je kod danog napona P - N barijera to uža što su onečišćenja jača.

Fizikalno postoje dva uzroka koja dovode do proboja P - N barijere. Kod *vrlo uskih* barijera, koje se dobivaju vrlo jakim onečišćenjem poluvodiča P - i N -tipa, može doći do *tuneliranja* valentnih elektrona kroz barijeru. Ta pojava se objašnjava valnom prirodom elektrona. Efekt je u biti isti kao kod tuneliranja elektrona kroz potencijalnu barijeru na granici metal-vakuum, do kojeg dolazi kad na površini metala djeluje vrlo jako polje. Posljedica toga je emisija poljem razmatrana u članku 2.7. Proboj takvog tipa naziva se kod poluvodiča *Zenerov proboj*, prema istraživaču koji ga je objasnio.

Kod *širih* barijera, što je mnogo češći slučaj, minoritetni nosioci koji slobodno prolaze preko barijere mogu kod većih jakosti polja zadobiti dovoljne brzine da razbijaju valentne veze unutar barijere. Na taj način se stvaraju dodatni parovi elektron-šupljina, koji doprinose porastu struje. Taj proboj se naziva *lavinski proboj*.

Mehanizam lavinskog proboja ilustriran je na slici 10.9. Kod jakih polja koja postoje u barijeri driftne brzine nosilaca postizu svoje konačne vrijednosti, kao što je to objašnjeno u članku 3.5. Treba međutim uzeti u obzir da je driftna brzina prosječna brzina koju nosioci postizu u električkom polju. Pojedini nosioci mogu postići i veće energije, odnosno brzine, pa kada energija nosioca prijeđe 2 eV



Sl. 10.9. Ilustracija mehanizma lavinskog proboja.

(u siliciju), ona je dovoljna da razbije valentnu vezu i stvori par elektron-šupljina. Vertikalni skokovi na slici 10.9 simboliziraju gubitak energije nosilaca prilikom sudara. Ne samo elektroni i šupljine koji su izvana ušli u barijeru već i elektroni i šupljine stvoreni u barijeri mogu stvarati daljnje parove elektron-šupljina. Na taj način proces stvaranja dodatnih nosilaca poprima karakter lavine, slično kao i proces ionizacije plina u plinom punjenim elektronskim cijevima.

Važan teoretski parametar lavinskog proboja, pomoću kojega se određuje probojni napon U_{PR} , je tzv. *ionizacioni koeficijent* α_i . On daje prosječni broj parova elektron-šupljina, stvorenih od jednog elektrona ili šupljine na putu od 1 cm. Ionizacioni koeficijent je zanemariv kod jakosti polja ispod 100 kV/cm, time da kod većih polja brzo raste i kod jakosti polja od nekoliko stotina kV/cm poprima vrijednosti veće od 10^4 cm^{-1} . Ove su vrijednosti orijentacione, a naravno, postoje razlike između germanija i silicija. Prema tome će efikasnost ionizacije, a time i struja u području lavinske multiplikacije, biti to veći što je kod neke određene diode viši napon, jer su i jakost polja i put duž koga se ionizacija obavlja, tj. širina P-N barijere veći.

Važan praktički parametar lavinskog proboja je *faktor lavinske multiplikacije* M , koji je definiran kao kvocijent broja elektrona ili šupljina koji prođu kroz barijeru kad postoji multiplikacija naprama broju elektrona ili šupljina koji kroz barijeru

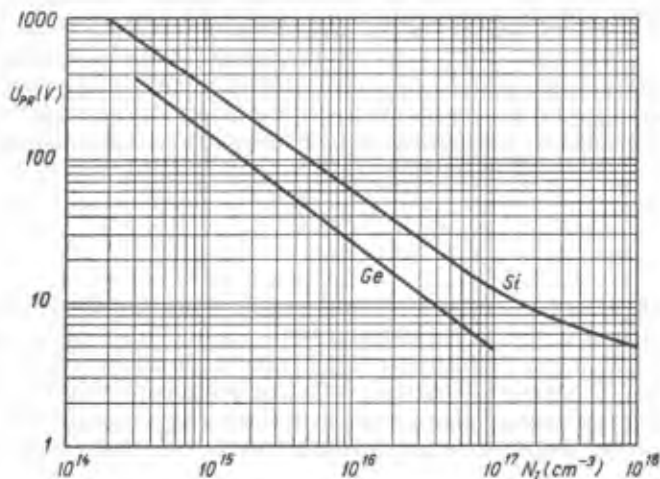
prođu kad nema multiplikacije, kod nižih napona. Kako je kvocijent broja nosilaca u isto vrijeme i kvocijent struja, vrijedi relacija:

$$M = \frac{I'_s}{I_s}, \quad (10.11)$$

gdje je I'_s reverzna struja kod viših napona kad postoji multiplikacija, a I_s reverzna struja kod nižih napona kad multiplikacije nosilaca nema. Probojni napon nastupa onda kad $M \rightarrow \infty$. Relacija koja dovodi u vezu faktor lavinske multiplikacije i probojni napon dobivena je empirijskim putem i slaže se dobro s eksperimentom. Ona glasi:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{PR}}\right)^k}, \quad (10.12)$$

Kad je U malen, $M \approx 1$ i nema multiplikacije, a kad $U \rightarrow U_{PR}$, onda $M \rightarrow \infty$. EkspONENT k leži približno u granicama od 2-6, ovisno o tome da li se multiplikacija odigrava u poluvodiču P - ili N -tipa i da li se radi o germaniju ili siliciju.

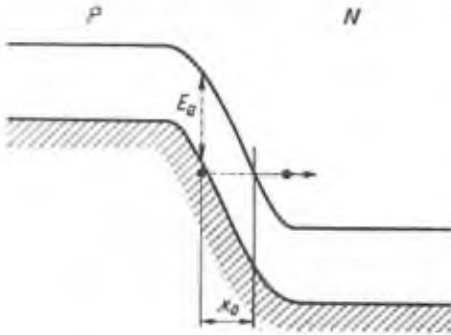


Sl. 10.10. Ovisnost probojnog napona skokovitog P - N spoja o koncentraciji nečistoća.

Uz isti napon će P - N barijera čije su strane slabije onečišćene biti šira, a jačina polja manja. Prema tome napon treba dalje podizati da bi ionizacioni koeficijent postao veći i lavina efikasnija. Tome doprinosi i daljnje širenje barijere. Na slici 10.10 prikazani su probojni naponi skokovitog jednostranog germanijevog i silicijevog P - N spoja u ovisnosti o koncentraciji nečistoća N_T na onoj strani koja je slabije onečišćena. Slabije onečišćena strana uvijek dominira u probojnom mehanizmu, jer se barijera jače širi na njezinu stranu. Kod silicijevih dioda se je uspjelo u najnovije vrijeme dobiti probojne napone od nekoliko kV. To se je posti-

glo kako smanjenjem koncentracije nečistoća, tako i poboljšanim svojstvima površine, jer je kod dioda do proboja duž površine dolazilo kod mnogo nižih napona, nego što bi trebalo biti na osnovu volumnih svojstava poluvodiča.

Kod obostrano vrlo jakih onečišćenja, kad su $N_D > 10^{18}$ i $N_A > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, širina barijere iznosi nekoliko stotina Å. Maksimalne jakosti polja u barijeri kreću se pri tome od 500 do 1000 kV/cm. Kad se jakosti polja približuju vrijednosti od 1 MV/cm, dolazi do sve intenzivnijeg tuneliranja valentnih elektrona sa *P*-strane kroz barijeru



Sl. 10.11. Ilustracija Zenerovog tuneliranja.

u vodljivi pojas *N*-strane. Ta pojava se naziva Zenerovo tuneliranje, a također i interna emisija poljem. Za kvantitativnu analizu Zenerovog tuneliranja potrebne su metode valne mehanike. Ta pojava će ovdje biti samo kvalitativno ilustrirana.

Dijagram energetske pojase koji ilustrira mehanizam Zenerovog tuneliranja prikazan je na slici 10.11. Da bi elektroni iz valentnog pojasa *P*-strane tunelirali u vodljivi pojas *N*-strane moraju postojati slobodni energetske nivoi na istom nivou energije koji elektroni imaju na *P*-strani prije tuneliranja. Vjerojatnost tuneliranja će biti to veća što je dužina x_0 , kroz koju elektron mora protunelirati, manja.

$$f \sim e^{-C \frac{E_G^{3/2}}{F}} \quad (10.13)$$

U izrazu (10.13) C je konstanta. S porastom napona rast će jakost polja, a time i vjerojatnost tuneliranja prema eksponencijalnom zakonu. Posljedica toga je nagli porast struje s naponom. Vjerojatnost tuneliranja je zanemariva kod jakosti polja ispod 500 kV/cm, a postaje znatna kad se jakost polja približuje vrijednosti od 1 MV/cm. Takve jakosti polja mogu se ostvariti samo u jako onečišćenim vrlo uskim barijerama. Probajni naponi izazvani tuneliranjem su vrlo mali, svega nekoliko V.

Zaključno se može reći da kod dioda čiji je probajni napon manji od 5 V dominira Zenerov efekt, a kod dioda čiji je probajni napon veći od 8 V dominira lavinski efekt. U intervalu probajnih napona od 5 do 8 V oba mehanizma djeluju u značajnijoj mjeri simultano.

Probajni dio karakteristike ima i važne primjene. Činjenica da struja praktički ne ovisi o naponu koristi se za *stabiliziranje napona* u elektroničkim sklopovima. Dioda koje se koriste u tu svrhu nazivaju se općim imenom *Zenerove diode*, bez obzira na to da li je za probaj mjerodavan Zenerov ili lavinski efekt. Kako se kod stabilizacije napona obično traži velika točnost, važnu ulogu igra i temperaturni koeficijent probajnog napona. Kad je za probaj mjerodavan Zenerov mehanizam, temperaturni koeficijent napona je *negativan*, što znači da je na visokoj temperaturi

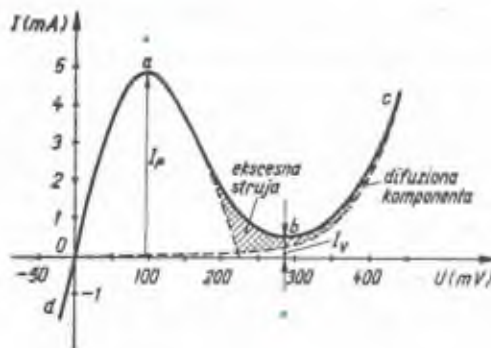
probojni napon nešto niži. To je posljedica činjenice da s porastom temperature u maloj mjeri opada širina zabranjenog pojasa, zbog čega je tuneliranje intenzivnije. U slučaju da je za proboj mjerodavan *lavinski* efekt, temperaturni koeficijent je *pozitivan*. Na višim temperaturama opadaju driftne brzine, pa je potrebna veća jakost polja da bi pojedini nosioci stekli dovoljnu energiju za razbijanje valentnih veza.

Temperaturni koeficijent probojnog napona je iznosom najveći kod najnižih napona koji se koriste (oko 2 V) i kod najviših napona (150-180 V). Na donjoj granici je temperaturni koeficijent negativan i približuje se vrijednosti $-10^{-3} \text{ V/}^\circ\text{C}$. Na gornjoj granici je temperaturni koeficijent pozitivan i iznosi oko $+10^{-3} \text{ V/}^\circ\text{C}$. Kod probojnih napona između 5-6 volti, gdje oba mehanizma djeluju zajedno, temperaturni koeficijent je minimalan. Zenerove diode s tim probojnim naponima su prema tome najpovoljnije. Kod uobičajenih vrijednosti probojnih napona vrijednosti temperaturnog koeficijenta su nekoliko puta $\pm 10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C}$. Temperaturni koeficijent serijske kombinacije dviju Zenerovih dioda ili, češće, Zenerove diode i obične P-N diode daje se učiniti toliko malenim (oko $10^{-5} \text{ V/}^\circ\text{C}$) da se mogu upotrijebiti kao referentni izvori napona.

10.4.

Tunel diode

P-N spoj dvaju *ekstremno onečišćenih* ili *degeneriranih* poluvodiča (N_D i $N_A > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) dovodi do *I-U* karakteristike posebnih svojstava. Struja u nepropusnom smjeru i u većem dijelu propusnog smjera je rezultat *tuneliranja elektrona* kroz barijeru, pa se takve diode nazivaju *tunel-diode*. Karakteristika neke tipične

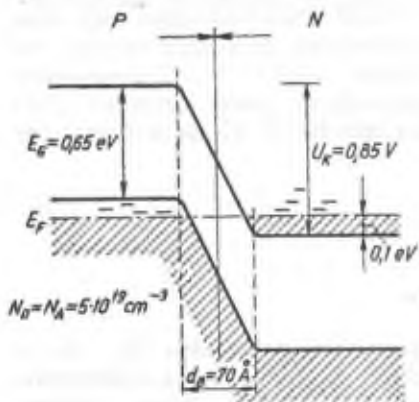


Sl. 10.12. Karakteristika tunel-diode.

germanijeve tunel-diode prikazana je na slici 10.12. Kao što se vidi u području reverznih polariteta (0 - d) struja vrlo brzo raste s naponom, dakle nema uopće područja reverznog zasićenja. Ono što je za rad tunel-diode daleko najvažnije je činjenica da u području propusnih polariteta, u intervalu a - b, struja opada s porastom napona. To je tzv. područje *negativnog otpora* ($dI/dU < 0$). U karakte-

ristici je crtkano označena normalna difuziona struja preko barijere, koja — kao što se vidi — ni u maloj mjeri ne odgovara stvarnoj struji tunnel-diode, osim u području viših propusnih polariteta.

Karakteristike tunnel-diode objašnjavaju se svojstvima P - N prijelaza degeneriranih poluvodiča. Na slici 10.13 prikazan je pripadajući dijagram energetske pojasa u ravnoteži, uz $N_D = N_A \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Fermijev nivo N -tipa leži u vodljivom pojasu, a P -tipa u valentnom pojasu. Približne vrijednosti mjerodavnih veličina označene su na slici.



Sl. 10.13. Dijagram energetske pojasa tunnel-diode u ravnoteži.

Zbog toga što koncentracije većinskih nosilaca u degeneriranim poluvodičima praktički ne ovise o temperaturi, rad tunnel-diode je moguć i na sasvim niskim temperaturama. Na slici su šrafirano označena ona energetska područja gdje se nalazi dominantan broj elektrona. Jasno je da na konačnoj temperaturi ima elektrona iznad Fermijevog nivoa, a šupljina ispod njega.

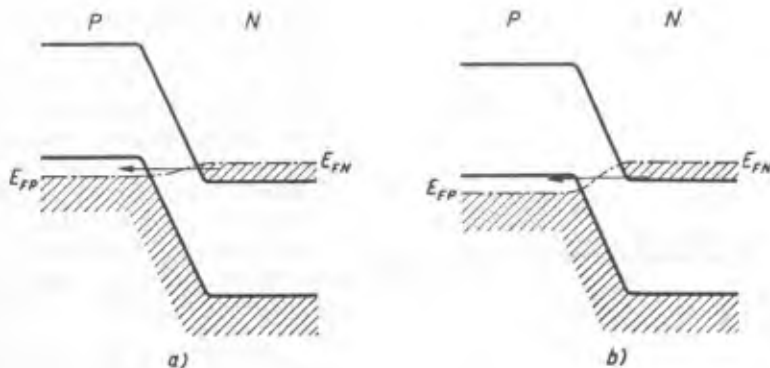
Ono što razlikuje tunnel-diode od dioda kod kojih postoji samo Zenerovo tuneliranje, (koje se manifestira kod reverzne polarizacije) to je da kod tunnel-diode uz to još postoji i tuneliranje elektrona iz vodljivog pojasa N -tipa u valentni pojas P -tipa, i to u području propusne polarizacije. To tuneliranje se naziva Esakijev tuneliranje, prema istraživaču koji je prvi uočio i objasnio svojstva tunnel dioda.

Da bi došlo do Esakijevog tuneliranja mora uz već poznate uvjete za Zenerovo tuneliranje biti ispunjen još jedan dodatan uvjet: mora postojati preklapanje energetske pojasa u stanju ravnoteže i kod propusnih polariteta. Takvo preklapanje pojasa znači da vrh valentnog pojasa P -tipa leži iznad dna vodljivog pojasa N -tipa, a to je moguće samo kod degeneriranih poluvodiča. Uz propusni polaritet (plus na P -strani) doći će do Esakijevog tuneliranja, što je prikazano na slici 10.14. Elektroni iz vodljivog pojasa N -strane tuneliraju kroz barijeru na P -stranu, jer tamo nalaze slobodne energetske nivoe. Struja će s porastom napona rasti tako dugo dok raste broj slobodnih izoenergetskih nivoa koje vide elektroni iz vodljivog pojasa. To će trajati sve do onog napona dok se dno vodljivog pojasa na N -strani ne izjednači s Fermijevim nivoom na P -strani. Taj dio karakteristike leži između točaka 0 i a na slici 10.12 i odgovara stanju na slici 10.14a.

Daljnijim porastom napona propusne polarizacije opada broj raspoloživih nivoa na P -strani, jer dijelu energetske nivoa vodljivog pojasa N -strane leže nasuprot nivou u zabranjenom pojasu P -strane. Kada napon propusne polarizacije dosegne iznos kod kojeg su dno vodljivog pojasa N -strane i vrh valentnog pojasa P -strane izjednačeni, prekrivanje pojasa iščezava i struja tuneliranja prema ovoj pojednostavljenoj teoriji nestaje. Dijagram energetske pojasa za napone kod kojih dolazi do pada struje prikazan je na slici 10.14b, a tome odgovara odsječak karakteristike a - b

na slici 10.12. To područje pada struje ili područje negativnog otpora je bitno svojstvo tunnel-diode i ono je čini naročito pogodnom za razne specifične namjene.

Daljnijim porastom propusne polarizacije dolazi postepeno sve više do izražaja normalna difuziona struja elektrona preko barijere, jer postoje i elektroni čija je energija veća od Fermijeve. To je regularna difuziona struja propusne polarizacije P - N spoja i prema tome kod sve viših napona struja brzo raste. Na karakteristici tunnel-diode je to odsječak karakteristike $b - c$.



Sl. 10.14. Dijagram energetske pojase tunnel-diode uz propusnu polarizaciju: a) Područje porasta struje, b) područje pada struje.

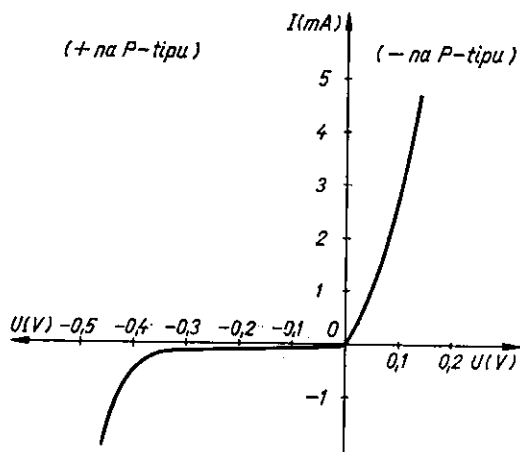
U području oko minimuma struje difuziona komponenta je premala da bi mogla predstavljati stvarno objašnjenje. Višak struje (iznad difuzione komponente) naziva se *ekscresna struja*, a objašnjava se kao tuneliranje s pojedinih energetskekih nivoa iz zabranjenog pojasa N -strane. Ti nivoi potječu od raznih nesavršenosti u kristalu.

Reverzno područje se u radu tunnel-diode ne koristi. Za objašnjenje tog dijela karakteristike mjerodavno je Zenerovo tuneliranje objašnjeno u prošlom članku. Zbog još jačih onečišćenja, a s time povezanim još većim jakostima polja (oko 2 MV/cm) te još užim barijerama, Zenerov proboj postoji već i u stanju ravnoteže, pa struja i kod vrlo malih napona naglo raste. To je dio $0-d$ na karakteristici tunnel-diode.

Tipični omjeri struje vrha I_p i struje dola I_v kreću se kod germanijevih tunnel-dioda od 6 do 9. Pripadni naponi U_p i U_v leže na oko 100 mV, odnosno 300 mV. Germanijske tunnel-diode su mnogo češće od silicijevih, uglavnom zbog povoljnijeg omjera I_p/I_v . Treba napomenuti da se u najnovije vrijeme tunnel-diode izrađuje i od drugih materijala, npr. od galijevog-arsenida. One imaju povoljniji omjer struja I_p/I_v i širi naponski i temperaturni interval.

Područje negativnog otpora je ono što čini tunnel-diodu naročito pogodnom kao oscilator, generator valnih oblika, sklopku itd. Te funkcije je tunnel-dioda u stanju obavljati u vrlo brzom ritmu. Rad tunnel-diode na vrlo visokim frekvencijama je moguć zbog toga što je struja u najvažnijem dijelu karakteristike posljedica tuneliranja većinskih nosilaca, i tako nema difuzionog ograničenja vezanog uz injekciju manjinskih nosilaca.

Interesantnim svojstvima raspolaže $P-N$ dioda čiji Fermijevi nivoi *koincidiraju* s dnom zabranjenog pojasa na P -strani i s vrhom zabranjenog pojasa na N -strani. Prekrivanja pojasa dakle nema, te će u području propusnog polariteta izostati Esakijevo tuneliranje. Struja u propusnom području će biti isključivo difuziona, ali će doći do izražaja tek kod viših propusnih napona. Razlog tome je taj što je kontaktni potencijal visok, tj. jednak širini zabranjenog pojasa, pa je struja u području propusnih polariteta vrlo mala, tipično do $100 \mu A$, sve dok napon ne prijeđe vrijednost oko 400 mV . Ta struja ima obično također i vrlo blago izraženo područje negativnog otpora, zbog toga što se Esakijevo tuneliranje ne da potpuno izbjeći. U *reverznom* području dolazi odmah kod vrlo niskih napona do izražaja *Zenerovo* tuneliranje i struja vrlo brzo raste s naponom.



Sl. 10.15. Karakteristike protusmjerne diode.

propusno. Takva dioda se zbog toga naziva *protusmjerna dioda* (*backward diode*). Njene karakteristike su prikazane na slici 10.15.

Zbog toga što je struja u području koje dobro vodi struju rezultat tuneliranja, porast struje je mnogo brži nego kod normalnih dioda, kod kojih je propusni dio rezultat injekcije minoritetnih nosilaca. To čini opisanu diodu naročito pogodnom za detekciju malih signala na visokim frekvencijama.

10.5.

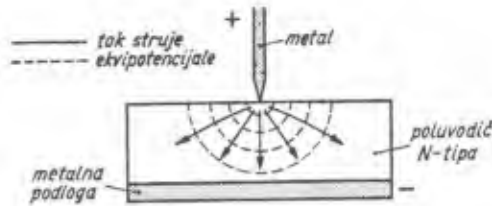
Točkaste diode

Te diode su zapravo najduže poznati elektronički elementi. Još prije pronalaska elektronskih cijevi postojali su tzv. *kristalni detektori*, kod kojih je ispravljački kontakt bio ostvaren između tankog metalnog šiljka i nekog kristala, npr. galenita. Njihova svojstva su bila jako promjenljiva i nepouzdana. Pojavom elektronskih cijevi upotreba tih detektora je svedena na minimum. Tek u novije vrijeme, kada je došlo do bitnog poboljšanja tehnologije, a i poznavanja teorije poluvodiča, kristalni detektori se intenzivno koriste u obliku germanijevih i silicijevih točkastih dioda.

Na slici 10.16 ilustrirani su bitni sastavni dijelovi točkaste diode i tok struje. *Ispravljački* kontakt između metalnog šiljka i germanija N -tipa formira se, nakon što se dioda smjesti u kućište, pomoću strujnih impulsa određene jakosti. Kao rezultat toga stvara se neposredno ispod šiljka poluvodič P -tipa približno hemisfiričnog oblika, ograničen na vrlo usko područje. Nastajanje poluvodiča P -tipa, koji

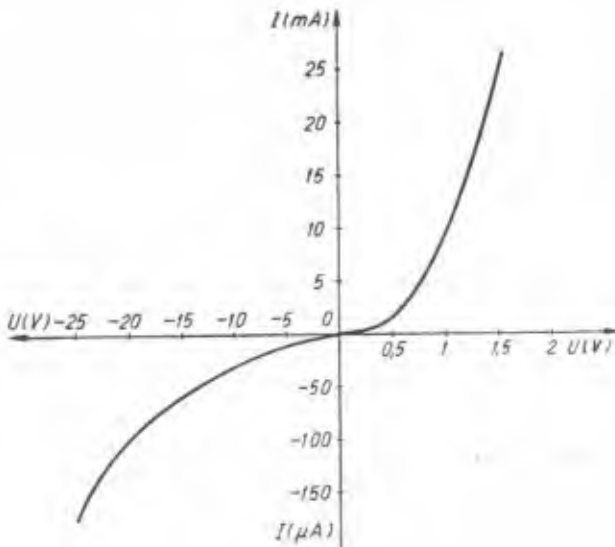
je nehomogen i nepravilnog oblika, nije do kraja objašnjeno; smatra se da je to rezultat defekata kristalne rešetke s akceptorskim svojstvima, do kojih dolazi uslijed zagrijavanja tokom formiranja diode.

Tok struje u točkastim diodama je uglavnom radijalan, pa je omski otpor koji dominira u propusnom području u stvari *otpor širenja* $r_s = \rho/2d$, gdje je ρ specifičan otpor poluvodiča, a d promjer šiljka. Otpor r_s prema tome ne ovisi o dimenzijama poluvodiča. Kapacitivnost barijere je svojstvo površine P - N presjeka, ona je dakle proporcionalna sa d^2 . Zbog vrlo malih dimenzija kapacitivnosti točkastih dioda su manje nego kod ostalih poluvodičkih dioda. Za rad pri ispravljanju malih signala visokih frekvencija je potrebno da produkt $r_s \cdot C_B$ bude što manji. Taj produkt kod točkastih dioda opada proporcionalno sa smanjenjem promjera šiljka. (Kod običnih P - N dioda i svih ostalih slojnih dioda u kojima je tok struje okomit na ravnu površinu presjeka smanjenje dimenzije presjeka ostavlja produkt $r_s \cdot C_B$ nepromijenjen.)



Sl. 10.16. Ilustracija strukture točkaste diode.

Statička svojstva točkastih dioda se u osnovi objašnjavaju svojstvima P - N prijelaza, time da su odstupanja od idealne karakteristike daleko izrazitija nego kod normalnih P - N dioda. Karakteristike tipične germanijeve točkaste diode prikazane



Sl. 10.17. Karakteristike germanijeve točkaste diode.

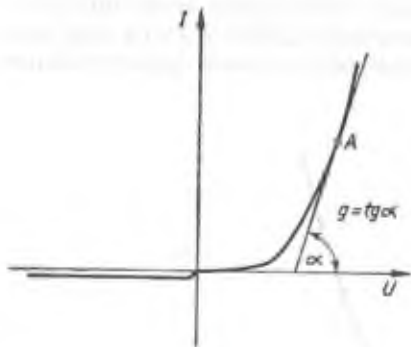
su na slici 10.17. U propusnom području bit će potrebni viši naponi (1-1,5 V), uglavnom zbog razmjerno velike vrijednosti omskog otpora širenja. Odsustvo zasićenja u reverznom području tumači se uglavnom površinskim defektima, koji

se naročito pojačavaju tokom formiranja diode. Vođenje struje u propusnom smjeru (a to je kad je na metalnom šiljku plus pol vanjskog napona) ipak je puno bolje nego u nepropusnom smjeru.

Posebne vrste dioda su tzv. *dioda sa zlatnom žicom* (*gold bonded diode*). Zlatna žica, obično legirana s akceptorskim elementom, termokompresionim postupkom dovodi se u kontakt s germanijem *N*-tipa. Kao posljedica toga stvara se ispod zlatne žice poluvodič *P*-tipa, odnosno *P-N* prijelaz, mnogo jednoznačniji i homogeniji nego kod točkastih dioda. Pad napona u propusnom području je malen, kao kod germanijevih *P-N* dioda. U području reverzne polarizacije struje zasićenja su vrlo male. Probijni naponi su obično nekoliko desetaka volti. Dioda sa zlatnom žicom se obično koriste u impulsnim sklopovima.

10.6. Dinamička svojstva poluvodičkih dioda

Na poluvodičke diode su obično priključeni izmjenični naponi. Oni su često superponirani istosmjernim naponima. Amplituda izmjeničnog napona može biti velika, u tom slučaju mora se uzeti u obzir nelinearnost karakteristike. Ako je amplituda izmjeničnog napona *mala* tada se u području promjene napona karakteristike mogu aproksimirati pravcem (*režim malih signala*).



Sl. 10.18. Grafički postupak određivanja dinamičke vodljivosti poluvodičke diode.

Dinamička svojstva poluvodičkih dioda bit će obrađena sa stanovišta idealnog *P-N* spoja uzimajući u obzir potrebne korekture za stvarne *P-N* i ostale diode. Teoretska osnova za analizu dinamičkih svojstava *P-N* spoja je jednačba kontinuiteta dana izrazom (9.15) koji sadrži vremenski ovisan član $\partial p / \partial t$. Ona se daje riješiti razmjerno jednostavno u režimu malih signala za sinusoidalne pobude. Ovdje će matematički postupak biti izostavljen, a važni parametri diode bit će

proračunati manje egzaktnim metodama, na bazi približnih fizikalno-matematičkih predodžbi.

Linearna aproksimacija stvarne karakteristike diode vrijedi, strogo uzevši, samo za beskonačno male promjene napona koji izazivaju odgovarajuće beskonačno male promjene struje. Može se pokazati razvojem izraza (9.31) u red, da je linearna aproksimacija dovoljna tačna ako je amplituda signala $U_s < kT/q$.

Kao što je poznato statička karakteristika idealne *P-N* diode opisana je jednačbom:

$$I = I_s (e^{\frac{qU}{kT}} - 1), \quad (10.14)$$

a prikazana je grafički na slici 10.18. Kod nekog određenog istosmjernog napona U , teče struja I . Time je određena statička radna točka A . *Dinamička vodljivost* diode g određena je definicionom jednačinom:

$$g = \frac{dI}{dU} \quad (10.15)$$

Deriviranjem jednačbe (10.14) dobiva se konačan izraz:

$$g = \frac{q}{kT} (I + I_s) \quad (10.16)$$

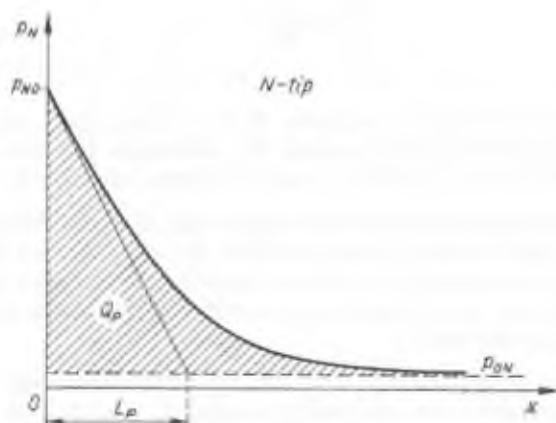
U području propusnih polariteta je redovito $I \gg I_s$, pa za to područje vrijedi:

$$g = \frac{q}{kT} \cdot I \quad (10.17)$$

U nepropusnom području je $I = -I_s$, pa je $g = 0$. Kao što se vidi, dinamička vodljivost u propusnom području proporcionalna je istosmjernoj struji. Na sobnoj temperaturi vrijedi:

$$g \approx 40 I \quad (10.18)$$

Kod realnih dioda, kod kojih stoji na raspolaganju samo I - U karakteristika dinamička vodljivost se dobiva grafičkim deriviranjem, tj. očitanjem kuta nagiba tangente na I - U karakteristiku u statičkoj radnoj točki. Dinamička vodljivost je jednaka tangensu kuta koji tvori tangenta s osi apscisa, što je ilustrirano na slici.



Sl. 10.19. Raspodjela koncentracije šupljina na N-strani P-N spoja u stacionarnom stanju.

Predodžba da se dinamička svojstva P-N diode mogu predočiti samo pomoću radne dinamičke vodljivosti točna je na niskim frekvencijama. Na višim frekvencijama treba uzeti u obzir pojave izazvane akumuliranim nabojem van barijere i u njoj. Te pojave dovode do reaktivnih učinaka i mogu se predočiti pomoću odgovarajućih kapacitivnosti.

Istosmjerna struja koja teče kroz diodu podržava se nabojem šupljina akumuliranim izvan barijere. Na slici 10.19 prikazan je taj *akumulirani* naboj minoritetnih šupljina Q_P na N -strani, čon je — kao što je poznato — nastao injekcijom šupljina. Naboju minoritetnih šupljina podržava električku ravnotežu jednaki i jednako raspoređen naboj majoritetnih elektrona, koji nije prikazan na slici.

Uz pretpostavku niske injekcije struja minoritetnih šupljina je isključivo difuziona, a njihova koncentracija p_N opada od ruba barijere prema izrazu (9.20). Prema tome za akumulirani naboj Q_P vrijedi relacija:

$$Q_P = S \cdot q (p_{NO} - p_{ON}) \cdot \int_0^{\infty} e^{-\frac{x}{L_P}} dx = S \cdot q (p_{NO} - p_{ON}) L_P. \quad (10.19)$$

Kao što se vidi, akumulirani naboj proporcionalan je dvostrukoj površini trokuta s visinom $(p_{NO} - p_{ON})$ i bazom L_P . Budući da je struja šupljina određena relacijom:

$$I_P = S \cdot q \frac{p_{NO} - p_{ON}}{L_P} \cdot D_P, \quad (10.20)$$

slijedi iz izraza (10.19) i (10.20) da su pod statičkim prilikama naboj i struja proporcionalni.

$$\frac{Q_P}{I_P} = \frac{L_P^2}{D_P} = \tau_P. \quad (10.21)$$

Konstanta proporcionalnosti je vrijeme života. Struja pod statičkim prilikama teče da nadoknadi gubitak naboja uslijed rekombinacije. U provedenom razmatranju pretpostavljeno je da je širina N -područja puno veća od difuzione dužine.

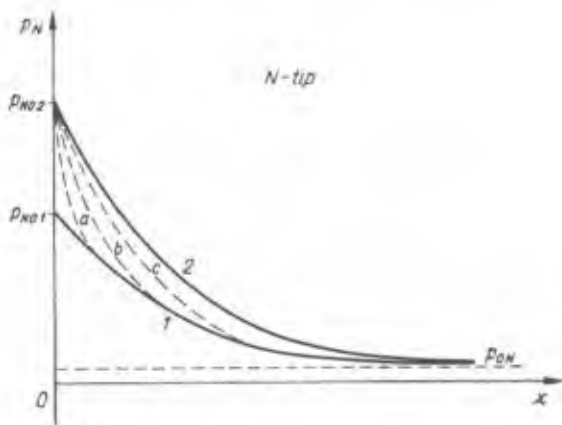
Vodljivost jednog područja je obično puno veća od vodljivosti drugog područja. Ako je $\sigma_P \gg \sigma_N$, tada se struja diode sastoji skoro isključivo od šupljina: $I \approx I_P$. Ta pretpostavka ne umanjuje opću vrijednost zaključaka, samo su relacije jednostavnije. Injekcija elektrona na P -stranu ima sasvim iste posljedice, ali se uz navedene pretpostavke može zanemariti.

Ukoliko se napon promijeni, u istoj mjeri će se promijeniti i naboj i struja, ali tek kad se uspostavi novo stacionarno stanje. U prvom času nakon promjene napona promijeni se samo vrijednost p_{NO} , međutim pripadni naboj nije mogao trenutačno prijeći iz stanja 1 u stanje 2 na slici 10.20, jer je potrebno vrijeme reda veličine vremena života da šupljine difundiraju od barijere i da se rasporede prema novim statičkim uvjetima. U prvom času nakon promjene, struja je mnogo veća nego što odgovara novim statičkim uvjetima, jer je *gradijent* koncentracije u blizini barijere visok, a struja je u prvom času ograničena samo serijskim otporom diode. Šupljine postepeno difundiraju od barijere, struja se smanjuje, dok na koncu ne poprimi svoju novu stacionarnu vrijednost nakon prijelaznih stanja a, b, c . To je

ilustrirano na slici. Proces je prema tome sličan nabijanju kondenzatora, a trenutna ukupna struja može se opisati jednačinom:

$$I = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt}, \quad (10.22)$$

gdje je Q trenutna ukupna vrijednost injektiranog naboja šupljina. Struja se pod dinamičkim prilikama sastoji od dvije komponente: jedna je uzrokovana rekombi-



Sl. 10.20. Ilustracija promjene akumuliranog naboja N -strane P - N spoja kod male promjene napona.

nacijom, a druga akumuliranjem dodatne količine naboja. Kad su promjene napona vrlo male, moguće je promjene naboja interpretirati pomoću akumulacione ili difuzione kapacitivnosti C_d , prema relaciji:

$$C_d = \frac{dQ}{dU} = \frac{\partial Q}{\partial I} \cdot \frac{\partial I}{\partial U}. \quad (10.23)$$

Pomoću relacija (10.15), (10.19) i (10.20) odmah proizlazi:

$$C_d = g \cdot \tau. \quad (10.24)$$

Dinamičke pojave u P - N diodi izazvane difuzijom mogu se dakle interpretirati pomoću paralelne kombinacije vodljivosti g i kapacitivnosti C_d . Treba napomenuti da su te pojave egzaktno rješive jedino pomoću diferencijalne jednačbe kontinuiteta. Rješavanjem te jednačbe dobila bi se difuziona admitancija slijedećeg oblika:

$$y_d = g (1 + j \omega \tau_p)^{1/2}. \quad (10.25)$$

Rješenje ima, dakle, oblik funkcije kompleksnog argumenta. Difuziona admitancija se ne može, gledajući egzaktno, predložiti paralelnom kombinacijom frekvencij-

ski neovisne vodljivosti i kapacitivnosti, već su i radna vodljivost i kapacitivna susceptancija određene funkcije frekvencije.

Tako dugo dok je kružna frekvencija $\omega < 1/\tau_p$, dobiva se na osnovu jednadžbe (10.25) približno:

$$y_a = g + j\omega g \cdot \frac{\tau_p}{2}. \quad (10.26)$$

Radna dinamička vodljivost definirana je jednadžbom (10.17) i ostaje nepromijenjena u odnosu na pojednostavljen model, dok se za C_d dobiva:

$$C_d = g \cdot \frac{\tau_p}{2}. \quad (10.27)$$

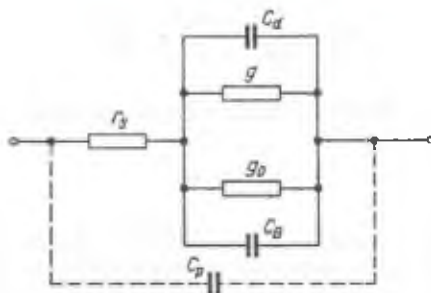
Egzaktno rješenje daje za difuzionu kapacitivnost polovicu od vrijednosti koja se dobiva na temelju pojednostavljenog modela, i tu vrijednost treba smatrati točnom.

Difuziona kapacitivnost je direktno proporcionalna vremenu života i difuziono vodljivosti, a zbog toga i istosmjernoj struji. Ona je, prema tome, važna u području *propusne* polarizacije, dok uz reverznu polarizaciju praktički iščezava. Npr. za neku *P-N* diodu na sobnoj temperaturi, uz $I = 10$ mA, je $g = 400$ mS; ako je $\tau_p = 10^{-7}$ s, onda je $C_d = 20$ nF.

Na visokim frekvencijama ($\omega > 2/\tau_p$) iz izraza (10.25) slijedi:

$$y_a \approx g \sqrt{\frac{\omega \tau_p}{2}} (1 + j). \quad (10.28)$$

Radna vodljivost i kapacitivna susceptancija su iznosom jednake i rastu s frekvencijom. To znači da se na visokim frekvencijama difuziona admitancija ne može predočiti paralelnim spojem frekvencijski neovisne vodljivosti i kapacitivnosti.



Sl. 10.21. Ekvivalentni sklop *P-N* diode u režimu malih signala.

To je posljedica činjenice što su pojave difuzije pod dinamičkim prilikama opisane parcijalnom diferencijalnom jednadžbom, a njeni rezultati se ne mogu egzaktno interpretirati pomoću ekvivalentnog sklopa s dva frekvencijski neovisna člana.

U danom prikazu je pretpostavljeno da je širina N -područja puno veća od difuzione dužine: $W_N \gg L_P$.

Osim difuzione kapacitivnosti, koja je rezultat promjene akumuliranog naboja van barijere, dolazi i do promjene naboja u barijeri, odnosno promjene širine barijere, kad se napon mijenja. Promjena naboja u barijeri izražava se pomoću *kapacitivnosti barijere* C_B i računa se prema relacijama iz članka 9.5. Da bi predodžba dinamičkih pojava u P - N diodi bila kompletna, treba uzeti u obzir da se kod nepropusnog polariteta struja ne zasićuje, već se zbog efekata na površini i generacije u barijeri umjereno mijenja. Budući da je u nepropusnom području (prema jednadžbi (10.16) $g = 0$, potrebno je odsustvo zasićenja predočiti jednom vrlo malom vodljivosti g_0 , koja dolazi do izražaja samo u nepropusnom području. Osim toga, P - i N -područja imaju određen otpor, koji je kao serijski otpor r_s unesen u ekvivalentni sklop P - N diode prikazan na slici 10.21. Crtkano je dodana i redovito vrlo mala parazitna kapacitivnost C_p između odvoda.

Učinci pojedinih elemenata sklopa dolaze na različit način do izražaja ovisne o položaju statičke radne točke i frekvenciji izmjeničnog napona. Kod *propusne* polarizacije frekvencijsku ovisnost dirgiraju g i C_a , a u manjoj mjeri i r_s . Kapacitivnost barijere je kod visokofrekvencijskih dioda redovito manja od 10 pF i prema tome puno manja od C_a . Naprotiv, uz *reverznu* polarizaciju g i C_a iščezavaju, pa su za frekvencijsku ovisnost mjerodavni članovi C_B , r_s i g_0 , time da kod viših frekvencija sve više opada utjecaj g_0 . Prikazani ekvivalentni sklop za P - N diode vrijedi za sve poluvodička diode, time da relativni utjecaj pojedinih elemenata može biti jako izmijenjen kod pojedinih tipova dioda. Kod većine tačkastih dioda injekcija manjinskih nosilaca nije jako izražena. To pogotovo vrijedi za P - N diode, čija su P - i N -područja degenerirani poluvodiči, kao što su tunel-dioda i protusmjerna dioda.

Poluvodičke diode redovito rade uz napone koji ih tokom jedne poluperiode ili dijela poluperiode dovode u stanje propusne polarizacije, a nakon toga u nepropusno područje. Osnovna funkcija diode je *ispravljanje* i kad se radi o naponu mreže, a i kad se radi o naponima visokih frekvencija (detekcija, konverzija itd.) Ekvivalentni sklop prema tome nije više moguće primijeniti jer je on posljedica linearne aproksimacije karakteristike diode. Međutim, ukoliko se pojedinim elementima ekvivalentnog sklopa daju prosječne vrijednosti, koje su različite za propusno i nepropusno područje on može u prvoj aproksimaciji poslužiti za ocjenu kvalitete ispravljačkog djelovanja pojedinih dioda u raznim frekvencijskim područjima.

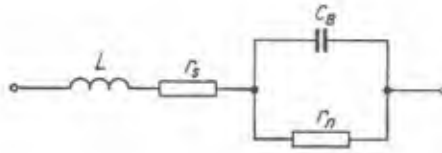
Točkaste diode će biti u tu svrhu najprikladnije kad se radi o vrlo visokim frekvencijama. Difuziona kapacitivnost im je zanemariva, a kapacitivnost barijere zajedno s parazitnom kapacitivnosti može biti manja od 1 pF. Serijski otpor je otpor širenja i on je veći nego kod P - N dioda. Kao omjer ispravljanja v definira se omjer prosječnih impedancija nepropusnog i propusnog smjera. On istovremeno daje omjer struja propusnog i nepropusnog smjera uz iste iznose napona, dakle predstavlja mjeru za kvalitet diode kao ispravljačice.

Omjer ispravljanja točkaste diode na visokim frekvencijama dan je prema tome relacijom:

$$v \approx \frac{r_s + \frac{1}{j\omega C_B}}{r_s} = 1 - \frac{j}{\omega r_s C_B} \quad (10.29)$$

Ova je relacija dobivena uz slijedeće pretpostavke (koje su redovito ispunjene): $g \gg \omega C_B$ i $g \gg 1/r_s$ u propusnom području; $g = 0$ i $\omega C_B \gg g_0$ u nepropusnom području. Vidi se da je za rad na što višim frekvencijama povoljno da produkt $r_s \cdot C_B$ bude što manji, što je kod razmatranja točkastih dioda već istaknuto.

Relacija (10.29) postaje sve manje točna kad su naponi koji se ispravljaју vrlo mali, reda 100 mV. Ispravljačko djelovanje je tada i na niskim frekvencijama mnogo slabije, jer je kod točkastih dioda potreban napon od nekoliko stotina milivolti da bi struja propusnog smjera bila znatnija. Za ispravljanje vrlo niskih napona visokih frekvencija pogodne su protusmjerne diode, jer je kod njih porast struje kod vrlo niskih napona zbog Zenerovog tuneliranja nagao.



Sl. 10.22. Ekvivalentni sklop tunnel-diode.

Tunnel-diode su zbog svog *negativnog* dinamičkog otpora u dijelu karakteristike pogodne za oscilatore na visokim frekvencijama. Ekvivalentni sklop tunnel-diode je u principu isti kao i za ostale diode. Zbog odsustva injekcije otpadaju članovi C_a i g , a jer tunnel-dioda radi u propusnom području iščezava i član g_0 . Zbog rada na vrlo visokim frekvencijama treba uzeti u obzir i induktivnost dovoda L iako je ona vrlo mala (do 1 nH). Na temelju toga je na slici 10.22 prikazan ekvivalentan sklop tunnel-diode. Otpor $r_n = dU/dI$ je *negativan* a posljedica je Esakijevog tuneliranja. Maksimalna frekvencija na kojoj tunnel-dioda može neprigušeno oscilirati određena je uvjetom da realni dio impedancije mora biti jednak nuli. Ukoliko se impedancija tunnel-diode prema ekvivalentnom sklopu rastavi u njen imaginarni i realni dio, iščezavanje realnog dijela impedancije daje za maksimalnu frekvenciju osciliranja f_0 izraz:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi |r_n| C_B} \cdot \sqrt{\frac{|r_n|}{r_s} - 1}. \quad (10.30)$$

Granična frekvencija osciliranja obično leži u intervalu od 500 do 2000 MHz. Utjecaj pojedinih parametara je vidljiv iz izraza (10.30). Kapacitivnost barijere leži u granicama od nekoliko pF do nekoliko desetaka pF, a negativni otpor između nekoliko oma do nekoliko desetaka oma, tako da većim površinama presjeka pripadaju veći C_B i manji $|r_n|$.

Svojstvo poluvodičkih dioda da njihova kapacitivnost ovisi o narinutom naponu, prema relacijama (9.52) i (9.55) koristi se za neke posebne primjene kao što su automatska regulacija frekvencije i parametričko pojačanje. U tu svrhu se koriste sili-cijeve reverzno polarizirane *P-N* diode, u upotrebi poznate pod nazivom *varikap* diode.

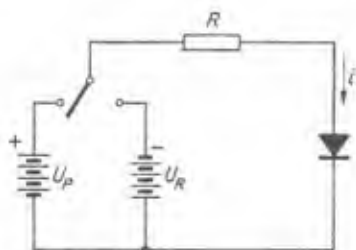
Kod ispravljanja napona *niskih* frekvencija najvažnije je ispravljanje *mrežnog* napona. U tu svrhu se najčešće upotrebljavaju silicijeve *P-N* diode, naročito za ispravljanje velikih snaga. Njihove vrlo male reverzne struje i visoki probojni napon su iskorišteni za konstruiranje silicijevih dioda, koje vode struje do nekoliko stotina ampera uz probojne napone više od 1 kV.

Od poluvodičkih elemenata su za ispravljanje na niskim frekvencijama do prije desetak godina korišteni isključivo ispravljači s bakarnim oksidulom, a za veće snage selenski ispravljači. To su slojni ispravljači tipa metal-poluvodič. Zbog razmjerno visokog pada napona u propusnom smjeru, primjetne struje u nepropusnom smjeru i niskih probojnih napona reda desetak volti, te diode se u najnovije vrijeme sve rjeđe upotrebljavaju.

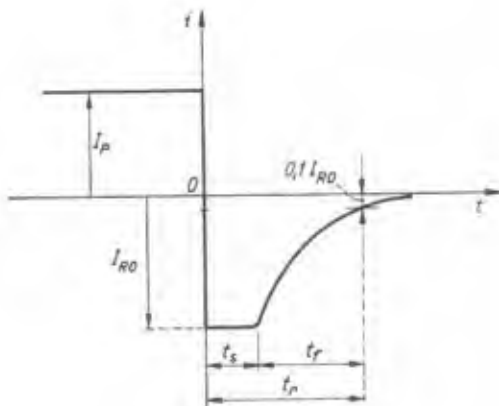
10.7.

Poluvodička dioda kao sklopka

U impulsnim elektroničkim sklopovima poluvodičke diode rade redovito na taj način da se iz stanja propusnog polariteta brzo prebacuju u stanje nepropusnog polariteta i obrnuto. Zbog svog ispravljačkog svojstva propusno polarizirana dioda



Sl. 10.23. Prikaz rada poluvodičke diode kao sklopke.



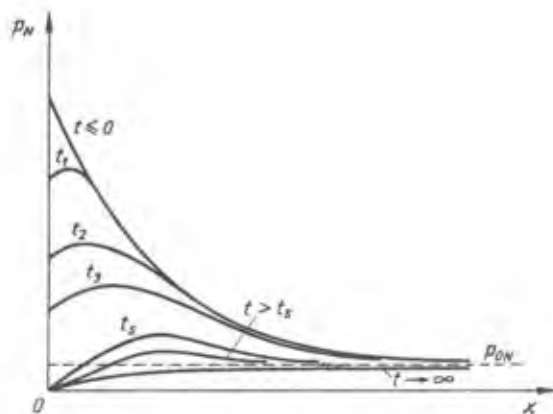
Sl. 10.24. Vremenski oblik struje poluvodičke diode u fazi isključivanja.

predstavlja mali otpor, a nepropusno polarizirana dioda vrlo veliki otpor. Kod prijelaza iz stanja propusnog u stanje nepropusnog polariteta dioda se ponaša kao *sklopka*. Termin sklopka je uobičajen kad se na diodu priključuju nesinusoidalni naponi, od kojih su najčešći naponi pravokutnog oblika.

Budući da dioda kao sklopka prelazi iz propusnog u nepropusno područje, svojstva diode u takvim primjenama ne mogu se analizirati pomoću ekvivalentnog sklopa, koji vrijedi za rad u režimu malih signala. Rad diode kao sklopke ilustriran je shematski na slici 10.23. Prebacivanje diode iz propusnog u nepropusno područje ilustrirano je pomoću prekidača, dok to stvarno čine izvori pravokutnog napona. Dioda je priključena na izvor napajanja preko otpornika *R*.

Kada se dioda u času $t = 0$ prebaci s izvora *propusne* polarizacije U_p na izvor *nepropusne* polarizacije U_R , struja ne poprima trenutno mali iznos reverzne struje zasićenja, već oblik prikazan na slici 10.24.

Prije prekapčanja je struja popusno polarizirane diode $I_p \approx U_p/R$, jer je otpor R redovito puno veći od otpora propusno polarizirane diode. Neposredno nakon prekapčanja struja poprima iznos $I_{RO} \approx U_R/R$, koji je — kao što se vidi — diktiran praktički isključivo svojstvima vanjskog električkog kruga. Reverzna struja ostaje konstantna tokom vremena t_s , koje se naziva *vrijeme zadržavanja*, a nakon toga postepeno opada prema iznosu reverzne struje zasićenja. Vrijeme od kraja konstantne struje do časa kad reverzna struja padne na vrijednost $0,1 I_{RO}$ naziva se *vrijeme pada struje* t_f , a suma obih vremena: $t_r = t_s + t_f$ naziva se *vrijeme oporavka*. Nakon vremena t_r struja vrlo brzo pada na iznos reverzne struje zasićenja i praktički ostvaruje prekid strujnog kruga čiji je sastavni dio. Kada su potrebna vrlo brza prebacivanja iz stanja vođenja u stanje nevođenja, ovakvo ponašanje, koje je tipično za sve diode koje rade na principu *injekcije* minoritetnih nosilaca, predstavlja smetnju. Zbog toga se nastoji vrijeme oporavka što više skratiti.



Sl. 10.25. Ilustracija promjene akumuliranog naboja u fazi isključivanja poluvodičke diode.

Oblik struje kod isključivanja objašnjava se potrebnim vremenom da se odstrani naboj minoritetnih nosilaca koji je bio akumuliran tokom prolaska struje propusnog polariteta. Dijagram koji prikazuje naboj šupljina na N -strani u raznim vremenima tokom faze iskapčanja prikazan je na slici 10.25, i to za neku P - N diodu sa skokovitim P - N prijelazom.

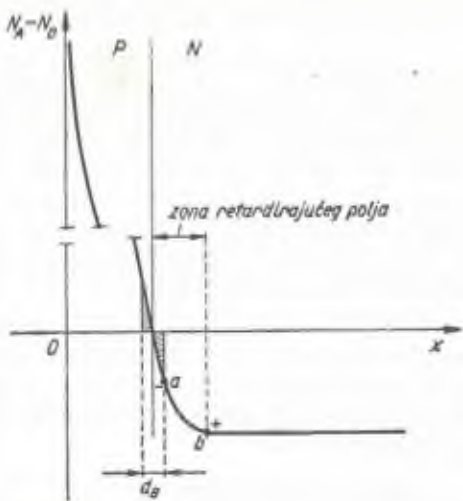
U času $t = 0$ naboj šupljina odgovara statičkoj struji propusne polarizacije I_p dok je raspored naboja određen relacijom (9.20). Omjer naboja i struje dan je relacijom (10.21). Kada se u času $t = 0$ dioda preko otpornika R priključi na izvor reverznog polariteta U_R , struja će tek onda pasti na iznos reverzne struje zasićenja kad se *odstrani sav naboj* koji leži između krivulja za $t = 0$ i za $t = \infty$. U času $t = 0$ je zbog akumuliranog naboja otpor diode malen i struja trenutno poprima iznos i smjer struje diktiran vanjskim krugom, tj. vrijednost I_{RO} . Struja može momentano poprimiti tu vrijednost jer ona ovisi o gradijentu koncentracije uz rub barijere.

Za promjenu gradijenta potrebno je odstraniti samo vrlo malu količinu naboja u neposrednoj blizini barijere, dok naboj dalje od barijere ostaje u tom času isti kao i ranije. Porastom vremena (t_1 , t_2 , t_3) naboj šupljina se sa N -strane postepeno prebacuje na P -stranu, a djelomično i rekombinira. Struja međutim ostaje jednaka I_{RO} jer gradijent koncentracije ostaje isti. Napon propusne polarizacije koji je malen za to vrijeme postepeno opada, međutim struja ostaje konstantna tako dugo dok je moguće podržavati konstantan gradijent koncentracije, a to će biti praktički do časa kad koncentracija šupljina uz rub barijere padne na vrijednost nula, čime je i definirano vrijeme t_s .

Nakon vremena t_s struja ne može više ostati konstantna, jer se ne može podržavati konstantan gradijent koncentracije. Ona tokom faze opadanja struje teži postepeno iznosu reverzne struje zasićenja, time da tu vrijednost poprimi onda kad je odstranjen sav suvišni naboj. Na kraju napon na diodi dobiva vrijednost napona izvora reverzne polarizacije.

Akumulirani naboj šupljina odstranjuje se dakle pomoću dva mehanizma. On se djelomično prebacuje na P -područje, a djelomično rekombinira u N -području. Brzina odstranjenja naboja bit će to veća, a vrijeme oporavka to kraće, što je kraće vrijeme života i što je početna reverzna struja veća. Za diodu sa skokovitim prijelazom je uz $I_{RO}/I_P = 1$, $t_s \approx 0,2 \tau$, $t_f \approx 0,7 \tau$, a $t_r \approx 0,9 \tau$. Kod većih omjera I_{RO}/I_P opada vrijeme oporavka t_s , pri tome je uvijek $t_f > t_s$. Vrijeme života može se jako skratiti ako se tokom izrade diode dodaju neki elementi kao zlato, bakar i nikalji. Ti elementi unose u zabranjeni pojas *rekombinacione centre*, čime se vrijeme života skraćuje. Najkraća vremena oporavka koja su se uspjela postići su ispod 10^{-9} s.

Povoljniji (veći) omjer t_s/t_f može se postići ukoliko se umjesto dioda sa skokovitim P - N prijelazom upotrijebe diode s postepenim P - N prijelazom, a to se postiže postupkom difuzije nečistoća. Tipičan takav prijelaz prikazan je na slici 10.26. U tom slučaju izvan barijere, npr. na N -strani, postoji u području od a do b promjenljiva koncentracija nečistoća. U tom području postoji, dakle, *retardirajuće* električno polje za injektirane šupljine, što je očito na temelju izlaganja u članku 3.8. Zbog toga je naboj šupljina akumuliran u blizini barijere u mnogo užem području nego kod skokovitog prijelaza, kod kojeg retardirajućeg polja izvan barijere nema. Posljedica će biti efikasnije prebacivanje naboja preko barijere i mnogo manji preostali naboj nakon prestanka faze konstantne struje. Tipične vrijednosti za neku takvu diodu su $t_s \approx 0,4 \tau$; $t_f \approx 0,1 \tau$; $t_r \approx 0,5 \tau$ uz $I_{RO}/I_P = 1$. Pojačavanjem retardirajućeg polja postižu se još veći omjeri t_s/t_f , tako da takve diode nakon faze konstantne struje prekidaju praktički momentano. Te diode se obično nazivaju *dioda s retardirajućim poljem*. (Česti su nazivi za različite izvedbe: *charge storage diode*



Sl. 10.26. Ilustracija retardirajućeg polja u P - N diodi dobivenoj postupkom difuzije.

i *step recovery diode*.) Posebna namjena dioda s retardirajućim poljem je generacija impulsa s vrlo kratkim vremenom porasta.

— Idealna sklopka bila bi dioda čija struja trenutno pada na iznos struje reverznog zasićenja, dakle dioda kod koje bi praktički izostala i faza konstantne struje. To je nemoguće postići s *P-N* diodama, odnosno s diodama čiji je rad baziran na injkciji minoritetnih nosilaca, a time i na akumulaciji naboja.

Diode na bazi spoja metal-poluvodič mogu biti izvedene tako da je injkcija manjinskih nosilaca zanemariva. Međutim, upotreba takvih dioda za ekstremno brze sklopke postala je moguća tek u najnovije vrijeme. Potrebno je bilo da se usavrši dobivanje monokristala silicija, poboljšaju svojstva njegove površine, usavrši tehnika nanošenja metalnog kontakta i površina smanji na najmanju mjeru zbog što manje kapacitivnosti. Naziv tih dioda je dioda s vrućim nosiocima, što je doslovni prijevod naziva *hot carrier diode*. Elektroni koji iz poluvodiča prelaze u metal imaju neposredno uz granicu metala energiju koja je za $E_{WM} - E_{WS}$ veća od Fermijeve energije u metalu. (Vidi članak 9.6 i slike 9.18-9.20) Kako je prosječna energija elektrona u metalu nešto niža od Fermijeve, elektroni pridošli iz poluvodiča imaju puno veću energiju od prosječne energije elektrona metala. Znači, da bi metal trebalo jako zagrijati da se prosječna energija elektrona u metalu približi energijama elektrona ubačenih iz poluvodiča, što u izvjesnoj mjeri objašnjava naziv. S takvim diodama postižu se vremena oporavka ispod 10^{-11} s, što je za dva reda veličina kraće od ostalih najbržih dioda.

10.8.

Ograničenje snage u poluvodičkim elementima

Prolaz struje kroz poluvodičke diode i tranzistore i pad napona koji se na njima javlja ima za posljedicu da se u njima razvija ili generira snaga $P = U \cdot I$ koja se pretvara u toplinu. Posljedica toga je da je temperatura kristala uvijek viša od temperature okoline. Ako se dozvoljena temperatura prekorači, dolazi ili do naglog uništenja ili do postepenog pogoršanja svojstava.

Područje unutar kristala gdje se razvija uglavnom sva toplina je *P-N* barijera, jer se na njoj troši uglavnom sav pad napona. Prema tome je temperatura barijere najviša. Zbog malih dimenzija aktivnih dijelova poluvodičkih elemenata temperatura ostalih dijelova kristala bit će obično samo neznatno manja. Porast temperature izaziva porast struje, što može izazvati porast generirane snage s posljedicom daljnjeg porasta temperature itd, a to može dovesti do brzog, praktički momentanog uništenja poluvodičkih elemenata. To su tzv. pojave *termičke nestabilnosti* i one se mogu propisnim dimenzioniranjem električkog kruga, u kojima poluvodički elementi rade, redovito izbjeći.

Ovdje će se pretpostaviti da je termička stabilnost uvijek ispunjena. Međutim, unatoč tome može doći do oštećenja, odnosno uništenja poluvodičkih elemenata, ako temperatura kristala prekorači maksimalnu, od proizvođača specificiranu vrijednost, a ta se za germanijeve elemente kreće od 80 do 100 °C, a za silicijeve od 170 do 200 °C.

Gornja temperaturna granica određena je mehaničkim, kemijskim i električkim faktorima. Kod viših temperatura dolazi do jačeg kemijskog djelovanja ambijenta unutar kućišta kristala na površinu kristala s posljedicom pogoršavanja svojstava

površine, ukoliko ona nije pasivizirana. Zatim dolazi postepeno do omekšanja lemljenih spojeva koji povezuju kristal s dovodima itd. Električki razlozi koji diriraju gornju temperaturnu granicu su ti što poluvodiči P - i N -tipa povišenjem temperature teže postepeno intrinzičnom stanju. To znači da postepeno nestaju između njih razlike koje su bit rada poluvodičkih elemenata. Kod tranzistora promjene temperature dovode također do promjene njihovih parametara o kojima ovisi njihov rad kao pojačala, oscilatora, sklopki itd. Specifičnosti temperaturne ovisnosti tranzistorskih parametara bit će obrađene kasnije.

Toplina koja se razvija u kristalu prenosi se preko kućišta na okolinu, tako da za toplinsku energiju, koja se sa strane kristala u jedinici vremena predaje okolini ili disipira, vrijedi u stacionarnom stanju slijedeća relacija:

$$P = U \cdot I = \frac{1}{K} (T_s - T_A). \quad (10.31)$$

Stacionarno stanje je ono kod kojega je kristal stalno na istoj temperaturi, a postiže se ako je generirana snaga $P = U \cdot I$ jednaka snazi koju poluvodički element predaje okolini. Snaga predana okolini proporcionalna je razlici temperature kristala T_s i okoline T_A , dok je faktor proporcionalnosti $1/K$ ukupna toplinska vodljivost od kristala do okoline. Veličina K ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$) je ukupni toplinski otpor. Relacija (10.31) može se pisati i u obliku:

$$T_s - T_A = K \cdot P. \quad (10.32)$$

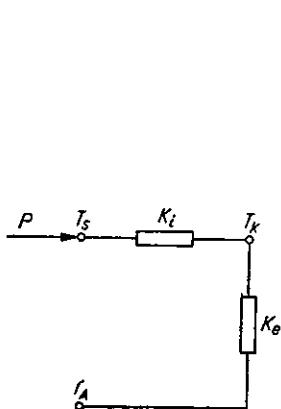
Relacije (10.31) i (10.32) su formalno analogne Ohmovom zakonu, time da su temperature toplinski potencijali, njihova razlika toplinski napon, snaga P je toplinska struja, a K je toplinski otpor. Linearni karakter relacija (10.31) i (10.32) je, strogo uzevši, aproksimacija koja je dovoljno točna jer temperaturni intervali nisu veliki i jer se toplinski otpor u tom temperaturnom intervalu neznatno mijenja. Uzevši u obzir da je maksimalna temperatura kristala specificirana, proizlazi da će se u poluvodičkim elementima smjeti generirati to manja snaga što je temperatura okoline viša.

Ukupan toplinski otpor K se obično raščlanjuje u dva dijela: $K = K_i + K_e$, gdje je K_i unutarnji toplinski otpor od kristala do vanjskog obloga kućišta poluvodičkog elementa, a K_e ukupan vanjski toplinski otpor od vanjskog kućišta do okoline. Dok je unutarnji toplinski otpor konstantan i obično naveden od proizvođača, vanjski toplinski otpor ovisi o načinu na koji se toplina od vanjskog kućišta predaje okolini. Kod poluvodičkih elemenata čije kućište stoji slobodno u zraku vanjski toplinski otpor je najveći. Prijelaz topline na okolinu može se poboljšati putem tzv. hladila. To su obično metalne plohe na koje su poluvodički elementi montirani ili metalne obujmice veće površine koje se čvrsto stegnu oko vanjskog kućišta. Na taj se način predaja topline okolini u velikoj mjeri pospješuje i ukupni toplinski otpor smanjuje. Propisno odabiranje, dimenzioniranje i montaža hladila je važan problem kod svih poluvodičkih elemenata u kojima se razvija iole veća snaga. Bez posebnih hladila su obično samo poluvodički elementi u kojima se razvija snaga do oko 100 mW.

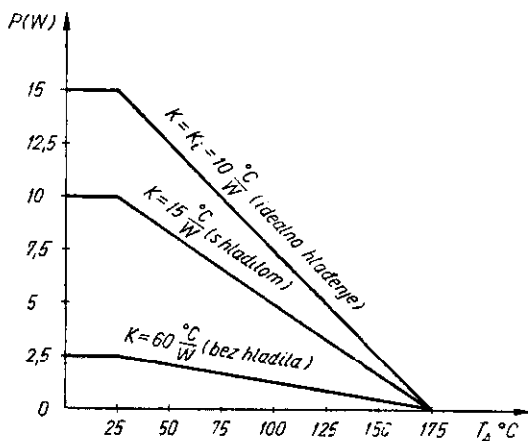
Na temelju formalne analogije s Ohmovim zakonom moguće je nacrtati ekvivalentan toplinski sklop poluvodičkih elemenata, što je prikazano na slici 10.27. Sa T_K označena je temperatura kućišta.

Hladila

Treba napomenuti da je prikazani sklop pojednostavnjen. Prijelaz topline je kontinuiran proces i plohe jednakih temperatura (izotermičke plohe) je teško definirati. Tako je npr. pretpostavljena konstantna temperatura kućišta, međutim duž kućišta se temperatura obično u užim granicama mijenja. Često se također vanjski toplinski otpor rastavlja na više dijelova. Ukoliko je poluvodički element idealno hlađen, tada je vanjski toplinski otpor jednak nuli i temperatura kućišta jednaka je temperaturi okoline. To se može postići na taj način da se npr. poluvodički element uroni u uljnu kupelj. Takav način hlađenja ne dolazi u pogonu u obzir, ali omogućuje da se izmjeri unutarnji toplinski otpor. Vrijednosti unutarnjeg toplinskog otpora kreću se otprilike u granicama od $100\text{ }^{\circ}\text{C/W}$ za jedinice vrlo malih snaga do $0,1\text{ }^{\circ}\text{C/W}$ u jedinicama u kojima se razvija velika snaga.



Sl. 10.27. Pojednostavnjen prikaz toplinskog ekvivalentnog sklopa poluvodičkih elemenata u stanju ravnoteže.



Sl. 10.28. Ovisnost dozvoljene snage o temperaturi okoline uz razne toplinske otpore za neku silicijevu diodu.

U podacima za poluvodičke elemente daju se obično dijagrami koji prikazuju ovisnost dozvoljene snage o temperaturi okoline uz razne vanjske toplinske otpore. To je ilustrirano na slici 10.28 za neku silicijevu diodu. Prikazani dijagram je zapravo grafička predodžba relacije (10.32). Iz slike se vidi da ispod temperature od $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ dozvoljena snaga ostaje konstantna. To je uglavnom zato što se na nižim temperaturama okoline vrlo rijetko radi.

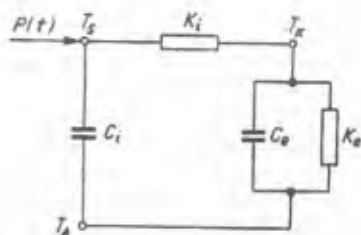
Treba napomenuti da se u podacima obično navodi i *donja temperaturna granica* koja se obično kreće od -50 do $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nju diktiraju kako mehanički razlozi, jer zbog različitih temperaturnih koeficijenata rastezanja sastavnih dijelova poluvodičkih elemenata može doći do mehaničkih oštećenja, tako i električki razlozi, jer kod vrlo niskih temperatura ne postoji više kompletna ionizacija atoma nečistoća, što je preduvjet za dobar rad.

Dosadašnja razmatranja vrijede samo pod stacionarnim uvjetima, tj. kada se temperatura ne mijenja, ili su njene promjene dovoljno spore, tako da u svakom času vrijedi relacija (10.32). Budući da naponi i struje poluvodičkih elemenata imaju redovito i izmjenične komponente, snaga se također mijenja, što često ima za posljedicu promjenu temperature kristala, a ponekad i kućišta.

Da bi neko tijelo određenog sastava i volumena zauzelo neku određenu temperaturu, mora prethodno *akumulirati* odgovarajuću toplinsku energiju. Porast temperature dT može se dovesti u vezu s prirastom akumulirane toplinske energije dQ pomoću relacije:

$$\frac{dQ}{dT} = C_T. \quad (10.33)$$

Veličina C_T je *toplinska kapacitivnost* promatranog tijela i ima dimenziju $Ws/^{\circ}C$. Ona je to veća što su veći njegova specifična toplina i volumen. Porast temperature se ne događa trenutno zbog toga što je prijelaz topline s toplijeg na hladnije tijelo ograničen toplinskim otporom tijela, slično nabijanju kondenzatora u seriji s otpornikom. Treba napomenuti da je prijelaz topline po svojoj prirodi raspodijeljen proces, što znači da između dviju vrlo blizih ploha postoji određen toplinski otpor i da u promatranom elementarnom volumenu dolazi do promjene akumulirane toplinske energije. Egzaktan problem vodi na parcijalnu diferencijalnu jednadžbu prijenosa topline čiji se rezultati ne mogu egzaktno predočiti konačnim brojem toplinskih otpora i kapacitivnosti, slično kao što se vodovi električne energije ne mogu egzaktno predočiti konačnim brojem zbijenih pasivnih elemenata (L , R i C). Za većinu upotreba dovoljna točnost se postiže ukoliko se toplinska nadomjesna shema poluvodičkih elemenata predoči kombinacijom konačnog manjeg broja toplinskih otpora koji predočuju strujanje topline između određenih izotermičkih ploha i kapacitivnosti koje uz strujanje topline obuhvaćaju i akumulaciju toplinske energije.



Sl. 10.29. Pojednostavljen dinamički toplinski ekvivalentni sklop poluvodičkih elemenata.

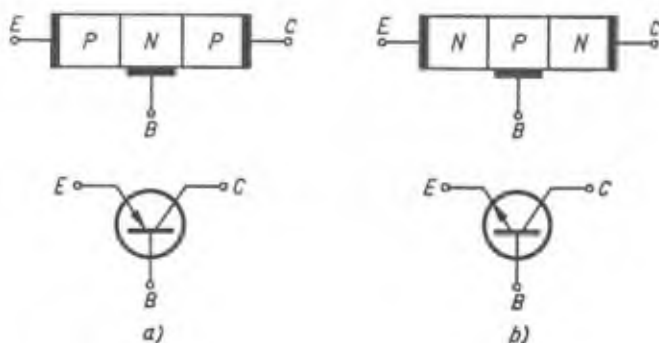
Na temelju danih objašnjenja prikazan je na slici 10.29 najjednostavniji *dinamički ekvivalentni sklop* poluvodičkih elemenata.

Veličina C_i je toplinska kapacitivnost od unutrašnjosti tranzistora do vanjske strane kućišta tranzistora (unutarnja toplinska kapacitivnost), ona je kao i unutarnji toplinski otpor određena konstrukcijom elementa. C_e je toplinska kapacitivnost hladila ili vanjska toplinska kapacitivnost. Kada su promjene snage vrlo brze, kao kod pojačala visokih frekvencija ili brzih sklopki, temperatura unutar poluvodičkih elemenata neće ih moći istovremeno slijediti. Unutarnja *toplinska vremenska konstanta* $\tau_i = C_i \cdot K_i$ je uvijek daleko manja od vanjske toplinske vremenske konstante $\tau_e = C_e \cdot K_e$. Ako je trajanje impulsa unutar kojeg se razvija snaga ili period repeticije izmjenične snage $T \ll \tau_p$, temperatura kristala neće moći slijediti te promjene i bit će određena prosječnom snagom, što znači da se temperatura kristala može odrediti pomoću relacije (10.32). Međutim, ako je $T > \tau_p$, temperatura unutar kristala slijedit će promjenu snage i trebat će računati s maksimalnom trenutnom snagom za određivanje temperature kristala.

Na temelju ovih općenitih i pojednostavnjeno iznesenih principa vrši se toplinski proračun sklopova s poluvodičkim elementima, vodeći uvijek računa o najnepovoljnijoj situaciji u kojoj se oni mogu naći. Točnost proračuna može se povećati povećanjem broja izotermičkih ploha, što vodi na veći broj toplinskih otpora i kapacitivnosti, čime se proračun komplicira.

Opća svojstva tranzistora

Tranzistor je poluvodički element koji kao trioda i višerešetkaste cijevi vrši pojačanje i generiranje različitih vremenskih oblika. Tranzistor je pronaden 1948. godine (*Bardeen i Brattain*). To je bio tzv. *točkasti tranzistor* i on konstrukcijom slijedi točkastu diodu. Zbog čestih nestabilnosti, ograničene snage, teškoća oko dobivanja sličnih karakteristika za različite primjerke istog tipa tranzistora, itd., što je u izvjesnoj mjeri bilo i rezultat posljedica nedovoljnog poznavanja teorije njihovog rada, točkasti tranzistori se sada više ne koriste. Stvarni razvoj tranzistora datira iz 1949. godine. Tada je *Shockley* iznio princip rada *spojnih tranzistora* koji mogu biti *P-N-P* ili *N-P-N* tipa. Oni se nadovezuju na razvoj *P-N* dioda. Shematski prikaz i simboli za *P-N-P* i *N-P-N* tranzistor dani su na slici 11.1.

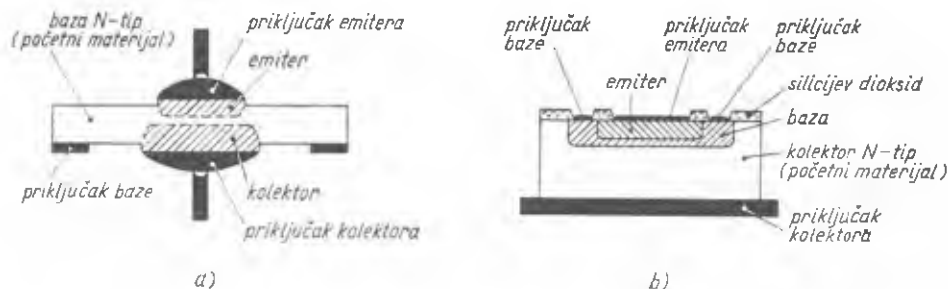


Sl. 11.1. Shematski prikaz i simbol tranzistora: a) *P-N-P* tip, b) *N-P-N* tip.

Tranzistor je elektronički element s tri elektrode, koje se nazivaju *emiter E*, *baza B* i *kolektor C*, pri čemu u biti funkcija emitera odgovara funkciji katode, baza-rešetki, a kolektor-anodi vakuumske triode. Rad spojnih tranzistora osniva se: 1. na *injekciji* minoritetnih nosilaca, što obavlja propusno polarizirani emiter, 2. na *transportu* tih nosilaca kroz bazu, te 3. na njihovom *skupljanju* (kolekciji) u nepropusno polariziranom kolektoru. Kao i kod *P-N* dioda, neravnotežne koncentracije manjinskih nosilaca neutralizirane su s jednako raspoređenim dodatnim nabojem većinskih nosilaca. Za rad *P-N-P* i *N-P-N* tranzistora je bitno prisustvo

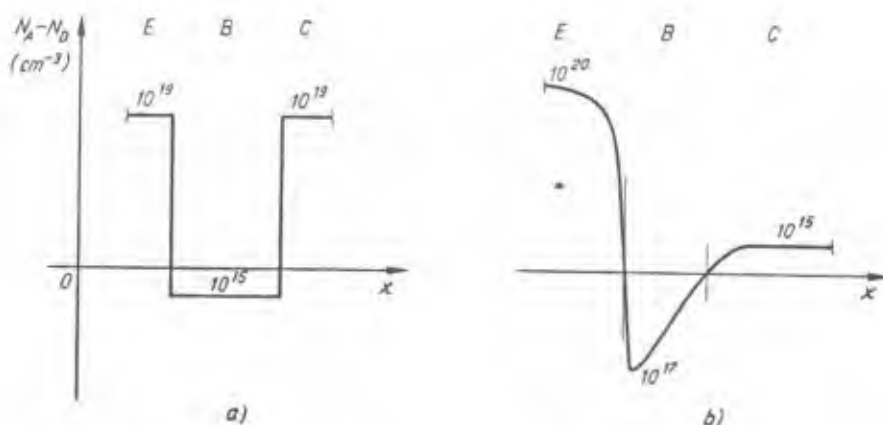
obaju tipova nosilaca, oni su dakle *bipolarni tranzistori*. Postoje također i tranzistori kod kojih je uloga manjinskih nosilaca bez značenja za osnovne principe njihovog rada. Takvi tranzistori se nazivaju *unipolarni tranzistori*.

Velika većina sadašnjih tranzistora su spojni *P-N-P* i *N-P-N* tranzistori, tj. bipolarni tranzistori. Unipolarni tranzistori, čiji je uobičajen naziv *tranzistori s*



Sl. 11.2. Skica tranzistora: a) Legirani tranzistor, b) difuziono-planarni tranzistor.

efektom polja, dobivaju u najnovije vrijeme na značenju, jer su za neke primjene pogodniji od bipolarnih tranzistora. Najprije će biti obrađeni bopolarni tranzistori, dok će svojstva unipolarnih tranzistora biti obrađena kasnije, u posebnom poglavlju.



Sl. 11.3. Tehnološki profil nečistoća: a) Tranzistor s homogenom bazom (legirani tranzistor), b) tranzistor s nehomogenom bazom (difuzioni tranzistor).

Tokom razvojnog perioda postepeno su usavršavani tehnološki postupci proizvodnje tranzistora, koji su davali sve bolje karakteristike. Pojedini postupci su tokom vremena odbacivani na račun boljih, tako da se danas uglavnom koriste dva postupka, i to: postupak legiranja i difuzioni postupak. Difuzioni postupak

je prolazio kroz razne razvojne faze. Danas dominira tzv. *difuziono-planarni* postupak. Izgled jednog legiranog tranzistora i jednog difuziono-planarnog tranzistora (bez kućišta i manje važnih detalja) prikazan je na slici 11.2.

Ovisnost koncentracije nečistoća unutar emitera, baze i kolektora, tzv. *tehnološki profil nečistoća*, različit je za legirane i difuzione tranzistore. Prikazan je na slici 11.3 uz naznaku tipičnih koncentracija nečistoća.

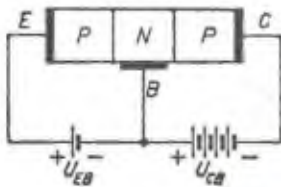
Bitna razlika između obaju tehnoloških profila je u svojstvima baze. Kod legiranih tranzistora baza je *homogena*, a kod difuzionih *nehomogena*. Ugrađeno električno polje unutar nehomogene baze je takvo da u najvećem dijelu baze pospješuje gibanje manjinskih nosilaca prema kolektoru. Zbog toga se tranzistori s nehomogenom bazom nekad nazivaju i *driftni* tranzistori. Transport nosilaca kroz bazu je kod driftnih tranzistora brži nego kod tranzistora s homogenom bazom, tj. legiranih tranzistora gdje se manjinski nosioci kroz bazu gibaju samo zbog difuzije. Osim toga se i širina baze tranzistora s nehomogenom bazom daje učiniti znatno užom (ispod 10^{-4} cm) od baze tranzistora s homogenom bazom (do 10^{-3} cm). Zbog toga, driftni tranzistori, tj. tranzistori dobiveni postupkom difuzije mogu raditi na daleko visim frekvencijama. I germanijevi i silicijevi tranzistori mogu biti legirani ili difuzioni, bilo *P-N-P*, bilo *N-P-N* tipa.

Osnovni principi rada su isti za sve tranzistore, bez obzira na tehnološke postupke. Najprije će biti obrađeni tranzistori s homogenom bazom, dok će dodatna svojstva tranzistora s nehomogenom bazom biti dana kao korektura rezultata dobivenih za tranzistore s homogenom bazom.

11.2.

Osnovni principi rada tranzistora

Na slici 11.4 prikazan je shematski *P-N-P* tranzistor s izvorima napajanja koji osiguravaju normalnu polarizaciju. Spoj emiter-baza polariziran je propusno, a spoj kolektor-baza nepropusno. Pretpostavljeno je da je baza zajednička elektroda.



Sl. 11.4. Normalna polarizacija *P-N-P* tranzistora u spoju zajedničke baze.

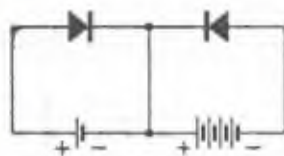
Tada je krug emiter-baza ulazni, a krug kolektor-baza izlazni. Zbog toga se spoj tranzistora prema slici 11.4 naziva *spoj sa zajedničkom bazom*. To međutim nije jedini mogući osnovni spoj tranzistora. Mnogo je češći spoj u kome je emiter zajednička elektroda ulaznog i izlaznog kruga. Takav spoj se naziva *spoj sa zajedničkim emiterom*. Koristi se i *spoj sa zajedničkim kolektorom*. Svaki spoj ima svoje određene karakteristike, koje će biti razmatrane kasnije. Međutim kod uobičajenog rada svih triju osnovnih spojeva, dioda emiter-baza polarizirana je propusno, a dioda kolektor-baza nepropusno. Spoj zajedničke baze je najprikladniji za upoznavanje osnovnih svojstava tranzistora, pa će se s njime započeti.

Kod *N-P-N* tranzistora se potrebne polarizacije spojeva emiter-baza i kolektor-baza postižu suprotnim polaritetom napona napajanja. Sada je moguće objasniti razliku u simbolima za *P-N-P* i *N-P-N* tranzistor. Ona se, prema slici 11.1, sastoji

u tome što je različit smjer strelice koja označuje emittersku elektrodu. Ta strelica, naime, označuje konvencionalan smjer struje emitera. Kod $P-N-P$ tranzistora šupljine prelaze iz emitera u bazu, dakle je konvencionalan smjer struje iz vanjskog kruga u tranzistor, što znači *pozitivan*. Kod $N-P-N$ tranzistora isti smjer gibanja imaju elektroni, tj. konvencionalan smjer struje je iz emitera u vanjski krug, dakle je *negativan*. Kao osnova analize uzet će se $P-N-P$ tranzistor. U principu potpuno jednako radi i $N-P-N$ tranzistor uz suprotne polaritete napona, čemu odgovaraju i suprotni smjerovi struja.

Neka osnovna svojstva tranzistora slijede direktno iz proučenih svojstava $P-N$ dioda. Među njih spadaju injekcija manjinskih nosilaca sa strane propusno polariziranog emitera i njihova kolekcija sa strane nepropusno polariziranog kolektora. Srž tranzistorskog djelovanja sastoji se u tome da se šupljinama injektiranim u područje baze omogućiti što potpuniji transport kroz bazu u kolektor. Drugim riječima, traži se da rekombinacija šupljina s elektrolima u bazi bude svedena na što manju mjeru.

Poznato je, a iz relacije (9.23) direktno slijedi, da koncentracija injektiranih nosilaca opada eksponentijalno s udaljenosti, s time da manje od 1% nosilaca može prijeći udaljenosti koje su 5 puta veće od difuzione dužine, a da ne rekombinira. Ako je, dakle, širina baze W veća od [difuzione dužine šupljina u bazi (L_p je obično reda veličine 10^{-3} cm)], mali dio šupljina će stići u kolektorski krug, a najveći dio će se rekombinirati u području baze. Kad je $W > L_p$, tranzistor u biti degenerira u dvije neovisno nasuprot spojene diode, što je ilustrirano na slici 11.5.



Sl. 11.5. Ilustracija degeneracije tranzistora u dvije nasuprot spojene diode kad je širina baze veća od difuzione dužine.

Uz svojstva injekcije i kolekcije, bitno svojstvo tranzistora je dakle i transport nosilaca kroz bazu. Transport će biti to efikasniji što je baza uža; preciznije receno, mora biti ispunjen uvjet $W \ll L_p$. Time je određena gornja granica širine baze na nešto više od 10^{-3} cm.

Struja emitera I_E , baze I_B i kolektora I_C sastoje se od nekoliko komponenata; njih je na temelju dosadašnjeg poznavanja svojstava $P-N$ diode i transporta nosilaca kroz bazu moguće ocijeniti.

Na slici 11.6 prikazan je $P-N-P$ tranzistor shematski sa strujama elektroda i njihovim komponentama. Smjerovi I_E , I_B i I_C uzeti su kao pozitivni prema konvenciji, dok će stvarni smjer struje neke elektrode biti pozitivan kada se poklapa s konvencionalnim. Komponente navedenih struja su također prikazane na slici, time da su za elektronske komponente prikazani stvarni smjerovi gibanja, ali su zato označene znakom minus. Naponi napajanja su izostavljeni, ali je pretpostavljeno da osiguravaju propusnu polarizaciju spoja emiter-baza, a nepropusnu polarizaciju spoja kolektor-baza, kao na slici 11.4. U smislu konvencija za napone iznesene u članku 5.2, to znači da je napon $U_{EB} > 0$, a napon $U_{CB} < 0$. Naponi elektroda se zbog jednoznačnosti redovito obilježuju s dva indeksa, od kojih se drugi indeks odnosi na referentnu, tj. zajedničku elektrodu.

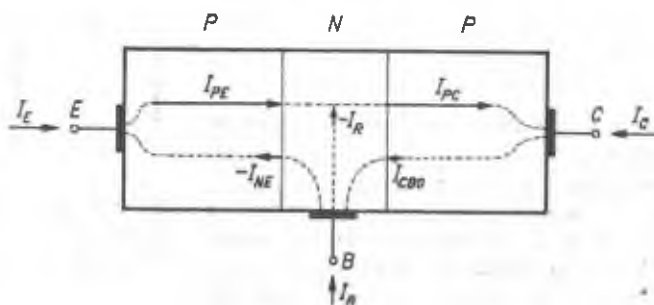
Za sumu struja elektroda očito vrijedi prvi Kirchhoffov zakon:

$$I_E + I_B + I_C = 0. \quad (11.1)$$

- Struja emitera je struja propusno polariziranog spoja emiter-baza i sastoji se od dvije komponente: ①. šupljinske komponente struje emitera I_{PE} koju sačinjavaju šupljine injektirane iz emitera P-tipa u bazu N-tipa, i ②. elektronske komponente struje emitera I_{NE} , koju sačinjavaju elektroni injektirani iz baze u emiter. To znači da vrijedi relacija:

$$I_E = I_{PE} + I_{NE}. \quad (11.2)$$

- Struja kolektora sastoji se od dvije komponente: 1. Struja I_{PC} predstavlja struju šupljina koja je od emitera na putu kroz bazu stigla do kolektora. Jedan mali dio šupljina rekombinira se u bazi ma kako uska ona bila, tako da je $I_{PC} < I_{PE}$. Na slici 11.6 prikazan je stvarni smjer struje I_{PC} . Druga komponenta struje kolektora I_{CBO}



Sl. 11.6. Komponente struja normalno polariziranog tranzistora.

je mala reverzna struja zasićenja nepropusno polariziranog spoja kolektor-baza. Ona se sastoji od manjinskih elektrona koji iz P-tipa kolektora prelaze u bazu i manjinskih šupljina koje iz N-tipa baze prelaze u kolektor. Na slici 11.6 prikazana je ta komponenta samo formalno. Njezin stvarni smjer je suprotan prikazanom i zbog toga je struja I_{CBO} polaritetom negativna za P-N-P tranzistore, dok je za N-P-N tranzistore pozitivna. Dakle, za struju kolektora vrijedi relacija:

$$I_C = -I_{PC} + I_{CBO}. \quad (11.3)$$

Uz nepropusno polarizirani kolektor je struja I_C kod P-N-P tranzistora uvijek negativna. Komponenta I_{PC} diktirana je emitterskom strujom, a I_{CBO} je neovisna o njoj.

- Struja baze sastoji se od tri komponente: ① Struja I_{NE} predstavlja elektrone koje baza injektira u emiter. Ta komponenta je istovremeno i komponenta emitterske struje i sa stanovišta baze naziva se injekciona komponenta struje baze. ② Dio šupljina iz emitera na putu kroz bazu rekombinira se s elektronima u bazi. Da bi se taj gubitak elektrona nadoknadio, moraju elektroni ulaziti iz vanjskog kruga u bazu. Budući da je ta komponenta izazvana rekombinacijom, naziva se rekombinaciona komponenta struje baze I_R . ③ Reverzna struja spoja kolektor-baza je istovremeno i komponenta struje baze. Iz slike 11.6 slijedi:

$$I_B = -I_{NE} - I_R - I_{CBO}, \quad (11.4)$$

a iz jednadžbi (11.1), (11.2) i (11.3) se dobiva:

$$I_R = I_{PE} - I_{PC}. \quad (11.5)$$

Rad tranzistora bit će to bolji što veći dio emitterske struje stigne do kolektora. U tu svrhu je potrebno u prvom redu da elektronska komponenta struje emitera I_{NE} bude što manja, jer se I_{NE} zatvara u krugu emiter-baza. U drugom redu potrebno je da rekombinacija u bazi bude što manja. Kriterij za efikasnost emitera je, dakle, što veći omjer struja I_{PE}/I_{NE} . Faktor injekcije ili efikasnost emitera dan je istom relacijom kao za $P-N$ diodu:

$$\gamma = \frac{I_{PE}}{I_{PE} + I_{NE}} = \frac{I_{PE}}{I_E}. \quad (11.6)$$

Efikasnost emitera bit će to bolja, tj. bliža jedinici, što je omjer specifičnih vodljivosti σ_E/σ_B veći, što slijedi iz jednadžbe (9.37). Transport šupljina kroz bazu bit će to povoljniji što je baza uža. Mjera za kvalitet transporta je *transportni faktor* β^* , koji je definiran kao pozitivna bezdimenzionalna veličina:

$$\beta^* = \frac{I_{PC}}{I_{PE}} = 1 - \frac{I_R}{I_{PE}}. \quad (11.7)$$

Na temelju definicija za β^* i γ moguće je struje baze i kolektora izraziti u slijedećem obliku:

$$I_C = -\beta^* \cdot \gamma I_E + I_{CBO}, \quad (11.8)$$

$$I_B = -(1 - \gamma) I_E - \gamma (1 - \beta^*) I_E - I_{CBO} = -(1 - \beta^* \gamma) \cdot I_E - I_{CBO}. \quad (11.9)$$

Kao što se vidi, glavna komponenta struje kolektora izazvana je emitterskom strujom i proporcionalna je produktu $\beta^* \cdot \gamma$, pa se taj produkt naziva *faktor strujnog pojačanja tranzistora u spoju zajedničke baze* α . On je prema definiciji jednak:

$$\alpha = \beta^* \cdot \gamma. \quad (11.10)$$

Prema tome za struju kolektora vrijedi:

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CBO}, \quad (11.11)$$

a za struju baze:

$$I_B = -(1 - \alpha) \cdot I_E - I_{CBO}. \quad (11.12)$$

Veličina α se naziva faktor strujnog pojačanja spoja zajedničke baze, jer je u tom spoju emiter ulazna elektroda, kolektor izlazna elektroda, a α je faktor proporcionalnosti koji povezuje njihove struje. S obzirom na to što su i β^* i $\gamma < 1$, znači također da je i α uvijek manji od jedinice. Granice u kojima se α obično kreće su od 0,95 do 0,995. Kod germanijevih tranzistora s kolektorom niske specifične vodljivosti izvjesnu ulogu u faktoru strujnog pojačanja ima i tzv. faktor kolektorske multiplikacije δ , koji je nešto veći od jedan, tako da za α vrijedi relacija $\alpha = \gamma \cdot \beta^* \cdot \delta$.

Kod takvih tranzistora taj efekt dolazi do izražaja na višim temperaturama i većim strujama, a za sve ostale tranzistore je $\delta = 1$. Prema tome, tranzistor u spoju zajedničke baze stvarno ne pojačava struju, ali raspolaže sa znatnom mogućnosti naponskog pojačanja jer je redovito $|U_{CB}| \gg |U_{EB}|$.

Iz jednadžbi (11.3) i (11.11) proizlazi:

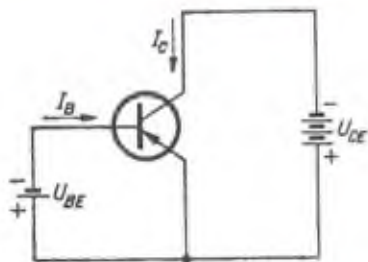
$$\alpha = - \frac{I_C - I_{CBO}}{I_E} = \frac{I_{PC}}{I_E} \quad (11.13)$$

Faktor pojačanja α je za sada definiran pomoću istosmjernih struja pa ga, strogo uzevši, treba nazivati istosmjernim faktorom strujnog pojačanja. Ukoliko se emitorska struja promijeni za iznos Δi_E , onda će se i kolektorska struja promijeniti za Δi_C . Struja I_{CBO} ostaje konstantna jer ona ne ovisi o emitorskoj struji. Prema tome vrijedi:

$$\Delta i_C = -\alpha \Delta i_E, \quad (11.14)$$

$$\alpha = - \left(\frac{\Delta i_C}{\Delta i_E} \right)_{U_{CB}} \quad (11.15)$$

Pretpostavlja se da je napon U_{CB} ostao konstantan. Promjene Δi_E i Δi_C mogu se shvatiti i kao amplitude izmjeničnih vrijednosti tih struja. Za frekvenciju signala se za sada pretpostavlja da je dovoljno niska, tako da se reaktivni učinci mogu zanemariti. Uz taj uvjet definicije za α pomoću istosmjernih i izmjeničnih veličina svode se u prvoj aproksimaciji na isto.



Sl. 11.7. Normalna polarizacija P-N-P tranzistora u spoju zajedničkog emitera.

Najčešće upotrebljavan spoj tranzistora je spoj zajedničkog emitera, a njegova normalna polarizacija prikazana je na slici 11.7.

Ulazna elektroda je baza, a izlazna kolektor. U normalnom radnom području naponi U_{BE} odnosno U_{CE} , osiguravaju propusnu polarizaciju spoja emiter-baza, odnosno nepropusnu polarizaciju spoja kolektor-baza. Za P-N-P tranzistore su zbog toga oba napona negativna. Iz slike slijedi da je $U_{CE} = U_{BE} + U_{CB}$, pa za nepropusnu polarizaciju spoja kolektor-baza mora također biti ispunjen uvjet $|U_{CE}| > |U_{BE}|$.

Ovisnost kolektorske struje o struji baze lako se pronalazi pomoću relacija (11.1) i (11.11) i glasi:

$$I_C = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B + \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha} \quad (11.16)$$

Kolektorska struja se sastoji iz dva člana. Prvi član je proporcionalan struji baze s faktorom proporcionalnosti:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (11.17)$$

Veličina β je *faktor strujnog pojačanja tranzistora u spoju zajedničkog emitera*. Zbog toga što je α vrlo blizu jedinici, β može poprimiti znatne vrijednosti, tipično od 20 do 200. Prema tome, tranzistor u spoju zajedničkog emitera ima znatno pojačanje struje. Obzirom na to da je redovito $|U_{CE}| \gg |U_{BE}|$, tranzistor u tom spoju raspolaže i sa znatnim naponskim pojačanjem. Zbog toga je i pojačanje snage znatno i to je razlog zbog kojeg se spoj zajedničkog emitera najčešće koristi.

Drugi član u izrazu za kolektorsku struju je:

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha} = I_{CBO}(1 + \beta). \quad (11.18)$$

Struja I_{CEO} predstavlja struju zasićenja kolektora kada je struja baze jednaka nuli. Dakle vrijedi $I_C = -I_B = I_{CBO}(1 + \beta) = I_{CEO}$; uz $I_B = 0$. Vidi se da je struja I_{CEO} za faktor $(1 + \beta)$ puta veća od struje I_{CBO} , tj. one reverzne struje zasićenja kolektora kada je $I_E = 0$. Iz jednadžbi (11.16) i (11.17) nadalje proizlazi:

$$\beta = \frac{I_C - I_{CBO}}{I_B + I_{CBO}} \quad (11.19)$$

Na analogan način kao i u spoju zajedničke baze moguće je faktor strujnog pojačanja β definirati pomoću promjena struja kolektora i baze relacijom:

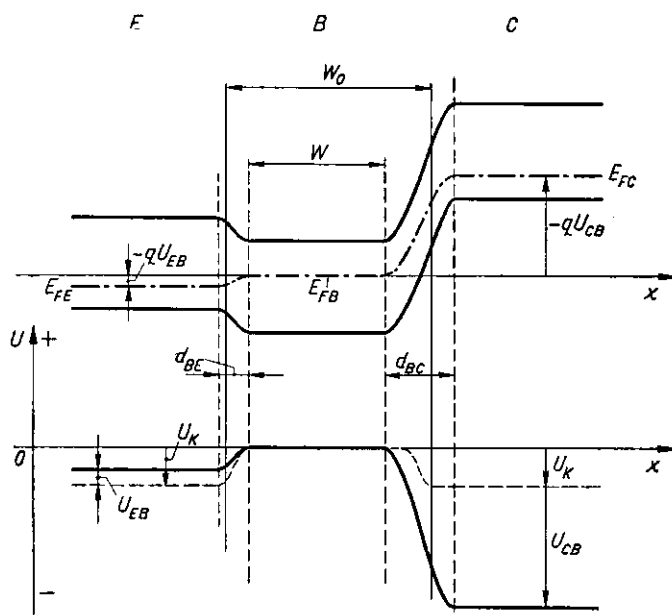
$$\beta = \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \right)_{U_{CE}} \quad (11.20)$$

11.3. Fizikalno-matematička analiza rada tranzistora

U ovom poglavlju će biti detaljnije analizirani principi na kojima počiva rad tranzistora i na temelju toga će biti ilustriran način određivanja ovisnosti struja emitera i kolektora o naponima na emitorskoj i kolektorskoj barijeri. Pri tome naponi na barijerama mogu biti polaritetom proizvoljni.

Dijagram energetskih pojasa normalno polariziranog *P-N-P* tranzistora s homogenom bazom, kao i dijagram potencijala prikazani su na slici 11.8. Baza je odabrana kao referentna elektroda na nultom potencijalu. Dijagram potencijala u ravnotežnom stanju prikazan je crtkano. *Tehnološka širina baze*, tj. širina *N*-područja označena je sa W_0 . Električka ili neto širina baze W manja je od W_0 zbog postojanja emitorske, odnosno kolektorske barijere, širine d_{BE} , odnosno d_{BC} . U pogledu širine barijere i smjera njenog širenja vrijede u potpunosti objašnjenja dana u članku 9.5.

Dijagram koji kvalitativno prikazuje koncentracije manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru za normalno polariziran tranzistor ($U_{EB} > 0$; $U_{CB} < 0$) dan je na slici 11.9. Ravnotežne koncentracije manjinskih nosilaca u emiteru, bazi



Sl. 11.8. Dijagrami energetskih pojasa i potencijala normalno polariziranog P-N-P tranzistora.

i kolektoru označene su s n_{oE} , p_{oB} i n_{oC} . Neravnotežne koncentracije manjinskih nosilaca izazvane polarizacijom tranzistora označene su uz rub emitterske barijere sa n_{EO} i p_{BO} , a uz rub kolektorske barijere sa p_{BW} i n_{CO} .

Zbog sniženja emitterske potencijalne barijere izazvanog propusnom polarizacijom šupljine su injektirane u bazu, a elektroni iz baze u emiter. Šupljine difundiraju kroz ekvipotencijalno područje baze zbog razlike koncentracije $p_{BO} - p_{BW}$ izazvane naponima U_{EB} i U_{CB} . One prelaze u kolektor potpomognute električkim poljem, odnosno potencijalnom razlikom u kolektorskoj barijeri. Elektroni iz baze ne mogu prijeći u kolektor jer ih u tome sprečava potencijalna razlika na kolektorskoj barijeri.

Za koncentracije manjinskih nosilaca uz rub barijera vrijede relacije tipa (9.11) ukoliko je nivo injekcije nizak, što daje:

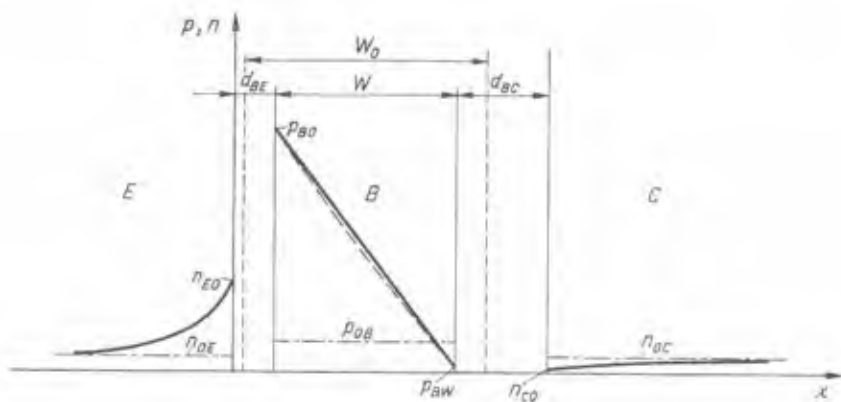
$$\left. \begin{aligned} n_{EO} &= n_{oE} \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}}; & n_{CO} &= n_{oC} \cdot e^{\frac{qU_{CB}}{kT}}, \\ p_{BO} &= p_{oB} \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}}; & p_{BW} &= p_{oB} \cdot e^{\frac{qU_{CB}}{kT}}. \end{aligned} \right\} \quad (11.21)$$

Te relacije vrijede bez obzira na polaritet napona U_{EB} i U_{CB} .

Što se tiče širina emitera i kolektora pretpostavlja se da su one puno veće od pripadnih difuzionih dužina, tj. $W_E \gg L_{NE}$; $W_C \gg L_{NC}$, što je obično ispunjeno. Za širinu baze W se za sada ne pretpostavlja ništa, a rezultati analize će pokazati da je transport šupljina kroz bazu efikasan jedino u slučaju ako je $W \ll L_{PB}$.

Koncentraciju šupljina na bilo kojem mjestu unutar baze p_B dobiva se rješenjem jednadžbe kontinuiteta (9.19), a opće rješenje je istog oblika kao izraz (9.20). Konkretno rješenje dobiva se uvrštenjem rubnih uvjeta: $p_B = p_{BO}$ za $x = 0$; $p_B = p_{BW}$ za $x = W$, što daje:

$$p_B = p_{OB} + \frac{(p_{BO} - p_{OB}) \sinh \frac{W-x}{L_{PB}} + (p_{BW} - p_{OB}) \sinh \frac{x}{L_{PB}}}{\sinh \frac{W}{L_{PB}}} \quad (11.22)$$



Sl. 11.9. Dijagram koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru normalno polariziranog tranzistora.

Šupljinske komponente struje emitera i kolektora, prikazane kao struje manjinskih šupljina na ulazu i izlazu iz baze uz rubove pripadnih barijera, jesu — pod prilikama niske injekcije — isključivo difuzionog karaktera, a njihove gustoće određuju se prema poznatim relacijama:

$$J_{PE} = -q D_{PB} \left(\frac{dp_B}{dx} \right)_{x=0} ; \quad J_{PC} = -q D_{PB} \left(\frac{dp_B}{dx} \right)_{x=W} \quad (11.23)$$

Elektronske komponente struja emitera i kolektora su, s obzirom na pretpostavke o širinama emitera i kolektora, potpuno identične elektronskoj struji $P-N$ diode.

Konačan oblik za gustoću struja J_E i J_C glasi:

$$J_E = q \left(\frac{D_{NE} \cdot n_{0E}}{L_{NE}} + \frac{D_{PB} \cdot p_{0B}}{L_{PB}} \coth \frac{W}{L_{PB}} \right) \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) - q \frac{D_{PB} \cdot p_{0B}}{L_{PB}} \operatorname{cosech} \frac{W}{L_{PB}} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right), \quad (11.24)$$

$$J_C = -q \frac{D_{PB} \cdot p_{0B}}{L_{PB}} \operatorname{cosech} \frac{W}{L_{PB}} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) + q \left(\frac{D_{NC} \cdot n_{0C}}{L_{NC}} + \frac{D_{PB} \cdot p_{0B}}{L_{PB}} \coth \frac{W}{L_{PB}} \right) \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right). \quad (11.25)$$

Naponi U_{EB} i U_{CB} su naponi na barijerama, a oni su jednaki naponima napajanja ako se zanemare serijski otpori emitera, baze i kolektora. Jednadžbe (11.24) i (11.25) vrijede bez obzira na polaritete napona U_{EB} i U_{CB} . One, nadalje, pokazuju kao i kod P - N diode eksponencijalnu ovisnost struja o naponima U_{EB} i U_{CB} . Sada je također moguće i matematički dokazati nužnost uvjeta $W \ll L_{PB}$ za efikasan transport šupljina kroz bazu. *Transportni faktor* β^* definiran je jednadžbom (11.7) i primjena te definicije na jednadžbe (11.24) i (11.25) daje:

$$\beta^* = \frac{1}{\cosh \frac{W}{L_{PB}}} = \operatorname{sech} \frac{W}{L_{PB}}. \quad (11.26)$$

Pretpostavljeno je da je $U_{EB} > 0$, a $U_{CB} = 0$. Relacija je međutim vrlo približno tačna i uz $U_{CB} < 0$. Ako je $W/L_{PB} \gg 1$, onda $\beta^* \rightarrow 0$, što znači da injektirane šupljine uopće ne stižu do kolektorske barijere, već rekombiniraju u bazi, a tranzistorski efekt se gubi. Međutim, ako je kao što mora biti, $W/L_{PB} \ll 1$, onda se izraz za β^* pojednostavljuje:

$$\beta^* \approx \frac{1}{1 + \frac{W^2}{2L_{PB}^2}} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_{PB}^2}. \quad (11.27)$$

Kad W/L_{PB} teži nuli, onda β^* teži jedinici.

Ako je ispunjen uvjet $W/L_{PB} \ll 1$, onda je promjena koncentracije šupljina u bazi praktički *linearna*, što znači da je gradijent koncentracije praktički konstantan. Stvarni raspored šupljina u bazi ima mali progib zbog rekombinacije i prikazan je na slici 11.9 crtkano.

Za efikasnost emitera definiranu jednadžbom (11.6) dobiva se uz $U_{EB} > 0$, $U_{CB} < 0$ slijedeći izraz:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{NE} n_{0E} L_{PB}}{D_{PB} p_{0B} L_{NE}} \tanh \frac{W}{L_{PB}}} \quad (11.28)$$

Uz već istaknut uvjet $W/L_{PB} \ll 1$, upotrebom Einsteinove relacije (3.65) i zakona o termodinamičkoj ravnoteži, uz pretpostavku da su pokretljivosti istog tipa nosilaca jednake u emiteru i bazi, za γ se dobiva:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_{NE}}} \quad (11.29)$$

Efikasnost emitera je to bolja što je veći omjer σ_E/σ_B .

Kao što je već istaknuto, jednadžbe (11.21), (11.22), (11.24) i (11.25) vrijede bez obzira na polaritet napona U_{EB} i U_{CB} . Ovisno o polaritetima tih napona postoje četiri moguća radna područja tranzistora.

1. Normalno aktivno područje: $U_{EB} > 0$; $U_{CB} < 0$. Emiter je polariziran propusno, a kolektor nepropusno. To područje rada je za sada jedino bilo analizirano. Kada tranzistor radi kao pojačalo, tj. kao aktivni element, onda je normalno na taj način polariziran.

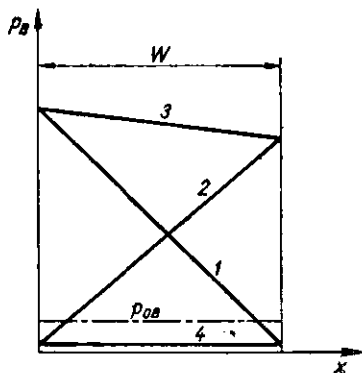
2. Inverzno aktivno područje: $U_{EB} < 0$; $U_{CB} > 0$. Uloge emitera i kolektora su izmijenjene. Fizikalna razmatranja, a i jednadžbe (11.24) i (11.25), pokazuju da tranzistor može i u tom području raditi kao pojačalo. Međutim tranzistori su tako konstruirani da su ili transportni faktor ili efikasnost emitera ili oba ta faktora povoljnija, što vodi na povoljniji faktor strujnog pojačanja, ako se za emiter upotrijebi ona elektroda koju je proizvođač u tu svrhu predvidio.

3. Područje zasićenja: $U_{EB} > 0$ i $U_{CB} > 0$. Obje barijere su propusno polarizirane. Naponi propusnih polarizacija su mali, tako da je otpor između bilo kojih elektroda tranzistora malen, a naročito otpor između emitera i kolektora. Rad tranzistora u području zasićenja može se interpretirati superpozicijom rada u normalnom i inverznom aktivnom području.

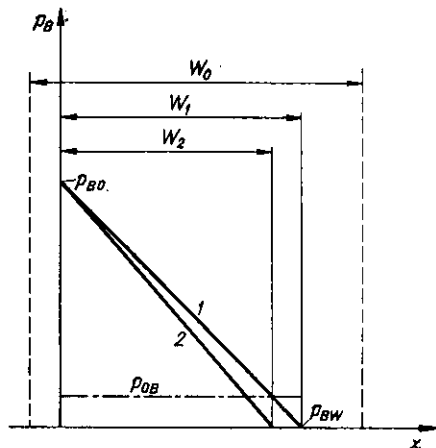
4. Zaporno područje: $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} < 0$. Obje barijere su nepropusno polarizirane. Struje elektroda su male, reda I_{CBO} , a otpor između bilo kojih elektroda tranzistora je velik. Kada tranzistor radi kao sklopka u impulsnim elektroničkim sklopovima, onda se redovito prebacuje iz zapornog područja u područje zasićenja i obrnuto.

Rečeno je da naponi na barijerama određuju koncentracije manjinskih nosilaca tik uz rub barijera. Uzevši u obzir činjenicu da je zbog $W \ll L_{PB}$ promjena koncentracije šupljina u bazi praktički linearna, moguće je četiri područja rada tranzistora ilustrirati odgovarajućim dijagramima koncentracija šupljina u bazi. To je učinjeno na slici 11.10. Površina ispod svakog pravca daje vrlo približno odgovarajući naboj šupljina u bazi.

Jednadžbe za I_E i I_C moguće je analizirati za sva četiri područja rada tranzistora. One npr. pokazuju da te struje opadaju, ako se napon U_{EB} drži konstantan, a napon U_{CB} prijeđe iz nepropusne u propusnu polarizaciju. Naime, uz $U_{CB} > 0$ je tranzistor u području zasićenja, a gradijent koncentracije šupljina postaje sve manji, pa zbog toga struje I_E i I_C opadaju. To je također vidljivo iz slike 11.10.



Sl. 11.10. Ilustracija područja rada tranzistora pomoću dijagrama koncentracije šupljina u bazi.



Sl. 11.11. Ilustracija efekta promjene širine baze, zbog promjene napona između kolektora i baze, na struje tranzistora.

Na prvi pogled iz jednadžbe (11.24) i (11.25) proizlazi da struje I_E i I_C ne ovise o naponu one elektrode koja je nepropusno polarizirana, a to je skoro redovito kolektor. To, međutim, nije sasvim točno. Promjenom napona na P-N barijeri mijenja se i širina barijere prema relaciji (9.48). Ona kod više nepropusne polarizacije postaje sve šira, time što jače prodire u ono područje koje je slabije onečišćeno. Kod tranzistora s homogenom bazom je koncentracija nečistoća u kolektoru puno veća nego u bazi, pa će se barijera pretežno širiti na račun baze. Dakle, što je napon reverzne polarizacije U_{CB} iznosom veći, baza će biti uža. To je ilustrirano na slici 11.11. Napon propusne polarizacije U_{EB} uzet je konstantnim, pa se zbog toga širina barijere emiter-baza ne mijenja. Kod napona U_{CB1} širina baze je W_1 , a kod U_{CB2} širina je W_2 . Ako je $|U_{CB2}| > |U_{CB1}|$, bit će $W_2 < W_1$. Zbog toga što je $U_{CB} < 0$ je koncentracija $p_{BW} \ll p_{0B}$ i može se uzeti da je $p_{BW} \approx 0$ u usporedbi s koncentracijom p_{B0} , koja je za oba U_{CB} ista, jer se U_{EB} ne mijenja. Zbog toga što je $W_2 < W_1$ bit će kod većeg iznosa napona reverzne polarizacije U_{CB2} i β^* i γ veći nego kod U_{CB1} . To proizlazi iz relacija (11.27) i (11.29). Na osnovu toga slijedi da faktori strujnog pojačanja α i β postaju veći kod viših napona reverzne polarizacije. Slika 11.11 također ilustrira da je u slučaju 2 gradijent koncentracije šupljina veći nego u slučaju 1, znači da će biti veće i struja emitera i struja kolektora iako se napon U_{EB} nije promijenio.

Struja baze se je također promijenila uslijed promjene napona U_{CB} . Njena injeksiona komponenta ostaje ista, dok se je rekombinaciona komponenta smanjila. Kao što je kod P-N diode istaknuto, ta komponenta je proporcionalna akumuliranoj koncentraciji šupljina u bazi.

ranom naboju šupljina u bazi. Uz statičke prilike na osnovu jednadžbe (10.22) slijedi:

$$I_R = \frac{Q_p}{\tau_p} = \frac{S \cdot q \cdot p_{BO} \cdot W}{2 \tau_p} \quad (11.30)$$

Emiterska struja šupljina je proporcionalna gradijentu koncentracije na ulazu u bazu i prema tome jednaka:

$$I_{PE} = \frac{S \cdot q \cdot p_{BO} \cdot D_p}{W} \quad (11.31)$$

Iz izraza (11.30) slijedi da je struja baze kod više reverzne polarizacije manja. Ponašanje struje I_E je suprotno, što slijedi iz izraza (11.31). Treba imati na umu da je zbog rekombinacije gradijent koncentracije šupljina na ulazu u bazu nešto malo veći nego na izlazu iz baze. Zbog toga pad koncentracije šupljina u bazi nije linearan, ali se uz $W \ll L_p$ može uzeti takvim uz dovoljnu točnost.

Efekt promjene širine baze kod promjene napona reverzne polarizacije naziva se obično *Earlyjev efekt*. Uz propusnu polarizaciju obih barijera Earlyjev efekt ne dolazi do izražaja, jer tada dominiraju promjene p_{BO} i p_{BW} , prema relaciji (11.21). Zbog toga što α i β ovise o naponu U_{CB} , istosmjerni faktori strujnog pojačanja nisu identični izmjeničnim faktorima strujnog pojačanja koji su definirani jednadžbama (11.15) i (11.20), nego se u manjoj mjeri razlikuju.

Earlyjev efekt dovodi do reakcije ili povratnog djelovanja izlaznog kruga na ulazni krug tranzistora. On zbog toga ima značajne posljedice na statička i dinamička svojstva tranzistora. Faktori strujnog pojačanja ovise također u izvjesnoj mjeri i o emitterskoj, odnosno kolektorskoj struji. Objašnjenje tog efekta je nešto složenije i bit će dano kasnije.

11.4.

Statičke karakteristike tranzistora

U ovom članku će biti analizirana i prikazana osnovna svojstva statičkih karakteristika tranzistora. Treba, međutim, imati u vidu da još nisu objašnjeni mnogi efekti koji u izvjesnoj mjeri utječu na statičke karakteristike tranzistora, kao što su: pojave visoke injekcije, utjecaji serijskih otpora emitera, baze i kolektora, utjecaj tehnološkog profila tranzistora itd. Unatoč tome izneseno gradivo pruža dovoljnu mogućnost za razumijevanje osnovnih svojstava statičkih karakteristika.

U svakom od osnovnih spojeva tranzistora postoje dva napona i dvije struje koje su u međusobnoj ovisnosti. Za spoj zajedničke baze su to I_E , I_C , U_{EB} i U_{CB} . Od mogućih 12 familija statičkih karakteristika tranzistora samo su 4 familije od važnosti. Za spoj zajedničke baze su to:

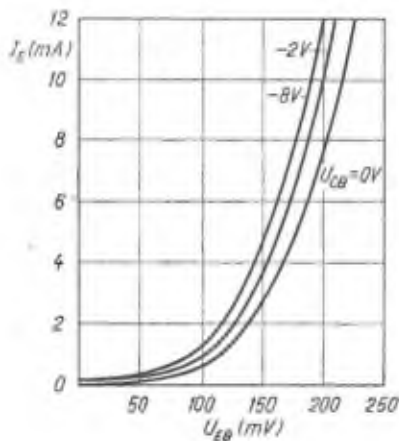
1. $I_E = f(U_{EB})_{U_{CB}}$
2. $I_C = f(U_{CB})_{I_E}$
3. $I_C = f(I_E)_{U_{CB}}$
4. $U_{EB} = f(U_{CB})_{I_E}$

Idući po redu, one se nazivaju: 1. *ulazne karakteristike*, 2. *izlazne karakteristike*, 3. *prijenosne karakteristike* i 4. *karakteristike povratne veze*. Međutim samo dvije od četiri familije karakteristika su međusobno neovisne, i to one koje ne sadržavaju iste veličine bilo kao varijable, bilo kao parametar. Najčešće se daju ulazne i izlazne karakteristike i s njima su statička svojstva tranzistora na danoj temperaturi kompletno određena.

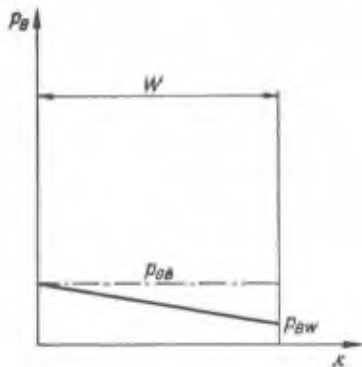
U priručnicima za tranzistore uvijek se daju ulazne i izlazne karakteristike za spoj zajedničkog emitera, često i za spoj zajedničke baze. Dosta često se daju i prijenosne karakteristike, a ponekad i karakteristike povratne veze iako se one dadu odrediti iz prije spomenutih karakteristika. Statičke karakteristike za spoj zajedničkog kolektora se obično ne daju, jer u principu ne daju ništa novo.

1 a. *Ulazne karakteristike tranzistora za spoj zajedničke baze:* $I_E = f(U_{EB})_{U_{CB}}$.

Te karakteristike su za jedan germanijev *P-N-P* tranzistor male snage prikazane na slici 11.12. Pri porastu napona propusne polarizacije U_{EB} raste I_E prema eksponencijalnom zakonu, kao i karakteristika propusno polarizirane diode. Napon



Sl. 11.12. Ulazne karakteristike germanijevog *P-N-P* tranzistora u spoju zajedničke baze.



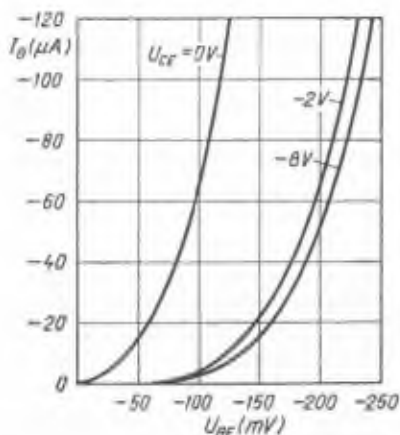
Sl. 11.13. Ilustracija uzroka struje emitera uz $U_{EB} = 0$; $U_{CB} < 0$.

reverzno polariziranog kolektora je parametar. Utjecaj tog napona na struju I_B je posljedica Earlyjevog efekta. Za isti U_{EB} je I_E nešto veći kad je kolektor jače reverzno polariziran. To proizlazi iz slike 11.11, odnosno jednadžbe (11.31).

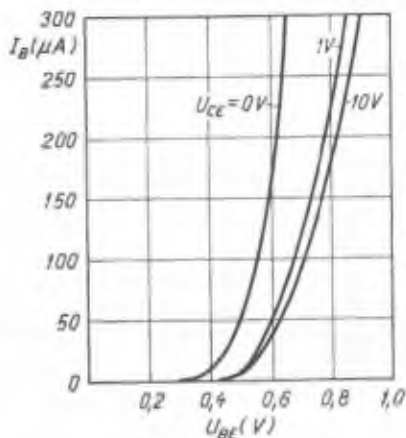
Uz $U_{EB} = 0$ mora biti i $I_E = 0$, kada je $U_{CB} = 0$. Međutim kada je $U_{CB} < 0$, teče vrlo mala emitera struja reda I_{CBO} , koja je rezultat malog gradijenta koncentracije šupljina u bazi izazvanog neravnotežnim prilikama u kolektoru, što je ilustrirano na slici 11.13.

1 b. Ulazne karakteristike tranzistora za spoj zajedničkog emitera: $I_B = (U_{BE})_{U_{CE}}$.

Ovisnost ulazne struje I_B o ulaznom naponu U_{BE} uz izlazni napon U_{CE} kao parametar ilustrirana je na slici 11.14 za jedan germanijev $P-N-P$ tranzistor. Porastom iznosa napona $U_{BE} = -U_{EB}$ struja I_B raste iznosom eksponencijalno jer su injeksiona i rekombinaciona komponenta struje baze proporcionalne emitterskoj



Sl. 11.14. Ulazne karakteristike germanijevog $P-N-P$ tranzistora u spoju zajedničkog emitera.



Sl. 11.15. Ulazne karakteristike silicijevog $N-P-N$ tranzistora u spoju zajedničkog emitera.

struji (prema jednadžbi 11.12), dok se struja I_{CBO} ne mijenja. Struja baze se kod danog U_{BE} u maloj mjeri iznosom smanjuje kad se napon reverzne polarizacije U_{CE} (a zbog toga i U_{CB}) iznosom povećava. Naime, uz te prilike dolazi do suženja baze i smanjenja naboja u njoj, pa se na osnovu Earlyjevog efekta ilustriranog na slici 11.11, odnosno jednadžbe (11.30), takvo ponašanje treba očekivati.

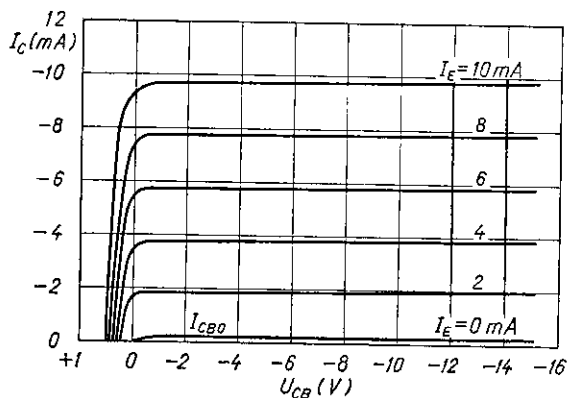
Spoj kolektor-baza je tako dugo reverzno polariziran dok je $|U_{CE}| > |U_{BE}|$. Kad je napon U_{CE} jednak nuli, tranzistor se nalazi u području zasićenja, pa kolektor kao i emiter injektira šupljine u bazu. Ta činjenica objašnjava znatan porast struje baze uz $U_{CB} = 0$ u daleko većoj mjeri nego Earlyev efekt. Uz $U_{CE} < 0$ struja baze je jednaka nuli kod napona $U_{BE} < 0$ (za $P-N-P$ tranzistor) jer je kolektor-baza propusno polariziran. Uz $U_{BE} > 0$, spoj emiter-baza je propusno polariziran, struja baze je vrlo mala i pozitivna, reda $-I_{CBO}$, što je prikazano na slici.

Prethodna vrijede ista razmatranja, samo su za nominalne struje i naponi, što je objašnjeno u članku 10.1 i slijedi iz jednadžbi karakteristike silicijevog $N-P-N$ tranzistora u spoju zajedničkog emitera na slici 11.15. Treba obratiti pažnju na to da su kod svih napona i struja suprotni polaritetima kod $P-N-P$

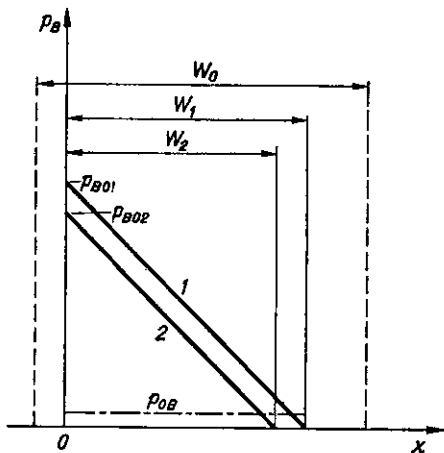
na-
može
je naglog
da se je

2 a. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze: $I_C = f(U_{CB})_{I_E}$.

Te karakteristike su za neki germanijev legirani P-N-P tranzistor prikazane na slici 11.16. Desno od osi ordinata je $U_{CB} < 0$ i tranzistor radi u normalnom aktivnom području, a lijevo od osi ordinata je $U_{CB} > 0$ i tranzistor je u području zasićenja. Vidi se da su u aktivnom području karakteristike skoro horizontalni pravci, s praktički konstantnim međusobnim razmacima, kad se vrijednost parametra I_E mijenja za isti iznos od karakteristike do karakteristike, što je u skladu s jednadžbom (11.11).



Sl. 11.16. Izlazne karakteristike germanijevog legiranog P-N-P tranzistora u spoju zajedničke baze.



Sl. 11.17. Ilustracija utjecaja promjene širine baze na izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze uz konstantnu struju emitatora.

se shvatiti da i kolektor injektira šupljine u bazu. Pojednostavnjeno tumačenje pada kolektorske struje kod porasta U_{CB} u propusnom smjeru svodi se r

Vrlo mali porast struje I_C s porastom iznosa napona U_{CB} je posljedica Earlyjevog efekta. Konstantna struja I_E se kod promjene napona U_{CB} može održati samo ako je gradijent koncentracije šupljina na ulazu u bazu konstantan. Kod porasta U_{CB} mora se dakle U_{EB} smanjiti da bi se tom uvjetu udovoljilo, što je ilustrirano na slici 11.17. Međutim uslijed toga se je smanjila struja baze, jer je naboj šupljina u bazi u stanju 2 manji nego u stanju 1, zbog toga što je $|U_{CB2}| > |U_{CB1}|$. Pretpostavljeno je da je $\gamma = 1$, iako u stvari dolazi i do smanjenja injekcione komponente bazne struje. U karakteristikama je ucrтана vrlo mala reverzna struja I_{CBO} , koja je na sobnoj temperaturi za manje germanijeve tranzistore reda μA (kod silicijevih tranzistora je reda nA), i prikazana je u uvećanom mjerilu. Treba, međutim, uzeti u obzir da I_{CBO} raste s temperaturom vrlo brzo prema relaciji (10.7), što je ilustrirano na slici 10.6. Ta činjenica predstavlja važno ograničenje u mogućnosti korištenja tranzistora na višim temperaturama.

Kod propusnih polariteta U_{EB} i U_{CB} tranzistor radi u području zasićenja. Tada su koncentracije p_{BO} i p_{BW} veće od p_{0B} i

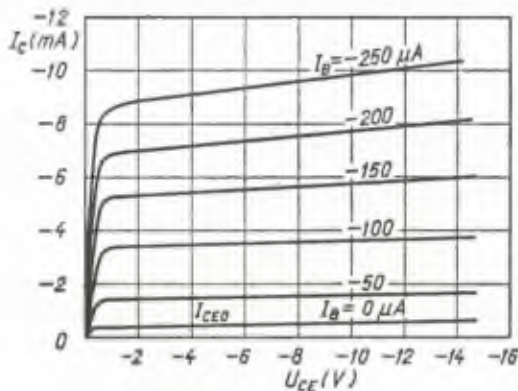
gradijent koncentracije šupljina u bazi smanjio. Kod točnijeg tumačenja tog efekta trebalo bi uzeti u obzir da se koncentracija šupljina u bazi ne mijenja prema zakonu pravca, već da ima progib koji se otprilike vlada prema jednadžbi (11.22).

2 b. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera: $I_C = f(U_{CE})_{I_B}$.

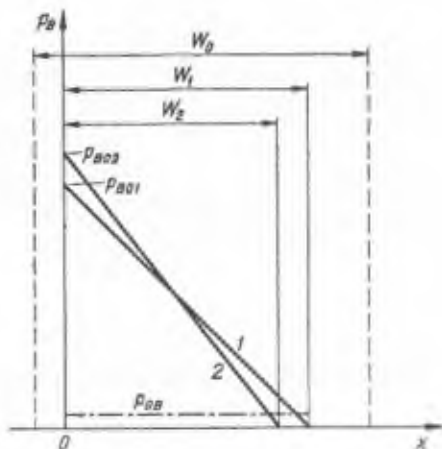
Te karakteristike su za jedan germanijev legirani P-N-P tranzistor prikazane na slici 11.18. U usporedbi s izlaznim karakteristikama u spoju zajedničke baze one pokazuju izrazitiji porast I_C s U_{CE} desno od koljena karakteristike, kao i nagao pad I_C prema nuli kod malih ali negativnih U_{CE} . Lijevo od koljena karakteristike je tranzistor u području zasićenja jer nije više ispunjen uvjet $|U_{CE}| > |U_{BE}|$, što znači da je $U_{CB} > 0$.

Porast struje I_C u regularnom dijelu karakteristike desno od koljena posljedica je Earlyjevog efekta, koji ovdje treba tumačiti uz uvjet da je $I_B = \text{const.}$, što je prikazano na slici 11.19. Suženjem baze kod $|U_{CB2}| > |U_{CB1}|$ može se konstantna struja baze podržati samo ako poraste p_{B0} na vrijednost $p_{B02} > p_{B01}$, odnosno ako poraste napon propusne polarizacije U_{BE} . Za isti naboj šupljina u bazi moraju površine trokuta 2 i 1 biti iste. Kao što se iz slike vidi porastom koncentracije p_{B0} i suženjem W povećao se je gradijent koncentracije šupljina u bazi na svakom mjestu, što dovodi do izrazitijeg povećanja I_C nego u spoju zajedničke baze. Tumačenje tog efekta slijedi i iz jednadžbe (11.16), uzevši u obzir da α postaje veći što je baza uža. Kada je $I_B = 0$, tada je $I_C = I_{CEO} = I_{CBO} (1 + \beta)$.

Temperaturna ovisnost statičkih karakteristika tranzistora slijedi iz razmatranja provedenih za P-N diodu. Što se tiče ulaznih karakteristika, temperaturna ovisnost bit će diktirana relacijom (10.9), odnosno (10.10), ovisno o tome da li se podržava konstantan ulazni napon,



Sl. 11.18. Izlazne karakteristike germanijevog legiranog P-N-P tranzistora u spoju zajedničkog emitera.

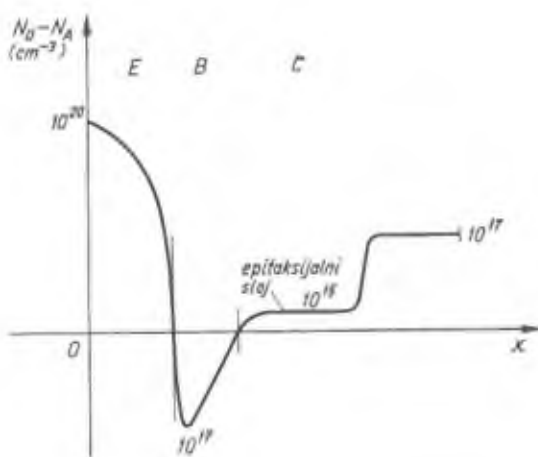


Sl. 11.19. Ilustracija utjecaja promjene širine baze na izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera uz $I_B = \text{const.}$

odnosno ulazna struja. Temperaturna ovisnost izlaznih karakteristika diktirana je prvenstveno ovisnošću struje I_{CBO} koja se prema relaciji (10.7) podvostručuje kod porasta temperature od 9 do 10 °C. U izlaznim karakteristikama spoja zajedničkog emitera je temperaturna ovisnost kolektorske struje daleko izrazitija, jer zbog uvjeta $I_B = \text{const.}$, raste I_C kao $I_{CBO}/(1 - \alpha)$.

11.5. Utjecaj dodatnih efekata na statičke karakteristike tranzistora

Utjecaj omskih otpora kolektora i baze. Do sada je bilo pretpostavljeno da se izvana narinuti naponi u cjelini pojavljuju kao naponi na barijerama. S obzirom na to da područja emitera, baze i kolektora imaju konačan otpor, ta tvrdnja nije savim točna. Što se tiče emitera, koncentracija nečistoća u njemu je vrlo visoka, a zbog toga je i njegov otpor vrlo malen, tako da se može zanemariti. Kolektor je kod legiranih tranzistora također jako onečišćen, pa se kod tih tranzistora i serijski otpor kolektora može zanemariti. Drugačija je situacija kod difuzionih tranzistora, čiji je tehnološki profil prikazan na slici 11.3b. Koncentracija nečistoća u kolektoru takvih tranzistora je niska, pa serijski otpor kolektora tih tranzistora nije zanemariv, i može iznositi do 100 Ω . Zbog toga se napon na barijeri kolektor-baza $U_{C'B'}$ (vidi

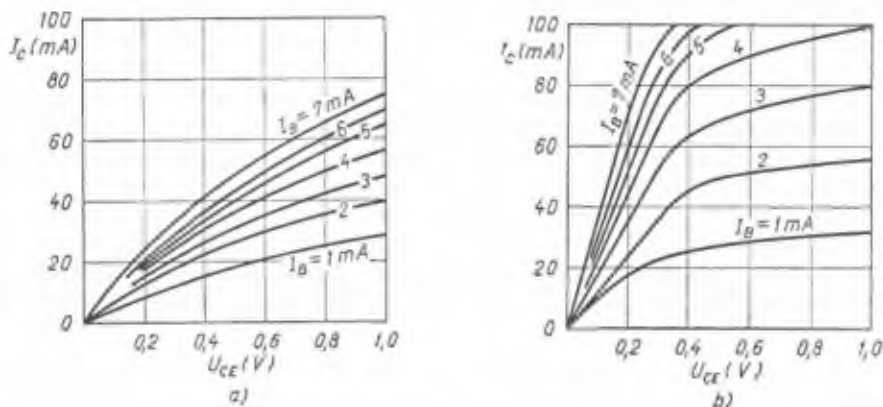


Sl. 11.20. Tehnološki profil difuzionog planarno-epitaksijalnog N-P-N tranzistora.

sliku 11.30) razlikuje od izvana narinutog napona U_{CB} , što ima za posljedicu da su izlazne karakteristike takvih tranzistora pomaknute nešto udesno. Konkretno, napon koljena karakteristike ili približno napon na rubu zasićenja U_{CES} u spoju zajedničkog emitera je kod njih za nekoliko stotina mV pomaknut udesno, tj. iznosom je veći. Daljnja posljedica male vodljivosti kolektora je ta da Earlyjev efekt slabije dolazi do izražaja, jer se kod povišenja kolektorskog napona barijera jače širi u područje slabo onečišćenog kolektora nego u područje baze.

Treba napomenuti da se je u najnovije vrijeme jednim tehnološkim postupkom, tzv. *planarno-difuziono-epitaksijalnim postupkom* uspjelo očuvati prednosti difuzionog postupka i pri tom u velikoj mjeri smanjiti serijski otpor kolektora. Tehnološki profil difuziono-planarno-epitaksijalnog tranzistora prikazan je na slici 11.20.

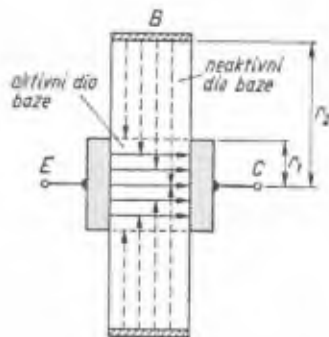
Kolektor takvih tranzistora sastoji se iz dva sloja. Na vrlo uski (cca $10\ \mu$) *epitaksijalni sloj*, koji je vrlo slabo onečišćen, nadovezuje se mnogo širi sloj dobro vodljivog kolektorskog tijela, koji je ujedno i ishodišni materijal pri fabricaciji



Sl. 11.21. Izlazne karakteristike u spoju zajedničkog emitera u području malih U_{CE} silicijevog planarno-difuzionog $N-P-N$ tranzistora: a) bez epitaksijalnog sloja, b) s epitaksijalnim slojem.

takvih tranzistora. Budući da je epitaksijalni sloj vrlo uzak, on vrlo malo djeluje na serijski otpor kolektora, koji je zbog toga malen. Izlazne karakteristike dvaju inače identičnih planarno-difuzionih silicijevih $N-P-N$ tranzistora od kojih jedan sadrži epitaksijalni sloj a drugi ne sadrži, prikazane su na slici 11.21. Kao što se vidi, kod tranzistora s epitaksijalnim slojem je porast kolektorske struje u području malih U_{CE} puno nagliji.

Omski otpor baze povezan je uglavnom s transverzalnim smjerom struje baze, koju sačinjavaju većinski nosioci, tj. elektroni. Ta struja je driftna, a smjerom je okomita na glavni smjer difuzione struje od emitera prema kolektoru, pa izaziva transverzalni pad napona. Na slici 11.22 ilustriran je efekt omskog otpora baze na pojednostavljenom primjeru legiranog tranzistora, jednakih površina emitera i kolektora. Geometrija tranzistora je kružna, time da baza ima priključak u obliku prstena duž vanjskog promjera tranzistora. Smjer struje šupljina prikazan je punim linijama. Elektroni, čije je gibanje ilustrirano crtkanim linijama, ulaze preko priključka baze radijalno najprije u neaktivno područje baze predstavljeno šupljim



Sl. 11.22. Ilustracija otpora baze na primjeru legiranog tranzistora.

valjkom visine W , vanskog polumjera r_2 i unutarnjeg polumjera r_1 . Nakon toga prelaze u aktivno područje baze s vanjskim polumjerom r_1 i tu se na raznim mjestima ili rekombiniraju sa šupljinama ili se injektiraju u emiter. Otpor neaktivnog (vanjskog) dijela baze je koncentriran i može se razmjerno jednostavno proračunati i predočiti s otporom r_B'' . Otpor aktivnog (unutarnjeg) dijela baze je distribuiran, jer svi elektroni ne prelaze isti put prije nego što se rekombiniraju. Može ga se međutim otprilike predočiti također s jednim otporom r_B' u seriji s r_B'' , tako da je ukupan omski otpor baze $r_B = r_B' + r_B''$. Točnija predodžba unutarnjeg otpora baze pod dinamičkim prilikama vodi na jednu r - C mrežu.

Jedna od posljedica omskog otpora baze je transversalan pad napona $I_B \cdot r_B$, koji dovodi do toga da je napon na emitorskoj barijeri $U_{EB'}$ manji od izvana narinutog napona U_{EB} . Za unutrašnju točku baze B' se može uzeti da leži na rubu aktivnog dijela baze, dok je B vanjski priključak baze (vidi sliku 11.30). Daljnja posljedica otpora baze je nejednolik napon na barijeri emiter-baza. Periferija aktivnog dijela baze je negativnija od njenog središta, tako da je napon propusnog polariteta na barijeri najviši duž periferije, a najniži u sredini baze. Posljedica toga je da emitorska struja nije jednoliko raspoređena duž površine emitera, nego je najveća duž njegove periferije, a najmanja u centralnom dijelu. Ta pojava dolazi to jače do izražaja što je veća emitorska struja, pa prema tome jače dolazi do izražaja kod snažnijih tranzistora.

Može se pokazati da se otpor aktivnog i neaktivnog dijela baze može predočiti u obliku:

$$r_B = \frac{q_B}{W} \cdot f(\text{geometrije}). \quad (11.32)$$

Otpor baze je to veći što je njen specifični otpor veći, odnosno koncentracija nečistoća manja, i što je baza uža. On je, nadalje, neka funkcija konkretnog geometrijskog oblika baze. Zahtjev za malim r_B proturječi, dakle, inače osnovnom zahtjevu za malim širinama baze, koji se nipošto ne smije narušiti, pa se kompromis traži u izvjesnom povećanju vodljivosti baze iako pri tome efikasnost emitera postaje nešto niža. Napominje se da omski otpor baze u stvari igra važnu ograničujuću ulogu kod rada tranzistora na visokim frekvencijama, zbog toga što se preko njega ostvaruje povratna veza između izlaznog i ulaznog kruga tranzistora. Zbog toga se otpor baze posebno kod tranzistora namjenjenih za rad na visokim frekvencijama nastoji učiniti što manjim. Tipične vrijednosti otpora baze su od desetak do stotinjak oma. Kod visoke injekcije omski otpor baze može znatno opasti zbog pojave modulacije vodljivosti, opisane u članku 9.4.

Ovisnost faktora strujnog pojačanja o nivou injekcije. *Utjecaj nivoa injekcije na transportni faktor.* Iz danih relacija za transportni faktor i efikasnost emitera slijedilo bi da faktor strujnog pojačanja ovisi samo o kolektorskom naponu zbog Earlyjevog efekta. Faktori strujnog pojačanja α odnosno β ovise međutim i o nivou injekcije, tj. o veličini emitorske ili kolektorske struje. Izvedene relacije za β^* i γ dobivene su uz pretpostavku niske injekcije, tj. uvjeta da je koncentracija injektiranih šupljina na ulazu u bazu p_{B0} , puno manja od ravnotežne koncentracije većinskih elektrona u bazi $n_{0B} \approx N_{DB}$. Budući da p_{B0} varira eksponencijalno s U_{EB} , a n_{0B} je razmjerno nizak (10^{14} - 10^{15} cm⁻³), baza dolazi u stanje visoke injekcije $p_{B0} \approx n_{0B}$ kod germanijevih tranzistora uz napone U_{EB} od 150 do 200 mV, a kod silicijevih tranzistora uz napone od 550 do 600 mV. Emiter

ne ulazi nikad u stanje visoke injekcije zbog njegove visoke specifične vodljivosti, a što se tiče kolektora on se u takvom stanju može naći kod difuzionih tranzistora, u području zasićenja.

Koncentracija nosilaca u bazi tranzistora u stanju visoke injekcije prikazana je na slici 11.23 za slučaj $p_{BO} \approx n_{OB}$. Napon $U_{CB} < 0$, pa je $p_{BO} \gg p_{OB} \gg p_{BW}$, tako da se p_{OB} i p_{BW} mogu zanemariti.

Zbog toga što je $\sigma_E \gg \sigma_B$, za elektronsku komponentu struje emitera se pretpostavlja da je beznačajna, tj. uzima se $I_{NE} \approx 0$, $\gamma \approx 1$. Šupljinska komponenta struja emitera $I_{PE} \approx I_E$ opisana je jednadžbom (11.31), a rekombinaciona komponenta bazne struje $I_R \approx I_B$ jednadžbom (11.30).

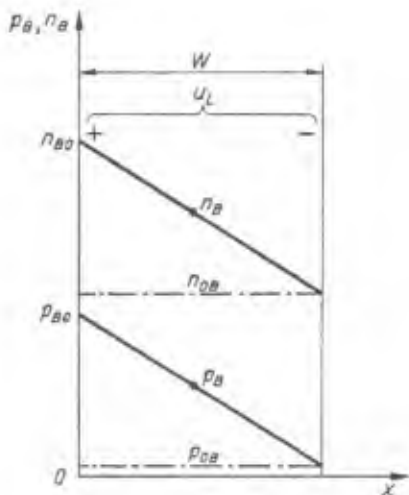
Iz slike 11.23 slijedi da elektroni nastoje difundirati od emitterskog ruba baze prema kolektorskom rubu. Kada to jednom vrlo malom broju elektrona uspije, dolazi do manjka elektrona na lijevom rubu i do viška elektrona na desnom rubu. Baza dakle više nije u odsječcima striktno neutralna i posljedica neravnoteže naboja je *električko polje*, odnosno longitudinalni pad napona duž baze s plusom na lijevom, a minusom na desnom rubu baze. Budući da je $I_{NE} \approx 0$, moraju se difuziona i driftna komponenta elektronske struje u bazi poništavati. Prema tome može se upotrijebiti relacija (3.58), što daje za longitudinalni gradijent potencijala u bazi relaciju (koja je formalno analogna relaciji 3.59):

$$\frac{dU}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{dn_B}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{dn_B}{n_{OB} + p_B} \quad (11.33)$$

Gradijent potencijala (ugrađeno električko polje), objašnjen u članku 3.8, bio je rezultat nehomogenosti poluvodiča, a ovdje je rezultat visoke injekcije. Integracija jednadžbe (11.33), uzevši u obzir da je za $x = 0$, $n_B = p_{BO} + n_{OB}$, a za $x = W$, $n_B = n_{OB}$, daje:

$$U_L = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{p_{BO}}{n_{OB}} \right) \quad (11.34)$$

Izraz (11.34) pokazuje da je longitudinalni pad napona U_L to veći što je nivo injekcije p_{BO}/n_{OB} viši, dok u slučaju niske injekcije iščezava. Posljedica longitudinalnog (neomskog) pada napona je ta da se vanjski napon U_{EB} ne pojavljuje u punom iznosu na barijeri emiter-baza, čak kad se apstrahira omski otpor baze i s njim povezan transverzalni pad napona.



Sl. 11.23. Raspodjela koncentracija nosilaca u bazi tranzistora u stanju visoke injekcije.

Iz uvjeta kvazineutralnosti proizlazi da se koncentracije elektrona i šupljina u bazi mijenjaju otprilike na isti način:

$$\frac{dp_n}{dx} = \frac{dn_B}{dx}. \quad (11.35)$$

Iz danih relacija, kao i iz slike 11.23, proizlazi da se difuziona i driftna komponenta struje šupljina potpomažu:

$$I_E \approx I_{PE} = -qS \left(D_{PB} \frac{dp_B}{dx} + \mu_{PB} \cdot p_B \frac{dU}{dx} \right). \quad (11.36)$$

Upotrebom Einsteinove relacije (3.54), te relacija (11.33) i (11.35), uzevši u obzir da je:

$$\frac{dp_B}{dx} = -\frac{p_{BO}}{W}, \quad (11.37)$$

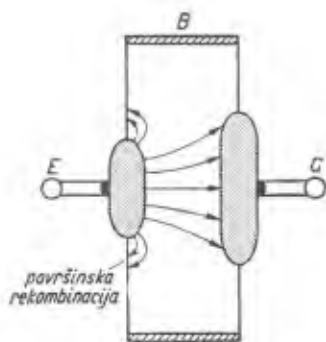
dobiva se za šupljinsku struju emitera:

$$I_{PE} = \frac{S \cdot q \cdot p_{BO} \cdot D_{PB}}{W} \left(1 + \frac{p_{BO}}{n_{ON} + p_{BO}} \right). \quad (11.38)$$

Prvi član izraza (11.38) daje difuzionu, a drugi član driftnu struju, koja kao što se vidi iščezava kod niske injekcije. U graničnom slučaju vrlo visoke injekcije je $p_{BO} \gg n_{ON}$, pa izraz (11.38) teži prema:

$$I_{PE} \approx \frac{S \cdot q \cdot 2 D_{PB} \cdot p_{BO}}{W}. \quad (11.39)$$

U graničnom slučaju vrlo visoke injekcije jednake su komponente difuzije i drifta, što se može interpretirati kao podvostručenje difuzione konstante. Za slučaj vrlo visoke injekcije može se izračunati U_L i na osnovu toga izraziti I_E kao funkciju vanjskog napona U_{EB} . Taj postupak se izostavlja i napominje se da I_E kao funkcija U_{EB} ima eksponencijalni karakter prema jednadžbi (10.1).



Sl. 11.24. Ilustracija površinske rekombinacije u tranzistoru.

Ako se rezultati visoke injekcije kompariraju s rezultatima niske injekcije, vidi se da se transportni faktor β^* kod visoke injekcije poboljšava, što pokazuje relacija (11.27), budući da je $L_p^2 = D_p \cdot \tau_p$, a difuziona konstanta porastom injekcije raste. To znači da udio rekombinacije unutar volumena baze relativno opada.

Rekombinacija se odigrava ne samo unutar volumena baze već i na njenoj površini. Najintenzivnija *površinska rekombinacija* se odigrava uz rub emitterske barijere, jer je tamo koncentracija injektiranih šupljina najveća. Ta pojava je za jedan legirani tranzistor ilustrirana na slici 11.24. Za struju površinske rekombinacije vrijedi relacija (koja se daje bez objašnjenja):

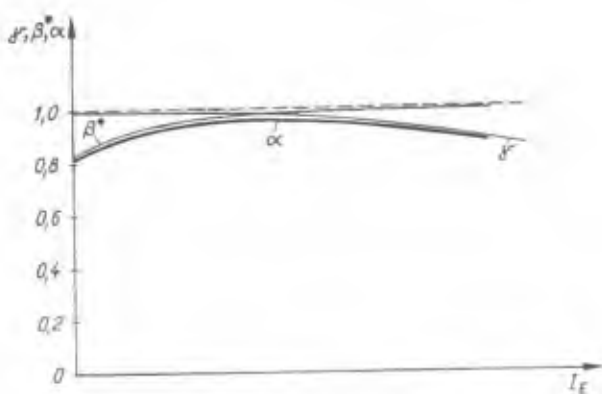
$$I_{SR} = q \cdot p_{BO} \cdot s \cdot S_R \quad (11.40)$$

Veličina s (cm/s) je tzv. brzina površinske rekombinacije, koja je jako ovisna o svojstvima, načinu obrade i zaštite površine. Rekombinaciona površina označena je sa S_R . U prikazanom slučaju to je uska prstenasta površina oko periferije emitera. Transportni faktor bit će to bolji što je omjer I_{SR}/I_{PE} manji. Za taj omjer vrijedi relacija:

$$\frac{I_{SR}}{I_{PE}} = \frac{S_R \cdot s \cdot W}{S \cdot D_{PB}} \quad (11.41)$$

Kod više injekcije se navedeni omjer smanjuje jer se difuziona konstanta povećava. Sumarno, dakle, slijedi: da se idući prema višim injekcijama transportni faktor poboljšava jer se smanjuje relativni udio volumne i površinske rekombinacije.

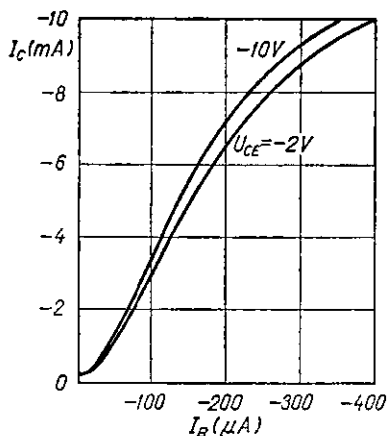
Utjecaj nivoa injekcije na efikasnost emitera. Idući od niskih k višim nivoima injekcije dolazi do porasta transportnog faktora β^* i taj efekt prevladava tako da α odnosno β raste. Kod još viših nivoa injekcije tome se počinje suprotstavljati jedan



Sl. 11.25. Ovisnost β^* , γ i α o emitterskoj struji.

drugi efekt povezan s *modulacijom vodljivosti* baze. Kada je, naime, $p_{BO} > n_{OB}$, prosječna koncentracija elektrona u bazi naraste znatno iznad n_{OB} , što ima za posljedicu porast vodljivosti baze. Pod tim prilikama nije više elektronska komponenta struje emitera zanemariva u odnosu na šupljinsku i idući k višim nivoima injekcije efikasnost emitera postepeno opada i taj efekt prevladava, tako da i α opada.

Efikasnost emitera može se pisati u obliku:



Sl. 11.26. Prijenosne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera.

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{BMOD} W}{\sigma_E L_{NE}}} \quad (11.42)$$

Budući da je kod sve viših nivoa injekcije modulirana vodljivost baze sve veća, faktor injekcije postepeno opada. Na slici 11.25 prikazana je ovisnost β^* , γ i α o emitorskoj struji za neki germanijev tranzistor. Sumarne promjene faktora strujnog pojačanja u čitavom korisnom intervalu struja su umjerene. Naravno da su promjene faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera puno izrazitije zbog toga što je $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$. Prijenosne karakteristike $I_C = f(I_B)_{U_{CE}}$, prikazane na slici 11.26, ilustriraju opisano ponašanje faktora strujnog pojačanja.

Utjecaj rekombinacije i generacije u barijeri na faktor strujnog pojačanja. Navedeni utjecaji nivoa injekcije dovoljni su da objasne ponašanje faktora strujnog pojačanja germanijevih tranzistora. Kod silicijevih tranzistora se međutim opaža da kod vrlo malih struja reda destak μA na niže faktor strujnog pojačanja drastično opada, tako da se iznos α kreće od 0,10 do 0,25. Površinska rekombinacija može kod malih struja biti relativno znatna, ali ipak nedovoljna da objasni tako jak pad faktora strujnog pojačanja.

Taj pad strujnog pojačanja objašnjava se u velikoj mjeri generaciono-rekombinacionim mehanizmom u barijeri emiter-baza. U članku 10.1 je objašnjeno da se odsustvo zasićenja u reverznom dijelu karakteristike silicijevih dioda objašnjava uglavnom generacijom nosilaca u barijeri koju vrše generaciono-rekombinacioni centri. Uz nepropusni polaritet ti centri djeluju kao generacioni, a uz propusni polaritet djelovat će kao rekombinacioni. Pojava relativno izrazite rekombinacije u barijeri može doći do izražaja samo kod vrlo niskih propusnih napona, odnosno struja, jer je koncentracija rekombinacionih centara ograničena, pa se oni kod većih struja popunjuju i dolaze sve manje do izražaja.

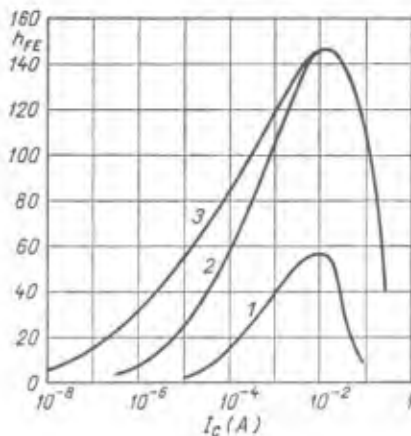
Na rad tranzistora se ta pojava očituje kao smanjenje efikasnosti emitera kod vrlo malih struja. To znači da šupljine koje idu iz emitera rekombiniraju u znatnoj mjeri u barijeri emiter-baza s elektronima i prema tome ne stižu u bazu. Ukoliko se rekombinaciona struja u barijeri označi sa I_{RG} , efikasnost emitera može se pisati u obliku:

$$\gamma = \frac{I_{PE}}{I_{PE} + I_{NE} + I_{RG}} \quad (11.43)$$

Povećanjem struje emitera njene komponente I_{PE} i I_{NE} rastu uglavnom proporcionalno, dok komponenta I_{RG} ostaje konstantna, što znači da γ raste.

Na slici 11.27 prikazana je ovisnost istosmjernog faktora strujnog pojačanja β (za koji se vrlo često upotrebljava simbol h_{FE}) o kolektorskoj struji za tri silicijeva N - P - N tranzistora: 1. je legirani tranzistor, 2. je difuzioni tranzistor izveden u tzv. *mesa*-tehnicu, a 3. je difuziono-palanarni tranzistor, inače identičan tranzistoru 2. Optimalni h_{FE} je za sva tri odabrana tranzistora kod $I_C = 10$ mA. Kod tranzistora 1 i 2 važan udio u smanjenju h_{FE} kod malih struja ima površinska rekombinacija, a u tranzistoru 3 je planarnom tehnikom površinska rekombinacija jako potisnuta, tako da kod vrlo malih struja dominira rekombinacija u barijeri. Kao što se vidi, planarnom tehnikom je jako proširen interval struja I_C unutar kojeg h_{FE} ima zadovoljavajuću vrijednost.

Kod određene struje faktor strujnog pojačanja ovisi o temperaturi, odnosno raste s temperaturom, naročito kod silicijevih tranzistora, koji imaju širi temperaturni dijapazon od germanijevih. Tako npr. maksimalni h_{FE} može na temperaturi od 120 °C imati 3-4 puta veću vrijednost nego na temperaturi - 50 °C. To je posljedica činjenice što vrijeme života τ raste s porastom temperature. Zbog toga raste transportni faktor, a preko njega i α i h_{FE} .



Sl. 11.27. Ovisnost faktora strujnog pojačanja h_{FE} o kolektorskoj struji; 1. Legirani tranzistor, 2. Mesa-tranzistor, 3. Difuziono-planarni tranzistor.

11.6.

Ebers-Mollov model tranzistora

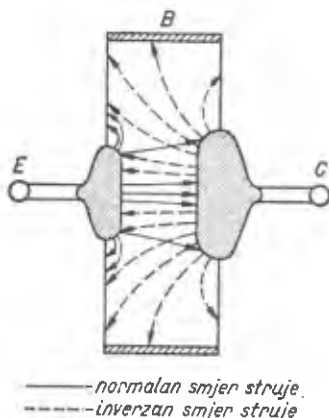
Teoretski model tranzistora i analitičke relacije (11.24) i (11.25), koje daju ovisnost struja I_E i I_C o naponima U_{EB} i U_{CB} , ograničene su na tranzistore s homogenom bazom i jednodimenzionalni tok struje, a usput su i neprikladne za praktičku upotrebu. Kod realnih tranzistora tok struje nije nikad strogo uzevši jednodimenzionalan, a tehnološke i geometrijske veličine koje figuriraju pred naponskim funkcijama u jednadžbama (11.24) i (11.25) su na gotovim tranzistorima teško mjerive.

Ebers i *Moll* su pokazali da je pod uvjetima niske injekcije, uz zanemarenje Earlyjevog efekta i generacije i rekombinacije u barijeri, te otpora emitera, baze i kolektora, ali bez ograničenja na homogenost baze i jednodimenzionalnost, moguće struje emitera i kolektora prikazati u slijedećem obliku:

$$I_E = a_{11} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) + a_{12} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right), \quad (11.44)$$

$$I_C = a_{21} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) + a_{22} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right). \quad (11.45)$$

Formalnim oblikom su gornje jednadžbe jednake Shockleyjevim jednadžbama (11.24) i (11.25), ali su općenitije zbog manjih ograničenja. Struje I_E i I_C su izražene kao linearna kombinacija naponskih funkcija. Znači da se kod određivanja struja može upotrijebiti zakon superpozicije,



Sl. 11.28. Ilustracija efekta geometrije legiranog tranzistora na transportni faktor u normalnom i inverznom smjeru.

$\gamma_N > \gamma_I$ jer je kolektor slabo vodljiv, a također je i $\beta_N^* > \beta_I^*$, tako da je kod obih vrsti tranzistora uvijek $a_N > a_I$.

Koeficijent a_{11} daje se interpretirati kao ona struja emitera I_{ES} koja teče uz $U_{EB} < 0$, i $U_{CB} = 0$. Pri tome je $-a_{11} = I_{ES} < 0$. Na sličan način se definira i struja I_{CS} , što daje:

$$I_R = -I_{ES} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) + a_I I_{CS} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right), \quad (11.46)$$

$$I_C = a_N I_{ES} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right). \quad (11.47)$$

Transforni članovi $a_{12} = a_I I_{CS}$ i $a_{21} = a_N I_{ES}$ sadržavaju u sebi prijenosna ili transforna svojstva tranzistora. Komparacijom s jednadžbama (11.24) i (11.25) proizlazi:

$$a_N I_{ES} = a_I I_{CS}. \quad (11.48)$$

Ta relacija se može dokazati i za općeniti tranzistor uz navedena ograničenja, a posljedica je linearnog zakona rekombinacije. Jednadžbe (11.46) i (11.47) mogu se pisati i u slijedećem obliku:

$$I_E = -a_I I_C - I_{EBO} \left(e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} - 1 \right), \quad (11.49)$$

$$I_C = -a_N I_E - I_{CBO} \left(e^{\frac{qU_{CB}}{kT}} - 1 \right). \quad (11.50)$$

Za struje I_{EBO} i I_{CBO} vrijede na osnovu jednadžbi (11.46)-(11.48) slijedeće relacije:

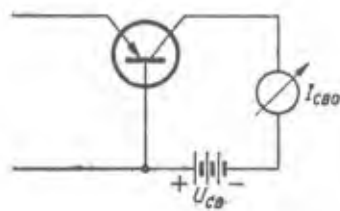
$$I_{EBO} = I_{ES} (1 - \alpha_N \alpha_I), \quad (11.51)$$

$$I_{CBO} = I_{CS} (1 - \alpha_N \alpha_I). \quad (11.52)$$

Struja I_{CBO} je poznata od ranije: $I_C = I_{CBO}$, uz $I_E = 0$; $U_{CB} < 0$, što je ilustrirano na slici 11.29. Na analogan način ($I_C = 0$; $U_{EB} < 0$), određuje se struja I_{EBO} . Iz relacija (11.48), (11.51) i (11.52) slijedi važna relacija:

$$\alpha_N I_{EBO} = \alpha_I I_{CBO}. \quad (11.53)$$

Relacije (11.48) i (11.53) pokazuju da četiri koeficijenta Ebers-Mollovih jednadžbi nisu neovisni, već da tri od njih određuju četvrti. Sve četiri veličine u jednadžbi (11.53) mogu se izmjeriti. Za $P-N-P$ tranzistore su I_{ES} , I_{CS} , I_{EBO} i I_{CBO} negativne veličine, dok su za $N-P-N$ tranzistore pozitivne. Faktori strujnog pojačanja α_N i α_I su uvijek pozitivni i manji od jedan. Napominje se da jednadžbe (11.46), (11.47), (11.49) i (11.50) vrijede u sva četiri područja rada tranzistora.



Sl. 11.29. Način mjerenja struje I_{CBO} .

1. *Zaporno područje:* $U_{EB} < -kT/q$, $U_{CB} < -kT/q$. Iz jednadžbi (11.49) i (11.50) proizlazi:

$$I_E = I'_{EBO} = \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_N), \quad (11.54)$$

$$I_C = I'_{CBO} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_I). \quad (11.55)$$

Kad su obje barijere reverzno polarizirane, struje emitera i kolektora su vrlo male, reda I_{CBO} , ali nešto manje od nje, naročito struja I'_{EBO} .

2. *Aktivno područje:* $U_{EB} \geq 0$, $U_{CB} < -kT/q$. Iz jednadžbe (11.50) slijedi poznata relacija:

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{CBO}. \quad (11.56)$$

Kada je $I_E = 0$, onda je $I_C = I_{CBO}$. Napon U_{EB} nije pri tome jednak nuli, nego ima vrijednost U_{EBO} koja slijedi iz jednadžbi (11.49) i (11.53):

$$U_{EBO} = \frac{kT}{q} \ln(1 - \alpha_N). \quad (11.57)$$

Kao što se vidi, U_{EBO} je negativan, znači da je emitorska barijera slabo reverzno polarizirana kada je $I_E = 0$, a $U_{CB} < 0$.

3. *Inverzno aktivno područje*: $U_{EB} < -kT/q$, $U_{CB} \geq 0$. Iz jednadžbe (11.49) proizlazi:

$$I_E = -\alpha_I I_C + I_{EBO}. \quad (11.58)$$

4. *Područje zasićenja*: $U_{EB} > 0$, $U_{CB} > 0$. Naponi propusno polariziranih barijera su maleni, tipično nekoliko stotina mV, tako da su struje I_E i I_C diktirane naponima napajanja i otporima vanjskog električkog kruga. Struje I_E i I_C određuju dakle napone U_{EB} i U_{CB} . Iz jednadžbi (11.49) i (11.50) slijedi:

$$U_{EB} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_E + \alpha_I I_C - I_{EBO}}{-I_{EBO}}, \quad (11.59)$$

$$U_{CB} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_C + \alpha_N I_E - I_{CBO}}{-I_{CBO}}. \quad (11.60)$$

Sve navedene relacije bit će ilustrirane na primjeru jednog germanijevog legiranog P-N-P tranzistora čiji je $\alpha_N = 0,98$, a $\alpha_I = 0,70$. Uz $I_{CBO} = -5 \mu A$ izlazi za $I_{EBO} = -3,5 \mu A$. U zapornom području je $I'_{CBO} = -5 \mu A$, $I'_{EBO} = -0,24 \mu A$. Napon $U_{EBO} = -100$ mV. Ako je tranzistor u području zasićenja uz $I_E = 12$ mA i $I_C = -10$ mA, dobiva se za $U_{EB} = 182$ mV, $U_{CB} = 149$ mV.

Spoj zajedničkog emitera. Za ulazni i izlazni napon vrijedi $U_{EB} = -U_{BE}$; $U_{CE} = U_{CB} + U_{BE}$. Iz uvjeta $I_E + I_C + I_B = 0$ dobiva se eliminacijom I_E iz jednadžbe (11.50):

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B - \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_N} \left(e^{\frac{q(U_{CE} - U_{BE})}{kT}} - 1 \right). \quad (11.61)$$

U slučaju aktivnog područja je $U_{BE} < 0$; $U_{CE} - U_{BE} < 0$, jednadžba (11.61) prelazi u poznatu jednadžbu (11.16). Kada je $I_B = 0$, $I_C = I_{CEO}$, pa pripadni napon U_{BEO} uz $U_{CB} < 0$, proizlazi iz jednadžbi (11.49) i (11.50):

$$U_{BEO} = -\frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{\alpha_N(1 - \alpha_I)}{(1 - \alpha_N)\alpha_I} \right]. \quad (11.62)$$

Vidi se da je napon $U_{BEO} < 0$, što znači da je uz $I_B = 0$, spoj emiter-baza propusno polariziran.

U zapornom području iz jednadžbi (11.54) i (11.55) proizlazi:

$$I_B = -(I'_{CBO} + I'_{EBO}). \quad (11.63)$$

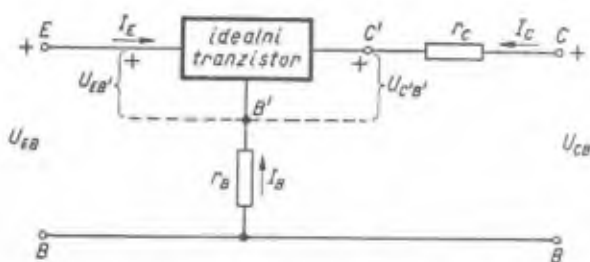
U području zasićenja iz uvjeta $U_{CE} = U_{CB} - U_{EB}$ i jednadžbi (11.59) i (11.60) proizlazi:

$$U_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{(I_C + \alpha_N I_E - I_{CBO})\alpha_I}{(I_E + \alpha_I I_C - I_{EBO})\alpha_N}. \quad (11.64)$$

Eliminacijom I_E jednačba (11.64) poprima slijedeći oblik:

$$U_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{[a_N I_B - I_C (1 - a_N)] a_I}{[I_B + I_C (1 - a_I)] a_N} \quad (11.65)$$

U jednačbi (11.65) izostavljeni su članovi I_{EBO} i I_{CBO} jer su puno manji od I_C i I_B . Za navedeni tranzistor je $U_{BEO} = -75$ mV. U zasićenju uz $I_E = 12$ mA, $I_C = -10$ mA, odnosno $I_B = -2$ mA, iz uvjeta $U_{CE} = U_{CB} - U_{EB}$, ili jednačbe (11.65) proizlazi da je $U_{CE} = -33$ mV.



Sl. 11.30. Shematski prikaz realnog tranzistora.

Do sada je pretpostavljano da su otpori tijela baze r_B i kolektora r_C jednaki nuli. Analiza provedena u članku 11.5 je pokazala da to za r_B nije nikada tačno, dok je za r_C to približno tako samo u slučaju tranzistora s kolektorom velike specifične vodljivosti. Zbog toga će se vanjski naponi U_{EB} i U_{CB} razlikovati od napona na barijerama $U_{EB'}$ i $U_{C'B'}$. To je ilustrirano na slici 11.30. *Realni* tranzistor sastoji se dakle od *idealnog*, kome su dodani r_B i r_C .

Samo za idealni tranzistor vrijede Ebers-Mollove jednačbe, međutim efekte parazitnih elemenata r_B i r_C je lako obuhvatiti. Na osnovu slike 11.30 očite su relacije: $U_{BE} = U_{B'E} + I_B r_B$; $U_{CE} = U_{C'E} + I_C r_C$; $U_{CB} = U_{C'B'} + I_C r_C - I_B r_B$. Granica aktivnog područja i područja zasićenja određena je teoretski uvjetom $U_{C'B'} = 0$. Međutim napon $U_{C'B'}$ nije direktno mjeriv, pa se zbog toga često granica aktivnog područja definiše uvjetom $U_{CB} = 0$. Legirani tranzistori su pri tome još uvijek u aktivnom području jer je $r_C \approx 0$, a zbog toga je $U_{C'B'} < 0$. Kod difuzionih tranzistora je situacija obrnuta tj. uz $U_{CB} = 0$, je redovito $U_{C'B'} > 0$. Kad je $U_{C'B'} = 0$, odnosno i približno kad je $U_{CB} = 0$, tada je $I_{CBO} = 0$, pa je na rubu zasićenja ispunjena relacija:

$$\frac{I_C}{I_B} = \beta_N = h_{FE}. \quad (11.66)$$

U području zasićenja je omjer struja I_C/I_B uvijek manji od h_{FE} na rubu aktivnog područja i nego u aktivnom području.

Zaključno se može reći da Ebers-Mollove jednačbe daju jednostavan i koristan model za proučavanje statičkih svojstava tranzistora. One su upotrebljive i često se koriste za proučavanje dinamičkog ponašanja tranzistora u režimu velikih

signala i niskih frekvencija, naročito kad tranzistor radi kao sklopka u impulsnim sklopovima. Točnost modela je ograničena zbog uvodno spomenutih ograničenja, a suglasnost s eksperimentom je razmjerno dobra kod germanijevih tranzistora, naročito kod legiranih. Kod silicija su odstupanja veća, čemu najviše doprinosi jaka ovisnost faktora strujnog pojačanja u struji.

11.7. Tranzistori s nehomogenom bazom

Tranzistori s *nehomogenom bazom* se u novije vrijeme sve više koriste jer dovode do poboljšanja rada naročito u području visokih frekvencija. Osnovni tehnološki postupak za dobivanje takvih tranzistora je difuzija atoma nečistoća iz plinovite faze u kristal.

Kao ishodišni materijal odabere se npr. homogeni *N*-tip kristala koji je slabo onečišćen ($N_D < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Odgovarajućim tehnološkim postupkom izlaže se taj kristal na visokoj temperaturi (800 - 1200 °C) djelovanju atoma nekog trovalentnog elementa, kao bora ili galija. Uslijed visoke temperature atomi nečistoće počinju difundirati kroz površinu kristala u njegovu unutrašnjost. Ukoliko se koncentracija atoma koji difundiraju podržava na površini ravnog kristala na konstantnom iznosu N_0 , onda će u unutrašnjosti kristala na dubini x koncentracija difundiranih atoma biti dana izrazom:

$$N_x = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}. \quad (11.67)$$

Funkcija $\operatorname{erfc}(x/2\sqrt{Dt})$ je komplementarna funkcija pogreške argumenta $x/2\sqrt{Dt}$. Općenito za komplementarnu funkciju pogreške nekog argumenta y vrijedi relacija:

$$\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-u^2} du, \quad (11.68)$$

gdje je $\operatorname{erf}(y)$ je funkcija pogreške argumenta y . U izrazu (11.67) predstavlja D difuzionu konstantu atoma nečistoća koja vrlo naglo raste s temperaturom, dok je t vrijeme. Jednadžba (11.67) pokazuje da će koncentracija difundiranih nečistoća na nekom mjestu x biti to veća što je temperatura viša i što proces difuzije dulje traje. Na temperaturama koje vladaju tokom rada tranzistora i dioda difuzione su konstante atoma unutar kristala praktički zanemarive. Kad to ne bi bilo, rad s tranzistorima i diodama bio bi nemoguć.

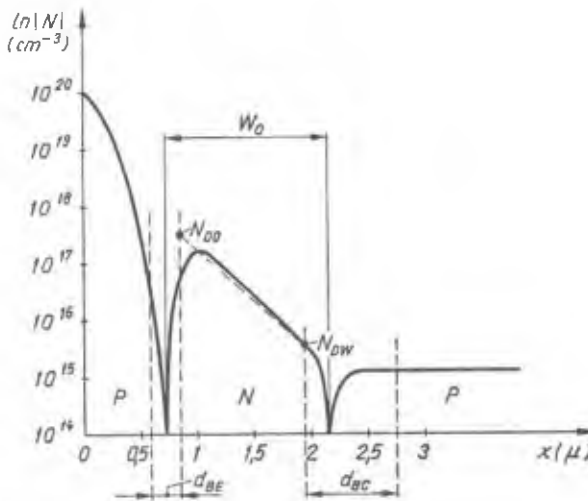
U slučaju difuzije akceptora konstantne površinske koncentracije N_{A0} u homogenu podlogu *N*-tipa s koncentracijom donora N_D , ležat će *P-N* prijelaz na udaljenosti x_1 od površine kristala, gdje je koncentracija difundiranih akceptora $N_{Ax1} = N_D$. Na mjestu *P-N* prijelaza zadovoljena je dakle jednadžba:

$$N_D = N_{A0} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_1}{2\sqrt{Dt_1}} \right) = N_{Ax1}. \quad (11.69)$$

Vrijeme trajanja procesa difuzije označeno je sa t_1 .

Kod tranzistora bi opisani proces predstavljao difuziju baze na kolektor. Međutim potrebno je dobiti još i emiserski sloj. To se vrlo često postiže na taj način da se dio vanjskog sloja kristala, koji je sada baza P -tipa, još jednim postupkom difuzije atoma donora vrlo visoke koncentracije pretvori u emiter N -tipa. Opisanim postupkom dvostruke difuzije dobio bi se dakle N - P - N tranzistor.

Tehnološki profil jednog P - N - P tranzistora dobivenog dvostrukom difuzijom prikazan je na slici 11.31.



Sl. 11.31. Tehnološki profil P - N - P tranzistora dobivenog dvostrukom difuzijom.

Sa d_{BE} i d_{BC} su označene širine emiserske i kolektorske barijere za normalnu polarizaciju tranzistora. Ukoliko se promatra područje baze, vidi se da se u njenom vrlo uskom dijelu u blizini emiserske barijere koncentracija nečistoća povećava s porastom x , dok u najvećem dijelu baze koncentracija nečistoća opada.

Kao što je u članku 3.8 objašnjeno, posljedica nehomogenog onečišćenja baze je ugrađeno električko polje, koje u dijelu opadajuće koncentracije pospješuje gibanje šupljina prema kolektoru, dok u njenom užem dijelu gdje koncentracija nečistoća raste gibanje šupljina otežava. Sumaran učinak polja u bazi ipak pospješuje gibanje šupljina prema kolektoru. Tranzistori s nehomogenom bazom mogu se proizvesti i na taj način da se postupkom legiranja nanese emiter na bazu. Taj postupak se naziva jednostrukom difuzijom, a tehnološki profil takvog tranzistora dan je kvalitativno na slici 11.3b. U tom slučaju koncentracija nečistoća u bazi monotono opada idući prema kolektoru pa nema ni retardirajućeg učinka na gibanje šupljina.

Analitičko tretiranje utjecaja ugrađenog električkog polja na karakteristike tranzistora je komplicirano kada je raspodjela nečistoća u bazi opisana komplementarnom funkcijom pogreške. Problem se bitno pojednostavljuje ukoliko se raspodjela nečistoća u bazi aproksimira eksponencijalnom krivuljom. Ta aproksimacija je točnija u slučaju jednostruke nego u slučaju dvostruke difuzije. Na slici 11.31 je eksponencijalna raspodjela označena crtkanim pravcem, što je posljedica logarit-

mičke skale koncentracije nečistoća. Pri tome je N_{D0} koncentracija donora na ulazu u bazu, a N_{Dw} koncentracija na rubu kolektorske barijere. Uzevši u obzir da je ugrađeno električko polje u stanju ravnoteže prema relaciji (3.59) jednako:

$$F = - \frac{dU}{dx} = - \frac{kT}{q} \frac{dN_{Dx}}{dx} \cdot \frac{1}{N_{Dx}}, \quad (11.70)$$

proizlazi da će polje u bazi biti konstantno ako raspodjela koncentracije nečistoća u bazi N_{Dx} slijedi eksponencijalni zakon. Na temelju toga iz jednadžbe (11.70) proizlazi:

$$N_{Dx} = N_{D0} e^{-\frac{qFx}{kT}}. \quad (11.71)$$

Za $x = 0$; $N_{Dx} = N_{D0}$, a za $x = W$; $N_{Dx} = N_{Dw}$. Znači da je:

$$\frac{qFW}{kT} = \frac{F \cdot W}{U_T} = \eta = \ln \frac{N_{D0}}{N_{Dw}}. \quad (11.72)$$

Jakost ugrađenog električkog polja bit će to veća što je veći omjer koncentracije nečistoća na ulazu i izlazu iz baze. Bezdimenzionalni faktor η može se shvatiti kao normirano *električko polje* i predstavlja vrlo pogodnu veličinu u proračunima. Za tranzistor s homogenom bazom je $\eta = 0$. Raspodjela koncentracija nosilaca u bazi pod prilikama ravnoteže slijedi iz činjenice da je $N_{Dx} \approx n_{ox}$ i zakona o termodinamičkoj ravnoteži $p_{ox} \cdot n_{ox} = n_i^2$. Budući da koncentracija donora i elektrona opada idući prema kolektoru, koncentracija šupljina raste.

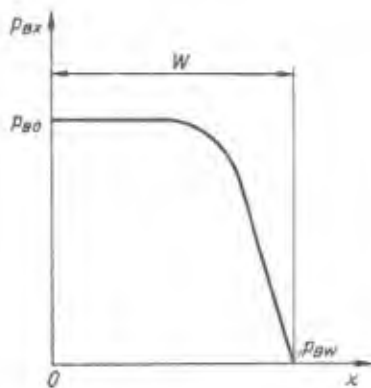
Kao i kod tranzistora s homogenom bazom bitna komponenta struje je struja šupljina iz emitera, preko baze u kolektor. Zbog ugrađenog električkog polja ta struja sadrži uz difuzionu i driftnu komponentu. Uz pretpostavku niske injekcije, uzevši u obzir da je elektronska komponenta struje emitera vrlo mala ($\gamma \approx 1$), opet vrijedi vrlo približno za koncentraciju većinskih elektrona u bazi $n_x \approx N_{Dx}$. Električko polje u bazi je dakle praktički jednako onom koje postoji u stanju ravnoteže, opisanom jednadžbom (11.70). Za gustoću struje šupljina u bazi vrijedi relacija (3.52), što uz pomoć relacije (11.72) daje:

$$J_p = q D_p \left(\frac{p_{Bx} \cdot \eta}{W} - \frac{dp_{Bx}}{dx} \right). \quad (11.73)$$

Prvi član daje driftnu komponentu struje, koja postoji zbog ugrađenog električkog polja, a drugi član difuzionu komponentu. Koncentracija šupljina na proizvoljnom mjestu unutar baze označena je sa p_{Bx} . Da bi se dobila ovisnost struje o naponima U_{BB} i U_{CB} , potrebno je poznavati zakon raspodjele koncentracije šupljina u bazi. U tu svrhu potrebno je riješiti jednadžbu kontinuiteta. Pod prilikama niske injekcije je taj problem egzaktno rješiv, ali je razmjerno kompliciran i dug, pa se ovdje izostavlja. Raspodjela koncentracije šupljina u bazi normalno polariziranog tranzistora za slučaj niske injekcije prikazana je na slici 11.32.

$$\frac{qU_{EB}}{kT}$$

Zbog reverzne polarizacije kolektora je $p_{BW} \approx 0$, dok je $p_{BO} = p_{OB} \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}}$. Kao što se iz slike vidi, dijagram koncentracije šupljina se jako razlikuje od dijagrama koncentracije šupljina tranzistora s homogenom bazom koji je prikazan na slici 11.9. U većem dijelu baze je koncentracija praktički konstantna, što znači da se u tom dijelu baze šupljine gibaju prema kolektoru uslijed električkog polja i difuziona komponenta struje je u tom dijelu zanemariva. Prema kolektorskom rubu baze difuziona komponenta struje dolazi sve više do izražaja. Ukupna struja šupljina je na svakom mjestu praktički ista zbog vrlo slabe rekombinacije. Kao što je već ranije istaknuto, statičke karakteristike tranzistora s homogenom i nehomogenom bazom su u biti iste. Do uočljivijih razlika dolazi samo u onim karakteristikama koje se baziraju na Earlyjevom efektu, jer taj efekt kod tranzistora s nehomogenom bazom je puno slabiji. Ugrađeno električko polje dovodi do poboljšanja svojstava na visokim frekvencijama. Zbog toga je povoljno da to polje bude što jače. Praktička granica za η je otprilike 8, jer se preveliko povećanje koncentracije nečistoća uz rub emitera kosi sa zahtjevom dobre efikasnosti emitera i prihvatljivog probojnog napona barijere emiter-baza.



Sl. 11.32. Dijagram koncentracije šupljina u bazi normalno polariziranog P-N-P tranzistora s nehomogenom bazom.

Kod većih struja, tj. u području visokih injekcija dolazi do stvaranja injekci-onog električkog polja u bazi, kao što je objašnjeno u članku 11.5.2. Injekci-onno polje se suprotstavlja polju izazvanom nehomogenošću baze, pa se povoljni efekti ugrađenog polja postepeno umanjuju. Kod usporedbe tranzistora s homogenom i nehomogenom bazom treba voditi računa o jednoj od osnovnih činjenica, a ta je da postupak difuzije omogućuje dobivanje baza čija je širina za red veličina manja (čak ispod 10^{-4} cm) od tranzistora s homogenom bazom.

11.8.

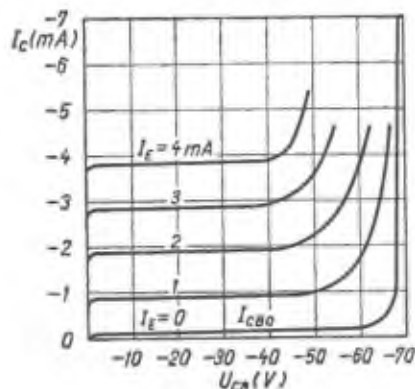
Ograničenja u radu tranzistora

Ograničenja u radu tranzistora mogu se podijeliti u *naponska*, *strujna* i *ograničenja snage*. Zbog toga se specificiraju maksimalni naponi, struje, kao i snaga kojima se tranzistor pod određenim uvjetima smije opteretiti, a da pri tome ne bude ugrožena sigurnost rada. *Naponska* ograničenja su povezana s multiplikacijom nosilaca u barijeri kolektor-baza ili emiter-baza, koja kod prekoračenja dozvoljenih vrijednosti napona dovodi do stvarnog ili prividnog proboja. *Ograničenja snage* povezana su s razvijanjem topline u tranzistoru kada je u pogonu. Kod toga treba voditi računa da temperatura kristala ne prijeđe dozvoljenu granicu, a osim toga mora biti osigurana termička stabilnost tranzistora u sklopu u kome radi. *Strujna* ograničenja sama za sebe nisu neka suštinska sigurnosna ograničenja, ako su pri tome naponi dovoljno mali da se ne prijeđe dozvoljena snaga koja se razvija u tran-

zistoru. Posebnu kategoriju predstavljaju frekvencijska ograničenja, povezana s postepenim pogoršanjem rada tranzistora na sve višim frekvencijama. Ta ograničenja bit će razmatrana u vezi s dinamičkim svojstvima tranzistora.

Naponska ograničenja. Sa strane proizvođača se redovito navode maksimalni iznosi reverznih napona U_{CBM} , U_{CEM} i U_{BEM} koji se u radu ne smiju prekoračiti,

jer u protivnom postoji opasnost proboja s mogućim uništenjem tranzistora. Naponi U_{CBM} i U_{CEM} su redovito veći od 10 V, a mogu ići i do nekoliko stotina volti, posebno U_{CBM} kod silicijevih tranzistora. Mehanizam proboja koji te napone ograničuje je lavinski proboj. Kod difuzionih tranzistora su koncentracije nečistoća u emitorskoj barijeri visoke, tako da važnu ulogu u ograničenju napona U_{BE} ima Zenerov mehanizam, pa su maksimalne vrijednosti reverznog napona U_{BE} ili U_{EB} kod takvih tranzistora male, tipično od 4 do 8 V. Zenerov i lavinski mehanizam ilustrirani su ranije u članku 10.3. Kad tranzistor radi u spoju zajedničke baze u aktivnom području, kolektorska struja je kod nižih vrijednosti kolektorskog napona opisana jednadžbom (11.11). Kod viših



Sl. 11.33. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze u području lavinske multiplikacije i proboja.

reverznih U_{CB} dolazi do lavinske multiplikacije nosilaca u kolektorskoj barijeri, tako da za I_C vrijedi slijedeći izraz:

$$I_C = M(-\alpha I_E + I_{CBO}). \quad (11.74)$$

Faktor lavinske multiplikacije M raste s porastom napona U_{CB} . Kad kolektorski napon teži vrijednosti probojnog napona U_{CBOPR} onda i $M \rightarrow \infty$ i $I_C \rightarrow \infty$. Mehanizam proboja je identičan proboju $P-N$ diode, što je posebno uočljivo kad je $I_E = 0$; $I_C = M \cdot I_{CBO}$. Izlazne karakteristike $I_C = f(U_{CB})_{I_E}$ jednog tranzistora u području multiplikacije prikazane su na slici 11.33. Maksimalni napon koji se u radu tranzistora dozvoljava U_{CBM} je naravno uvijek manji od U_{CBOPR} i često se određuje prema kriteriju da kod tog napona ne smije I_{CBO} prijeći neku propisanu vrijednost.

Kad tranzistor radi u spoju zajedničkog emitera, pojave proboja su složenije. Iz jednadžbi (11.1) i (11.74) proizlazi:

$$I_C = \frac{M\alpha}{1 - M\alpha} I_E + \frac{M I_{CBO}}{1 - M\alpha}. \quad (11.75)$$

Jednadžba (11.75) pokazuje da $I_C \rightarrow \infty$ kada je $M\alpha \rightarrow 1$. Stvarni proboj kolektorske barijere nastupa kad $M \rightarrow \infty$, a u slučaju proboja tipa $M\alpha = 1$ radi se o prividnom proboju, međutim posljedice su iste jer $I_C \rightarrow \infty$. Tranzistoru prijeti uništenje ako struja I_C nije pomoću otpornika u krugu kolektorske baterije ograničena na dozvo-

ljenu vrijednost. Budući da je α vrlo blizu jedinici, npr. $\alpha = 0,97$, onda treba biti $M = 1,03$ da bude $Ma = 1$. To znači da će do proboja u spoju zajedničkog emitera (kada je $I_B = \text{const.}$ ili $I_B = 0$) doći kod nižeg napona U_{CEOPR} nego u spoju zajedničke baze. Za M vrijedi relacija (10.12):

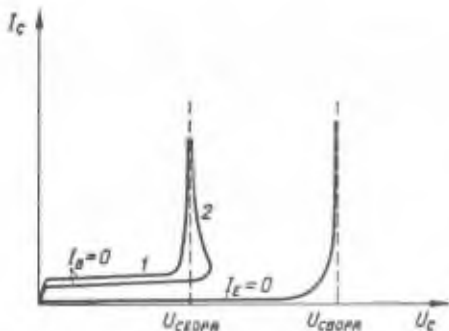
$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CB}}{U_{CBOPR}} \right)^k} \quad (11.76)$$

Iz uvjeta $Ma = 1$ i činjenice da je kod viših reverznih napona $U_{CB} \approx U_{CB}$, slijedi da je probojni napon za spoj zajedničkog emitera U_{CEOPR} :

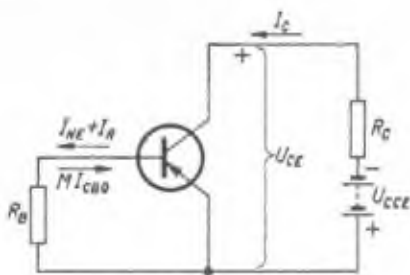
$$U_{CEOPR} = U_{CBOPR} \cdot \sqrt[k]{1 - \alpha} \quad (11.77)$$

Ako je $k = 3$, $\alpha = 0,97$, onda je, na temelju relacije (11.77) $U_{CEOPR} = 0,31 U_{CBOPR}$. Oznake U_{CBOPR} odnosno U_{CEOPR} opisuju stanje kad je $I_E = 0$, odnosno $I_B = 0$, ili kad su vanjski otpori R_E , odnosno R_B beskonačno veliki.

Ovisnost $I_C = f(U_{CE})$ uz $I_B = 0$ prikazana je na slici 11.34, za dva različita tranzistora krivuljama 1 i 2. Krivulja 2 sadržava područje negativnog otpora i dosta često se opaža kod silicijevih tranzistora. Kod njih je na malim strujama α malen, pa je potreban veći M , dakle i viši $U_{CE} \approx U_{CB}$, da bi nastupio proboj. Kod većih struja raste i α , pa je potreban manji napon za podržavanje proboja. Također je ucrtana i probojna krivulja za $I_E = 0$.



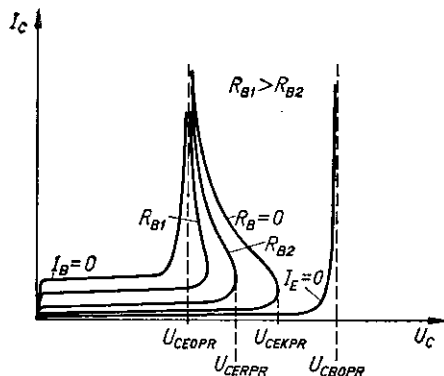
Sl. 11.34. Ilustracija proboja u spoju zajedničkog emitera uz $I_B = 0$.



Sl. 11.35. Ilustracija učinka vanjskog otpora baze R_B na probojni napon U_{CERPR} .

Uvjet $I_B = 0$ ili $I_B = \text{const.}$ može se ostvariti ako se tranzistor napaja iz strujnog izvora, tj. izvora s praktički beskonačnim unutarnjim otporom. U praktičkim izvedbama je otpor baze uvijek konačan, čak i ako je otpor vanjskog kruga u seriji s bazom jednak nuli, ostaje uvijek omski otpor baze r_B . O veličini tog vanjskog otpora baze R_B ovisi i probojni napon U_{CERPR} . Na slici 11.35 ilustriran je P-N-P tranzistor u spoju zajedničkog emitera s dodanim otporom u krugu baze R_B . Otpor u krugu kolektora R_C ima za svrhu da struju ograniči na dozvoljenu vrijednost.

Kada je u krugu baze samo otpor R_B , onda je kod umjerenih napona U_{CE} napon na spoju baza-emiter vrlo malen, približno nula. Treba imati na umu da injeksiona i rekombinaciona komponenta imaju tendenciju da spoj emiter-baza polariziraju



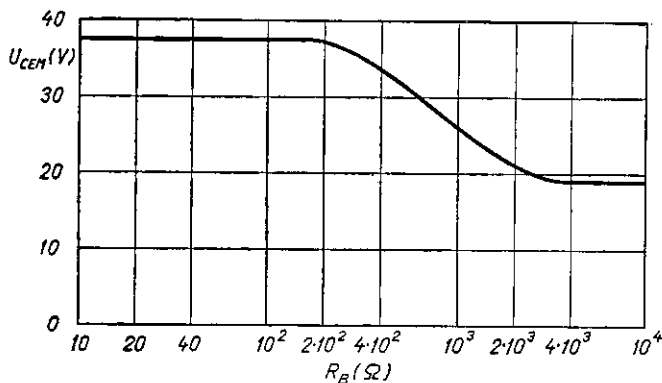
Sl. 11.36. Ilustracija ovisnosti probojnog napona o veličini otpora R_B .

nepropusno na iznos $R_B (I_{NE} + I_R)$, a struja I_{CBO} nastoji taj spoj polarizirati propusno. Na slici 11.35 prikazane su komponente struje baze prema svom stvarnom smjeru. Kod porasta napona U_{CE} dolazi polako do multiplikacije struje I_{CBO} u kolektorskoj barijeri, pa pad napona $M \cdot I_{CBO} R_B$ postepeno raste s tendencijom ostvarivanja propusne polarizacije na spoju emiter-baza.

Struja baze postaje konačno polaritetom pozitivna (kod $P-N-P$ tranzistora), zbog toga što komponenta $M I_{CBO}$ prevladava. To znači da je polaritetom suprotna onoj u normalnom aktivnom području. Struja kolektora počinje naglo rasti i konačno dolazi do proboja. Dominantan dio struje teče u krugu emiter-kolektor,

obilazeći krug baze. Nakon proboja napon U_{CE} pada na vrijednost koja je manja od U_{CERPR} i često simptomski teži vrijednosti U_{CEOPR} kod velikih struja.

Dok ne nastupi proboj, je $U_{CE} \approx U_{CCE}$ jer je I_C vrlo malen. Nakon proboja je $U_{CE} = U_{CCE} - I_C \cdot R_C$, što je očito iz slike 11.35. Kod većih R_B bit će



Sl. 11.37. Ovisnost maksimalno dozvoljenog napona U_{CEM} o veličini otpora R_B za neki tranzistor.

U_{CERPR} manji jer je potreban manji M , da pad napona $M I_{CBO} R_B$ ostvari dovoljnu propusnu polarizaciju spoja emiter-baza. Kada je $R_B = 0$, nije probojni napon U_{CEKPR} jednak U_{CEOPR} , već je manji zbog toga što postoji omski otpor baze r_B . Kolektorske karakteristike koje pokazuju ovisnost probojnog napona o otporu R_B prikazane su na slici 11.36.

Budući da probojni napon ovisi o otporu u krugu baze navode se često karakteristike koje daju ovisnost *maksimalno dozvoljenog napona* U_{CEM} o veličini otpora R_B , što je ilustrirano na slici 11.37. Probojni napon U_{CERPR} može se povećati ako se u krug baza-emiter priključi izvor napona $U_{BEE} > 0$, koji ostvaruje kod $P-N-P$ tranzistora reverznu polarizaciju spoja emiter-baza. U tom slučaju treba viši napon U_{CE} da ostvari propusnu prepolarizaciju tog spoja. Međutim napon U_{CBOPR} predstavlja apsolutni maksimum.

Područje karakteristika u dijelu između U_{CEOPR} i U_{CBOPR} gdje postoji područje *negativnog* otpora treba u radu tranzistora izbjegavati. Tek izuzetno u impulsnim sklopovima se to područje negativnog dinamičkog otpora koristi, a tranzistori koji se u tu svrhu upotrebljavaju karakterizirani su velikom razlikom između napona U_{CBORR} i U_{CEORR} i nazivaju se *lavinski tranzistori* (*avalanche transistor*).

Uz dosada izložena naponska ograničenja postoji još jedan mehanizam koji kod određenih tranzistora može biti odlučan. Taj mehanizam je povezan s Early-jevim efektom. Naime, kod povišenja napona reverzne polarizacije barijera kolektor-baza se širi, i to uglavnom u ono područje koje je slabije onečišćeno. Kod legiranih tranzistora je to baza. Ako U_{CB} dovoljno poraste, može se barijera proširiti kroz čitavo područje baze. Kad se to dogodi, baza iščezava. Ta pojava se naziva *prohvat* (*punch-through*), a napon prohvata U_{PT} može se lako proračunati. U slučaju legiranih tranzistora on je jednak:

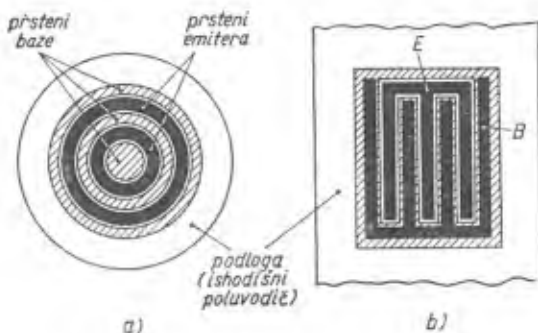
$$U_{PT} = \frac{q N_{DB} \cdot W_D^2}{2 \epsilon_0 \epsilon'}, \quad (11.76)$$

što slijedi iz relacije (9.50). Prohvat će nastupiti to prije što je baza uža i onečišćenje baze N_{DB} manje. Kad jedanput dođe do prohvata, emiter i kolektor su povezani naponskim izvorom U_{CE} , a između njih je sloj dielektrika-barijere. Struja emitera ne ovisi više o naponu U_{EB} i tranzistorsko djelovanje prestaje. Injektiranje šupljina iz emitera u bazu nije neutralizirano elektronima, i zbog toga je zakon porasta struje, nakon što je $U_{CB} > U_{PT}$, određen pojavama prostornog naboja i vrlo brz. Pojava prohvata nastupa uvijek kod istog napona i nije ovisna o spoju tranzistora.

Tranzistori su redovno konstruirani tako da je $U_{PT} \gg U_{CBOPR}$, s izuzetkom nekih legiranih tranzistora s vrlo uskom bazom i slabim onečišćenjem baze. Kod difuzionih tranzistora je baza u području prema emiteru jako vodljiva, a kolektor ili barem njegov epitaksijalni sloj slabo vodljiv, tako da širenje barijere ide uglavnom na račun kolektora. Zbog toga kod difuzionih tranzistora uvijek dolazi prije do lavinskog proboja nego do efekta prohvata.

Strujna ograničenja. Maksimalna struja koja se u radu tranzistora dozvoljava obično je povezana s padom faktora strujnog pojačanja. Ta pojava je objašnjena u članku 11.5 i rezultat je pada efikasnosti emitera kod visokih injekcija. Zbog postojanja omskog otpora baze i s njim povezanog transversalnog pada napona, napon na spoju emiter-baza nije konstantan, tako da pri većim strujama, samo periferni i dovođu baze najbliži dijelovi emitera vode struju, dok centralni dio praktički u vođenju struje ne učestvuje. Ta činjenica je od velikog značenja kod snažnijih tranzistora, pa se kod njih nastoji periferija emitera učiniti što većom u odnosu na njegovu površinu, a udaljenost do priključka baze što manjom. Na taj način se

smanjaj otpor baze, a i poboljšava faktor strujnog pojačanja kod velikih struja. U tu svrhu se koriste i posebne konstrukcije, od kojih su dvije ilustrirane na slici 11.38.



Sl. 11.38. Konfiguracije tranzistora u svrhu smanjenja efekta rubnog potiskivanja struje:
a) Prstenasta konfiguracija, b) češljasta konfiguracija.

Zaključno se može reći da je strujno ograničenje kod tranzistora prvenstveno diktirano kvalitetom rada koju se želi osigurati. Sigurnost tranzistora nije ugrožena ni kod većih struja od maksimalno dozvoljenih, ukoliko su naponi dovoljno mali da se ne prekorači dozvoljena snaga, naravno pod pretpostavkom da se ne rastale dovodi ili lemljeni spojevi.

Ograničenja snage u tranzistoru. U članku 10.8 promatrana su toplinska ograničenja poluvodičkih elemenata i ona vrijede i za tranzistore. Kada je snaga, tj. toplina koja se u jedinici vremena razvija u tranzistoru, jednaka snazi koju tranzistor predaje okolini, tada postoji toplinska ravnoteža, a temperatura kristala određena je relacijom (10.32).

U aktivnom području rada je zona kolektorske barijere najjače opterećena, a kroz nju teče puna kolektorska struja. Dakle snaga koja se u njoj razvija $P_C = I_C \cdot U_{CB}$ predstavlja najveći dio snage koja se razvija u tranzistoru. U području zasićanja su U_{EB} i U_{CB} zbog propusne polarizacije mali, a problem snage zbog toga manje kritičan. U izlaznim karakteristikama je snaga P_C predstavljena *hiperbolom*, a maksimalno dozvoljena snaga P_{CM} je ograničena maksimalnom temperaturom kristala. Na slici 11.39 prikazana je $I_C - U_C$ ravnina i u nju je unesena maksimalno dozvoljena snaga P_{CM} , te maksimalni napon U_{CM} , za koje vrijede ranije navedeni kriteriji. Radna točka ne smije u pravilu ležati izvan šrafranog područja, omeđenog pomoću P_{CM} , U_{CM} i I_{CM} . Izvan hiperbole dozvoljene snage tranzistor se smije naći tek tokom kratkotrajnih vremenskih intervala, ukoliko je trajanje preopterećenja puno manje od toplinske vremenske konstante tranzistora.

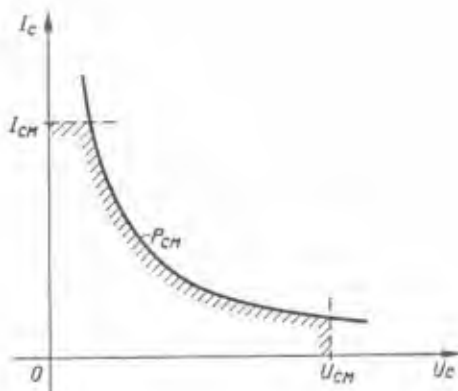
Uslijed promjene temperature dolazi do promjene radne točke tranzistora, jer se mijenja kolektorska struja. Porast temperature uvijek je popraćen porastom kolektorske struje. Ako je sklop u kome tranzistor radi takav da se podržava $I_E = \text{const.}$, onda I_C raste zbog porasta I_{CBO} . Uz konstantnu baznu struju raste I_C kao I_{CEO} . Ako se pak podržava konstantan ulazni napon U_{BE} ili U_{EB} , onda I_E i I_C rastu kod porasta temperature prema relaciji (10.10). Promjena radne točke bit

će dakle više ili manje izražena, ovisno o karakteru sklopa u kome tranzistor radi, načinu hlađenja i svojstvima tranzistora. Porast kolektorske struje izaziva manje ili veće sniženje napona U_{CB} , ovisno o iznosu vanjskog otpora R_C u kolektorskom krugu. Znači da kod porasta I_C snaga $P_C = U_{CB} \cdot I_C$ može stalno rasti, stalno padati ili najprije rasti pa onda padati.

Stabilan rad tranzistora bit će osiguran ukoliko je brzina porasta generirane snage $dP_C/dT_s = d(U_{CB} \cdot I_C)/dT_s$ manja ili jednaka brzini porasta snage koju tranzistor može predati okolini $(d/dT_s) [(T_s - T_A)/K] = 1/K$. Veličina K je ukupan toplinski otpor od tranzistora do okoline, dok su T_s i T_A temperature kristala i okoline. Dakle, princip termičke stabilnosti može se općenito formulirati relacijom:

$$\frac{dP_C}{dT_s} < \frac{1}{K} \quad (11.79)$$

Ako je međutim $dP_C/dT > 1/K$ za sve dozvoljene temperature tranzistora, toplinska ravnoteža se neće uspostaviti unutar dozvoljenih temperatura, a posljedica će biti uništenje tranzistora. Ta pojava se naziva *toplinski bijeg*. Do iznenadnog po-



Sl. 11.39. Prikaz maksimalno dozvoljene struje, napona i snage u I_C - U_{CE} ravlini.

rasta generirane snage može doći npr. uslijed kratkotrajnog povišenja napona napajanja, prevelikog ulaznog signala itd. Međutim, ukoliko je ispunjena relacija (11.79), tranzistor će se nakon odstranjenja smetnje vratiti u svoju dozvoljenu radnu točku. Potpunija analiza toplinske stabilnosti iziskuje poznavanje sklopa u kome tranzistor radi, način hlađenja tranzistora kao i ovisnost parametara tranzistora o radnoj točki i temperaturi. Osiguranja od toplinskog bijega su stabilizacija radne točke, temperaturna kompenzacija, kao i smanjenje ukupnog toplinskog otpora tranzistora.

12.

DINAMIČKA SVOJSTVA TRANZISTORA

12.1. Prikaz parametara tranzistora u režimu malih signala

U primjeni tranzistori obično rade pod *dinamičkim* prilikama. To znači da uz istosmjernje napone koji određuju statičku radnu točku djeluju i izmjenični naponi, uslijed čega i struje sadrže izmjenične komponente. Važan način rada na kojem se temelji osnovna analiza tranzistorskih sklopova je *režim malih signala*. Režim malih signala predstavlja linearnu aproksimaciju strujno-naponskih ovisnosti i analiza bazirana na takvoj pretpostavci daje dovoljno točne rezultate dok su izmjenični naponi dovoljno mali. Kad tranzistor radi kao sklopka, on obično prelazi iz zapornog područja u područje zasićenja. To predstavlja rad u *režimu velikih signala* i linearna aproksimacija nije više moguća. Analiza rada tranzistora u oba režima rada ovisit će o frekvenciji primijenjenih signala.

Kao što je poznato, tranzistor može raditi u tri osnovna spoja. U svakom od njih može se tranzistor karakterizirati ulaznim i izlaznim naponom i istoimenim strujama između kojih postoje određene ovisnosti. Ukoliko se izmjenične komponente tih napona i struja označe sa u_1 , u_2 , i_1 , i_2 , postoje za svaki osnovni spoj 6 parova jednadžbi koje vežu dvije od tih veličina izabrane kao *nezavisne* varijable i druge dvije izabrane kao *zavisne* varijable. Tako npr. izabравši napone u_1 i u_2 kao nezavisne varijable, a struje i_1 i i_2 kao zavisne varijable, postoje funkcionalne ovisnosti $i_1 = f(u_1, u_2)$; $i_2 = f(u_1, u_2)$ koje ih vežu. U režimu malih signala su struje i_1 i i_2 linearne funkcije napona u_1 i u_2 i mogu se formalno pisati u slijedećem obliku:

$$i_1 = y_{11} u_1 + y_{12} u_2, \quad (12.1)$$

$$i_2 = y_{21} u_1 + y_{22} u_2. \quad (12.2)$$

Koeficijenti $y_{11} \dots y_{22}$ imaju dimenziju admitancije i nazivaju se *admitantni parametri malih signala*. Druga mogućnost je da se struje odaberu kao nezavisne, a naponi kao zavisne varijable. U tom slučaju vrijede jednadžbe:

$$u_1 = z_{11} i_1 + z_{12} i_2, \quad (12.3)$$

$$u_2 = z_{21} i_1 + z_{22} i_2. \quad (12.4)$$

Koeficijenti $z_{11} \dots z_{22}$ su *impedantni parametri malih signala*. Treća je mogućnost koja se kod tranzistora vrlo često koristi, da se ulazna struja i izlazni napon,

tj. i_1 i u_2 odaberu kao nezavisne varijable, a u_1 i i_2 kao zavisne varijable:

$$u_1 = h_{11} i_1 + h_{12} u_2, \quad (12.5)$$

$$i_2 = h_{21} i_1 + h_{22} u_2. \quad (12.6)$$

Parametri $h_{11} \dots h_{22}$ imaju različite dimenzije, pa se zbog toga nazivaju *hibridni*. Ostale tri kombinacije parametara se kod tranzistora ne koriste.

Na osnovu bilo kojeg od danih parova jednadžbi moguće je tranzistor prikazati kao *linearni aktivni četveropol*, što je načinjeno na slici 12.1. Između dvije *ulazne* stezaljke postoji napon u_1 i kroz njih teče struja i_1 , a na *izlaznim* stezaljkama postoji napon u_2 i njima teče struja i_2 . To vrijedi za bilo koji osnovni spoj, a konvencije u pogledu polariteta napona i struja su iste kao što su ranije dane. Jedna stezaljka ulaznog i izlaznog kruga je zajednička, i to ona koja karakterizira zajedničku elektrodu.



Sl. 12.1. Formalni prikaz četveropola.

U do sada danim jednadžbama nije specificirano koja je elektroda zajednička, pa prema tome opisani parametri mogu karakterizirati bilo koji osnovni spoj tranzistora. Međutim, ukoliko su četiri parametra jednog osnovnog spoja poznata (npr. hibridni parametri spoja zajedničkog emitera), svi parametri ostalih spojeva tranzistora su određeni i mogu se iz poznatih izračunati. Parametri se mogu također izmjeriti, a princip mjerenja slijedi iz definicije za pojedini parametar. Za admitantne parametre vrijede na osnovu izraza (12.1) i (12.2) slijedeće definicione jednadžbe:

$$\begin{aligned} y_{11} &= \left(\frac{i_1}{u_1} \right)_{u_2=0}; & y_{12} &= \left(\frac{i_1}{u_2} \right)_{u_1=0}; \\ y_{21} &= \left(\frac{i_2}{u_1} \right)_{u_2=0}; & y_{22} &= \left(\frac{i_2}{u_2} \right)_{u_1=0}. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Parametar y_{11} je dakle ulazna admitancija tranzistora uz kratko spojen izlaz, ili kraće, *ulazna admitancija kratkog spoja*, a y_{12} , y_{21} i y_{22} su redom: *admitancija povratne veze*, *prijenosna admitancija* i *izlazna admitancija kratkog spoja*.

Hibridni parametri su definirani na način koji slijedi iz jednadžbi (12.5) i (12.6):

$$\begin{aligned} h_{11} &= \left(\frac{u_1}{i_1} \right)_{u_2=0}; & h_{12} &= \left(\frac{u_1}{u_2} \right)_{i_1=0}; \\ h_{21} &= \left(\frac{i_2}{i_1} \right)_{u_2=0}; & h_{22} &= \left(\frac{i_2}{u_2} \right)_{i_1=0}. \end{aligned} \quad (12.8)$$

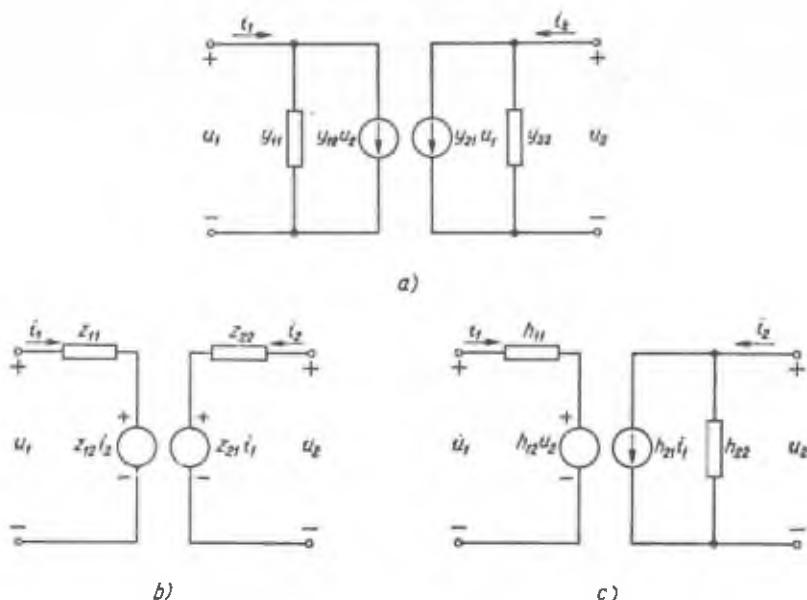
Parametar h_{11} je dakle *ulazna impedancija uz kratko spojeni izlaz*, h_{12} je *faktor naponske povratne veze uz otvoren ulaz*, h_{21} je *faktor prijenosa struja uz kratko spojen*

izlaz, a h_{22} je *izlazna admitancija uz otvoren ulaz*. Na analogan način se definiraju impedantni parametri $z_{11} \dots z_{22}$, kod kojih je otvoren ulaz, odnosno izlaz, već prema tome o kojoj se impedanciji radi. Impedantni parametri se upotrebljavaju rijetko. Tome je razlog s jedne strane što se neki od njih teško mjere, a s druge strane se teško dovode u vezu s fizikalnim pojavama u tranzistoru. Još jedanput se potcrtava da su sve definicije parametara dane pomoću izmjeničnih napona i struja, pa se prema tome termini kratko spojen ili otvoren odnose na izmjenične komponente. Simboli u_1, u_2, i_1, i_2 označuju općenito fazore. Na frekvencijama koje su dovoljno niske da nema nikakvih reaktivnih efekata mogu ti simboli označivati također trenutne, efektivne ili maksimalne vrijednosti. Samo u tom slučaju su definirani parametri realni. Tako se npr. prijenosna admitancija tranzistora u spoju zajedničkog emitera definira kao:

$$y_{21e} = \left(\frac{i_e}{u_{be}} \right)_{u_{ce}=0} \quad \text{ili} \quad y_{21e} = \left(\frac{i_e}{u_{be}} \right)_{U_{CE}} \quad (12.9)$$

Uvjet da je $u_{ce} = 0$ znači da je napon između kolektora i emitera konstantan.

Parovi jednačbi (12.1) i (12.2) mogu se prikazati kao *admitantni ekvivalentni sklop tranzistora s dva strujna izvora*. Ulazni krug sadrži admitanciju y_{11} i paralelno s njom *strujni izvor* upravljani izlaznim naponom: $y_{12} u_2$. Izlazni krug sadrži admitanciju



Sl. 12.2. Ekvivalentni sklopovi tranzistora (aktivnih četveropola) s dva izvora: a) admitantni ekvivalentni sklop, b) impedantni ekvivalentni sklop, c) hibridni ekvivalentni sklop.

y_{22} i paralelno s njom strujni izvor: $y_{21} u_1$. Taj ekvivalentni sklop je prikazan na slici 12.2a. Na sasvim analogan način mogu se prikazati *impedantni ekvivalentni sklop* s dva *naponska* izvora (što je učinjeno na slici 12.2b) i *hibridni ekvivalentni*

sklop koji sadržava naponski izvor $h_{12} u_2$ u ulaznoj grani i strujni izvor $h_{21} i_1$ u izlaznoj grani (prikazan je na slici 12.2 c).

Iz ekvivalentnih sklopova s dva izvora moguće je prijeći na ekvivalentne sklopove s jednim izvorom u slučaju da svi parametri imaju iste dimenzije. Tako se npr. sustav jednačbi s y parametrima može pisati u slijedećem obliku:

$$i_1 = y_{11} u_1 + y_{12} u_2 \quad (12.10)$$

$$i_2 = y_{12} u_1 + y_{22} u_2 + (y_{21} - y_{12}) u_1. \quad (12.11)$$

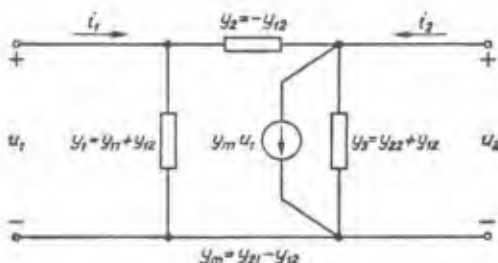
Uokvireni dio desne strane jednačbi (12.10) i (12.11) predstavlja *linearni pasivni recipročni četveropol*, koji se može prikazati kao π četveropol. Član $(y_{21} - y_{12}) u_1$ je uzrok *aktivnosti* četveropola i predstavlja strujni izvor koji je naponski upravljan. Kada bi bio ispunjen uvjet $y_{12} = y_{21}$, izvor bi otpao, a četveropol bi stvarno bio linearan, pasivan i recipročan. Sustav jednačbi (12.10) i (12.11) može se prikazati kao *ekvivalentni sklop s jednim izvorom* prema slici 12.3. Elementi sklopa y_1, y_2, y_3 i y_m imaju slijedeće vrijednosti koje slijede iz jednačbi (12.10) i (12.11):

$$y_1 = y_{11} + y_{12}, \quad (12.12)$$

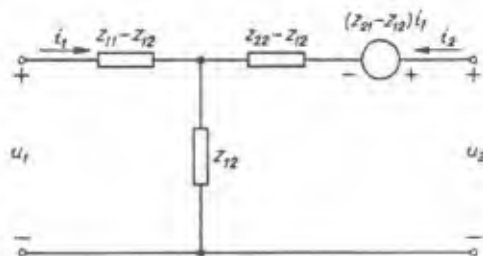
$$y_2 = -y_{12}, \quad (12.13)$$

$$y_3 = y_{12} + y_{22}, \quad (12.14)$$

$$y_m = y_{21} - y_{12}. \quad (12.15)$$



Sl. 12.3. Ekvivalentni π -sklop tranzistora s jednim izvorom.



Sl. 12.4. Ekvivalentni T -sklop tranzistora s jednim izvorom.

Na sličan način se pomoću *impedantnih* parametara može tranzistor prikazati kao *aktivni četveropol* s jednim naponskim izvorom koji je upravljan ulaznom strujom i smješten u izlaznoj grani četveropola. Prikazan je na slici 12.4. Na niskim frekvencijama su parametri realni, pa se na tim frekvencijama y parametri nazivaju g parametri, a z parametri prelaze u r parametre.

U tabeli 12.1 dana je veza između y , z i h parametra, koja, naravno, vrijedi za isti osnovni spoj:

TABELA 12.1.

Veza između y , z i h parametara			
Izraženi pomoću Parametri	z	y	h
z	z_{11}	$\frac{y_{22}}{\Delta^y} - \frac{y_{12}}{\Delta^y}$	$\frac{\Delta^h}{h_{22}}$
	z_{21}	$-\frac{y_{21}}{\Delta^y} + \frac{y_{11}}{\Delta^y}$	$-\frac{h_{21}}{h_{22}}$
y	$\frac{z_{22}}{\Delta^z} - \frac{z_{12}}{\Delta^z}$	y_{11}	$\frac{1}{h_{11}}$
	$-\frac{z_{21}}{\Delta^z} + \frac{z_{11}}{\Delta^z}$	y_{21}	$\frac{h_{21}}{h_{11}}$
h	$\frac{\Delta^z}{z_{22}} - \frac{z_{12}}{z_{22}}$	$\frac{1}{y_{11}} - \frac{y_{12}}{y_{11}}$	h_{11}
	$-\frac{z_{21}}{z_{22}} + \frac{1}{z_{22}}$	$\frac{y_{21}}{y_{11}} - \frac{\Delta^y}{y_{11}}$	h_{21}

Determinanta sustava y parametara označena je sa Δ^y i jednaka je $\Delta^y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$. Na isti način se dobivaju i determinante Δ^z i Δ^h . Veza između determinanata Δ^y , Δ^z i Δ^h dana je u tabeli 12.2.

TABELA 12.2.

Veza između determinanata Δ^y , Δ^z i Δ^h			
Izražena pomoću Determinanta	z	y	h
Δ^z	Δ^z	$\frac{1}{\Delta^y}$	$\frac{h_{11}}{h_{22}}$
Δ^y	$\frac{1}{\Delta^z}$	Δ^y	$\frac{h_{22}}{h_{11}}$
Δ^h	$\frac{z_{11}}{z_{22}}$	$\frac{y_{22}}{y_{11}}$	Δ^h

Admitantni, impedantni i hibridni parametri mogu se pod uvjetima kojima su definirani i izmjeriti. Vrijednosti parametara ovisit će o radnoj točki, temperaturi i frekvenciji na kojoj se mjerenja vrše. Tranzistor je, dakle, karakteriziran pomoću 4 neovisna parametra snimljena u funkciji navedenih varijabli. Ti parametri ne otkrivaju, međutim, vezu koja postoji između mjernih rezultata i pojava u samom tranzistoru. Osim toga, rezultati mjerenja parametara su takvi, naročito ukoliko se obavljaju u širokom dijapazonu frekvencija, da se parametri redovito ne mogu prikazati pomoću izvora i pasivnih elemenata koji su frekvencijski neovisni. To znači da se rezultati mjerenja ne mogu predložiti pomoću upotrebljivih ekvivalentnih sklopova koji bi vrijedili u širokom području frekvencija. Budući da ti parametri ne ilustriraju prilike u samom tranzistoru, nazivaju se *četveropolni parametri* ili *parametri vanjskih stezaljki*. Oni se obično prikazuju grafički, kao funkcije radne točke, temperature i frekvencije.

Postoji, međutim, i drugi pristup određivanju parametara malih signala. On uzima kao ishodišnu točku sam tranzistor, karakteriziran svojim tehnološkim i geometrijskim svojstvima i predložen svojim teoretskim modelom. Rješenje jednadžbe kontinuiteta pod dinamičkim prilikama, uz odgovarajuće nadopune, dovodi do rezultata u kojima svi parametri stoje u direktnoj vezi s pojavama u samom tranzistoru. Ukoliko se, međutim, pomoću tako dobivenih parametara želi prikazati ekvivalentni sklop tranzistora, poteškoća je u tome što se svi parametri mogu egzaktno predložiti samo pomoću električkih linija.

Uz odgovarajuća i redovito dozvoljena zanemarenja, mogu se parametri prikazati serijsko-paralelnim kombinacijama manjeg broja otpora i kapacitivnosti, koji su frekvencijski neovisni. Broj parametara je doduše povećan, naročito ukoliko ekvivalentni sklop treba da pokriva široko frekvencijsko područje. Međutim, za pojedina frekvencijska područja moguća su znatna pojednostavnjenja, što vodi na praktički sasvim upotrebljive ekvivalentne sklopove. Budući da svi parametri stoje u direktnoj vezi s pojavama u samom tranzistoru, oni se nazivaju *parametri elementa*. Ekvivalentni sklopovi dobiveni na osnovu tih parametara nazivaju se *prirodni*. Oni se za pojedine tehnološke tipove tranzistora u izvjesnoj mjeri razlikuju.

Točnost koju je moguće postići u određivanju parametara elementa ograničena je točnošću pretpostavljenog modela tranzistora i neophodnim aproksimacijama tokom matematičke analize. Što se tiče mjerenja, ti parametri se mogu odrediti samo indirektno, dedukcijom iz četveropolnih parametara. Glavna prednost parametara elementa je ta što se pomoću njih mogu dobiti dovoljno točni ekvivalentni sklopovi.

Osim toga, ti parametri omogućuju kritičku ocjenu utjecaja samog tranzistora na rad sklopa i umanjuju razlike koje postoje u točkama gledišta između onih koji konstruiraju tranzistore i onih koji koriste njihove sklopove. Ovdje će biti posvećena pažnja prvenstveno parametrima elementa. Odabrani pristup bit će postupan, od niskofrekvencijskih parametara prijeći će se dodavanjem pojedinih elemenata na visokofrekvencijske parametre.

12.2. Parametri tranzistora na niskim frekvencijama

Kao osnova za analizu uzet će se idealni $P-N-P$ tranzistor s homogenom bazom, kome će se kasnije dodati omski otpor baze prema slici 11.30. Pretpostavit će se rad u aktivnom području ($U_{EB} > 0$, $U_{CB} < 0$) u spoju *zajedničke baze* u režimu malih signala. Pod dinamičkim prilikama ukupni napon emiter-baza sastoji se od istosmjerne i izmjenične komponente: $u_{EB} = U_{EB} + u_{eb}$, a isto vrijedi i za $u_{CB} = U_{CB} + u_{cb}$.

Između narinutih napona (koji su pod prilikama niske injekcije i zanemarenog otpora baze istovremeno naponi na barijerama) i koncentracija injektiranih nosilaca vrijede odnosi dani relacijom (11.21). Za šupljine na emitterskom rubu baze se prema tome dobiva:

$$p_{BOT} = p_{OB} \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} = p_{OB} \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}} \cdot e^{\frac{qU_{cb}}{kT}} = p_{BO} \cdot e^{\frac{qU_{eb}}{kT}}. \quad (12.16)$$

Ukupna koncentracija šupljina na rubu baze: $p_{BOT} = p_{BO} + p_{bo}$ sastoji se od konstantne koncentracije p_{BO} i izmjenične koncentracije p_{bo} . Razvoj izraza u red daje:

$$p_{BOT} = p_{BO} \left[1 + \frac{q u_{eb}}{k T} + \frac{1}{2} \left(\frac{q u_{eb}}{k T} \right)^2 + \dots \right]. \quad (12.17)$$

Aproksimacija režima malih signala uzima u obzir samo linearni član razvoja, a uvjet za to je da je maksimalna vrijednost izmjeničnog napona $U_{ebm} < kT/q$. Uzevši da je na sobnoj temperaturi $kT/q \approx 25$ mV, slijedi da maksimalni izmjenični napon mora biti manji od 25 mV da bi linearna aproksimacija predstavljala dovoljno točno približenje. Znači da na ulazu u bazu za izmjeničnu koncentraciju šupljina vrijedi relacija:

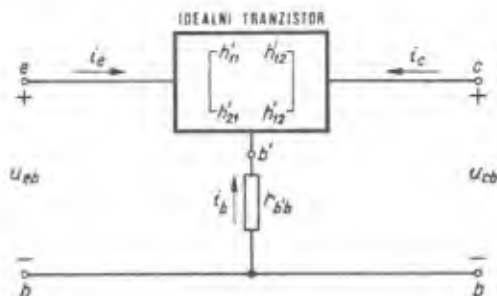
$$p_{bo} = p_{BO} \cdot \frac{q u_{eb}}{k T}. \quad (12.18)$$

Veza između veličina p_{bo} i u_{eb} je dakle u režimu malih signala linearna. Kako između struja i koncentracija nosilaca uvijek postoji linearna veza, bit će i ovisnost između izmjeničnih napona i struja linearna. Ograničenja koja se postavljaju na promjene napona u_{CB} nisu ni izdaleka tako oštra. Treba uzeti da je u aktivnom području $u_{CB} < 0$, pa je prema tome i koncentracija p_{BWT} vrlo mala i u usporedbi s koncentracijom p_{BOT} se može zanemariti.

Najjednostavniji pristup određivanju parametara bio bi preko jednadžbi $i_E = f(u_{EB}, u_{CB})$; $i_C = f(u_{EB}, u_{CB})$, koje vode na admitantne parametre. Međutim, ovdje će se za određivanje niskofrekvencijskih parametara početi od jednadžbi $u_{EB} = f(i_E, u_{CB})$; $i_C = f(i_E, u_{CB})$, koje vode na hibridne parametre. Razlog tome je što su hibridni parametri najčešće u upotrebi. Naime, emiter je obično napajan strujno, tj. iz izvora čiji je otpor mnogo veći od ulaznog otpora tranzistora, što logično vodi na odabiranje struje i_E kao nezavisne varijable.

Najprije će se odrediti niskofrekvencijski parametri *idealnog* tranzistora, tzv. h' parametri, a onda će se dodavanjem *omskog otpora* baze $r_{b'}$ prijeći na hibridne parametre *realnog* tranzistora. (Kada se radi o izmjeničnim veličinama, onda se upotre-

bljavaju mala slova za indekse pojedinih veličina. Unutarnja točka baze označena je sa b' a b je izvana dostupan priključak baze.) Na niskim frekvencijama je $r_{b'b} \approx r_B$. Model tranzistora koji će biti analiziran formalno je prikazan na slici 12.5. Serijski omski otpor kolektora je u aktivnom području zanemariv u odnosu na dinamički otpor kolektora.



Sl. 12.5. Shematski model tranzistora na niskim frekvencijama.

Ishodišne jednadžbe za dobivanje h' parametara, pisane za trenutne ukupne vrijednosti napona i struja, glase:

$$u_{EB'} = f(i_E, u_{CB'}), \quad (12.19)$$

$$i_C = f(i_E, u_{CB'}), \quad (12.20)$$

iz čega slijedi:

$$du_{EB'} = \left(\frac{\partial u_{EB'}}{\partial i_E} \right)_{U_{CB'}} \cdot di_E + \left(\frac{\partial u_{EB'}}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E} \cdot du_{CB'}, \quad (12.21)$$

$$di_C = \left(\frac{\partial i_C}{\partial i_E} \right)_{U_{CB'}} \cdot di_E + \left(\frac{\partial i_C}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E} \cdot du_{CB'}. \quad (12.22)$$

Diferencijali napona i struja, odnosno njihove male promjene, mogu se interpretirati kao izmjenične vrijednosti tih veličina, dakle: $du_{EB'} = u_{eb'}$ itd. Pomoću jednadžbi (12.21) i (12.22) je tranzistor karakteriziran svojim hibridnim parametrima, kao i pomoću jednadžbi (12.5) i (12.6). Dakle *hibridni parametri idealnog tranzistora* definirani su i slijedećim relacijama, koje su u principu identične s relacijama (12.8):

$$\begin{aligned} h'_{11} &= \left(\frac{\partial u_{EB'}}{\partial i_E} \right)_{U_{CB'}}; & h'_{12} &= \left(\frac{\partial u_{EB'}}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E}; \\ h'_{21} &= \left(\frac{\partial i_C}{\partial i_E} \right)_{U_{CB'}}; & h'_{22} &= \left(\frac{\partial i_C}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E}. \end{aligned} \quad (12.23)$$

Na temelju građiva iznesenog u poglavlju 11 i jednadžbe (12.23) mogu se izračunati h' parametri i dovesti u vezu s pojavama u samom tranzistoru.

Iz definicije za parametar h'_{11} i jednadžbe (11.46) proizlazi:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h'_{11}} = \frac{1}{r'_e} = g'_e &= \left(\frac{\partial i_E}{\partial u_{EB'}} \right)_{U_{CB'}} = - \frac{q}{kT} I_{ES} \cdot e^{\frac{qU_{EB'}}{kT}} = \\ &= \frac{q}{kT} (I_E - I_{ES}) \approx \frac{q I_E}{kT}, \end{aligned} \quad (12.24)$$

odnosno:

$$h'_{11} = r'_e = \frac{kT}{q I_E}. \quad (12.25)$$

Kod približne relacije je pretpostavljeno da je $qU_{EB'}/kT \gg 1$; odnosno $U_{EB'} > 0,1$ V. Kao što se vidi, dinamički ulazni otpor tranzistora uz kratko spojeni izlaz (što se tiče izmjenične komponente kolektorskog napona) je strukturom identičan dinamičkom otporu P - N diode. Za sobnu temperaturu vrijedi:

$$h'_{11} = r'_e = \frac{0,025}{I_E}; \quad g'_e = 40 I_E. \quad (12.26)$$

Dinamički ulazni otpor idealnog tranzistora je to manji što je istosmjerna emitorska struja veća, a temperatura niža.

Iz definicije za h'_{21} vidi se da taj parametar predstavlja *faktor strujnog pojačanja*. Komparacijom s definicijom (11.15) proizlazi:

$$h'_{21} = -\alpha' = -\beta^* \cdot \gamma. \quad (12.27)$$

Faktor naponske povratne veze $h'_{12} = \mu'_{ec}$ i izlazna vodljivost uz otvoren ulaz $h'_{22} = g'_c$ su posljedice *Earlyjevog efekta*. Kad se širina baze ne bi mijenjala s kolektorskim naponom, ta dva parametra bi bila jednaka nuli. Uzevši najjednostavniji primjer legiranog tranzistora, barijera kolektor-baza se širi praktički isključivo na stranu baze, tako da vrijedi relacija:

$$W = W_0 - d_{BC} = W_0 - K \sqrt{u_{B'C}}, \quad (12.28)$$

gdje je napon $u_{B'C} = -u_{CB'} > 0$ za reverzno polarizirani kolektor P - N - P tranzistora. Tehnološka širina baze je W_0 , a W je njena neto-širina, što je već ilustrirano na slikama 11.8 i 11.11. Izraz za širinu kolektorske barijere d_{BC} slijedi iz jednadžbe (9.50), a kontakti potencijal je zanemaren. Jednadžba (12.28) pokazuje da se baza *suzuje* kod više reverzne polarizacije, a iz nje također slijedi:

$$\frac{\partial W}{\partial u_{B'C}} = - \frac{K}{\sqrt{u_{B'C}}} = - \frac{d_{BC}}{2 u_{B'C}}. \quad (12.29)$$

Član $\partial W / \partial u_{B'C} < 0$, dok je $\partial W / \partial u_{CB'} > 0$. Faktor $\partial W / \partial u_{CB'}$, figurirat će u nekoliko važnih jednažbi, pa je potrebno da pitanje predznaka bude razjašnjeno. Iz definicije za h'_{22} slijedi:

$$h'_{22} = g'_c = \left(\frac{\partial i_c}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E} = -I_E \left(\frac{\partial \alpha'}{\partial u_{CB'}} \right) = -I_E \frac{\partial \alpha'}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial u_{CB'}}. \quad (12.30)$$

Uzevši u obzir da je $\alpha' = \beta^* \cdot \gamma$, a uz $\gamma \approx 1$, je $\alpha' = \beta^*$, pa iz jednažbi (11.27) i (12.30) proizlazi:

$$h'_{22} = g'_c = \frac{I_E}{W} \cdot 2(1 - \alpha') \frac{\partial W}{\partial u_{CB'}}. \quad (12.31)$$

Izlazna vodljivost $h'_{22} = g'_c$ je proporcionalna istosmjernoj emitterskoj struji.

Iz jednažbe (12.7) i tabele 12.1 proizlazi:

$$\left(\frac{\partial i_E}{\partial u_{CB'}} \right)_{U_{EB'}} = g'_{12} = -\frac{h'_{12}}{h'_{11}} = \frac{\mu'_{ee}}{r'_e}. \quad (12.32)$$

To je pomoćna jednažba za određivanje parametra faktora naponske povratne veze: $h'_{12} = \mu'_{ee}$. Iz jednažbi (12.29) i (11.31) slijedi:

$$g'_{12} = \left(\frac{\partial i_E}{\partial u_{CB'}} \right)_{U_{EB'}} = \frac{\partial i_E}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial u_{CB'}} = -\frac{I_E}{W} \frac{\partial W}{\partial u_{CB'}}. \quad (12.33)$$

Pomoću jednažbi (12.24), (12.32) i (12.33) se dobiva:

$$h'_{12} = \mu'_{ee} = \left(\frac{\partial u_{EB'}}{\partial u_{CB'}} \right)_{I_E} = \frac{k T}{q} \cdot \frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial u_{CB'}}. \quad (12.34)$$

Danom analizom prikazana su četiri osnovna niskofrekvencijska h' parametra idealnog tranzistora u spoju zajedničke baze u ovisnosti o svojstvima samog tranzistora, kao i u ovisnosti o pogonskim uvjetima.

Niskofrekvencijski admitantni parametri idealnog tranzistora g'_{11} , g'_{12} , g'_{21} i g'_{22} dobivaju se iz hibridnih parametara upotrebom tablice 12.1:

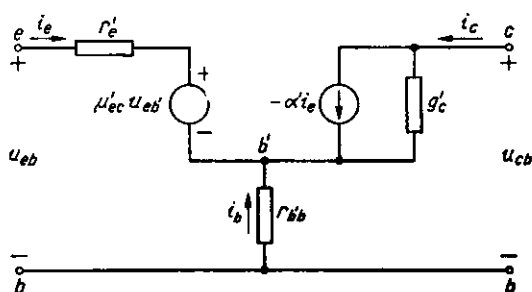
$$g'_{11} = \frac{1}{h'_{11}} = \frac{1}{r'_e} = g'_e, \quad (12.35)$$

$$g'_{12} = -\frac{h'_{12}}{h'_{11}} = -\frac{\mu'_{ee}}{r'_e}, \quad (12.36)$$

$$g'_{21} = \frac{h'_{21}}{h'_{11}} = -\frac{a'}{r'_e}, \quad (12.37)$$

$$g'_{22} = \frac{\Delta h'}{h'_{11}} = g'_c + \frac{\mu'_{ec} \cdot a'}{r'_e}. \quad (12.38)$$

Dodavanjem *omskog otpora baze* moguće je prikazati *hibridni niskofrekvencijski ekvivalentni sklop realnog tranzistora u spoju zajedničke baze*. (*Earlyjev ekvivalentni sklop*). Svi elementi toga sklopa imaju sada određeno fizikalno značenje. Slijedeći



Sl. 12.6. Hibridni ekvivalentni sklop realnog tranzistora u spoju zajedničke baze za područje niskih frekvencija (Earlyjev sklop).

korak sastoji se u tome da se odrede četiri h parametra *realnog* tranzistora u spoju zajedničke baze (niskofrekvencijski četveropolni h parametri) i izraze pomoću h' parametara i otpora $r_{b'b}$. To se postiže na jednostavan način pomoću ekvivalentnog sklopa na slici 12.6. Na primjer, parametar h_{22} se određuje na slijedeći način:

$$h_{22} = \left(\frac{i_c}{u_{cb}} \right)_{i_e=0}, \quad (12.39)$$

$$(u_{cb})_{i_e=0} = \frac{i_c}{g'_c} - i_b r_{b'b} = \frac{i_c}{g'_c} + i_c r_{b'b} = i_c \cdot \frac{1 + r_{b'b} g'_c}{g'_c}, \quad (12.40)$$

iz čega slijedi:

$$h_{22} = \frac{g'_c}{1 + r_{b'b} g'_c} \approx g'_c. \quad (12.41)$$

Na sličan način se određuju i ostali h parametri. Rezultati su slijedeći:

$$h_{11} = \left(\frac{u_{eb}}{i_e} \right)_{u_{cb}=0} \approx r'_e + r_{b'b} (1 - a'), \quad (12.42)$$

$$h_{21} = \left(\frac{i_c}{i_e} \right)_{u_{cb}=0} = -a = -\frac{a' + r_{b'b} g'_c}{1 + r_{b'b} g'_c} \approx -a', \quad (12.43)$$

$$h_{12} = \left(\frac{u_{eb}}{u_{cb}} \right)_{i_e=0} = \frac{\mu'_{ec} + r_{b'b} g'_c}{1 + r_{b'b} g'_c} \approx \mu'_{ec} + r_{b'b} g'_c. \quad (12.44)$$

Na niskim frekvencijama se 4 četveropolna parametra realnog tranzistora mogu izraziti pomoću 4 osnovna parametra idealnog tranzistora i omskog otpora baze. Dakle, potrebno je 5 parametara elementa. Kod aproksimacije je uzeto u obzir da h' parametri imaju redovito slijedeće vrijednosti: Parametri $1/r'_e = g'_e$ i g'_e su proporcionalni istosmjernoj emitterskoj struji. Uz $I_E = 1$ mA je $r'_e = 25 \Omega$, dakle reda 10Ω , g'_e je reda 10^{-6} S; μ'_{ec} se kreće u granicama od 10^{-4} do 10^{-3} , $r_{b'b}$ je reda 100Ω , a α' leži u granicama od 0,95 do 0,99.

Potrebno je napomenuti da se kod promjene napona u_{CB} mijenja omski otpor baze u ritmu te promjene, i to zato što se mijenja širina baze. Zbog toga istosmjerna struja baze dovodi do izmjeničnog napona u grani baze. Ta pojava se može predočiti pomoću jednog naponskog izvora u seriji s otporom baze i naziva se modulacija otpora baze. Efekt te pojave je, međutim, obično manje izrazit od efekta izvora $\mu'_{ec} \cdot u_{cb}$, pa se daljnja analiza izostavlja.

Kada su parametri jednog spoja poznati, onda su određeni i parametri ostalih osnovnih spojeva. Relacije koje daju h i y parametre spoja zajedničkog emitera izražene pomoću istoimenih parametara spoja zajedničke baze dani su u tabeli 12.3. Četveropolni parametri spoja zajedničkog emitera imaju dodatni indeks e , dok se parametri spoja zajedničke baze ovdje navode bez dodatnog indeksa. Relacije za h parametre su približne, ali su na niskim frekvencijama praktički točne. Kompletne prijelazne tabele između y , h i z parametara za sva tri osnovna spoja nalaze se u brojnoj literaturi*.

TABELA 12.3

Parametri spoja zajedničkog emitera izraženi pomoću parametara spoja zajedničke baze	
$[h_e]$	$[y_e]$
$h_{11e} = \frac{h_{11}}{1 + h_{21}}$	$y_{11e} = y_{11} + y_{12} + y_{21} + y_{22}$
$h_{12e} = \frac{h_{11} h_{22}}{1 + h_{21}} - h_{12}$	$y_{12e} = -(y_{12} + y_{22})$
$h_{21e} = -\frac{h_{21}}{1 + h_{21}}$	$y_{21e} = -(y_{21} + y_{22})$
$h_{22e} = \frac{h_{22}}{1 + h_{21}}$	$y_{22e} = y_{22}$

Na osnovu ranijih izlaganja i tabele 12.3 dobivaju se vrlo često upotrebljavani niskofrekvencijski četveropolni hibridni parametri spoja zajedničkog emitera izraženi pomoću osnovnih parametara:

$$h_{11e} = \left(\frac{u_{be}}{i_b} \right)_{u_{ce}=0} \approx r_{b'b} + \frac{r'_e}{1 - \alpha'} = r_{b'b} + r'_e (1 + \beta'), \quad (12.45)$$

$$h_{12e} = \left(\frac{u_{be}}{u_{ce}} \right)_{i_b=0} \approx \frac{r'_e \cdot g'_e}{1 - \alpha'} - \mu'_{ec} \quad (12.46)$$

* Vidi npr. knjigu: S. Turk, »Elektronički sklopovi«

$$h_{21e} = \left(\frac{i_c}{i_b} \right)_{u_{ce}=0} \approx \frac{\alpha'}{1 - \alpha'} = \beta' \approx \beta, \quad (12.47)$$

$$h_{22e} = \left(\frac{i_c}{u_{ce}} \right)_{i_b=0} \approx \frac{g'_c}{1 - \alpha'} = g'_c \cdot (1 + \beta'). \quad (12.48)$$

Usporedba istoimenih h parametara spoja zajedničkog emitera i spoja zajedničke baze pokazuje da je ulazni otpor spoja zajedničkog emitera $1/(1 - \alpha) = 1 + \beta$ puta veći. U istom omjeru stoje i faktori strujnog pojačanja h_{21e}/h_{21} , kao i izlazne vodljivosti h_{22e}/h_{22} . Faktori naponske povratne veze su istog reda veličina.

Za tranzistore su uobičajeni ekvivalentni sklopovi s jednim izvorom, na bazi g odnosno y parametara, i to naročito za spoj zajedničkog emitera. Tzv. *hibridni π ekvivalentni sklop* (*Giacolettov ekvivalentni sklop*) spoja zajedničkog emitera je općenito jedan od najčešće upotrebljivanih. Svi elementi tog ekvivalentnog sklopa za područje niskih frekvencija mogu se izraziti pomoću osnovnih parametara elementa.

Osnovni g' parametri idealnog tranzistora u spoju zajedničke baze već su dani jednadžbama (12.35) do (12.38). Pomoću tabele 12.3 dobivaju se istoimeni parametri spoja zajedničkog emitera, što daje:

$$g'_{11e} = g'_c + \frac{1 - \alpha'}{r'_e} \approx \frac{1 - \alpha'}{r'_e}, \quad (12.49)$$

$$g'_{12e} = -g'_c + \frac{\mu'_{ec}(1 - \alpha')}{r'_e} \approx -g'_c, \quad (12.50)$$

$$g'_{21e} = \frac{\alpha'(1 - \mu'_{ec})}{r'_e} - g'_c \approx \frac{\alpha'}{r'_e}, \quad (12.51)$$

$$g'_{22e} = g'_c + \frac{\mu'_{ec}\alpha'}{r'_e}. \quad (12.52)$$

Iz jednadžbi (12.12) do (12.15) dobivaju se elementi π ekvivalentnog sklopa idealnog tranzistora u spoju zajedničkog emitera:

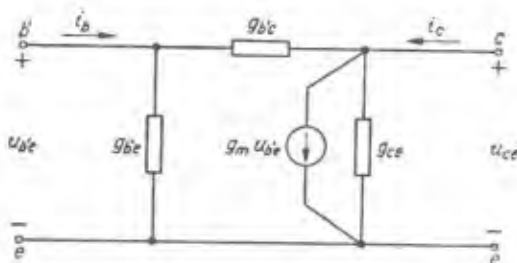
$$g_1 = g_{b'e} \approx \frac{1 - \alpha'}{r'_e}, \quad (12.53)$$

$$g_2 = g_{b'e} \approx g'_c, \quad (12.54)$$

$$g_3 = g_{ce} \approx \frac{\mu'_{ec}}{r'_e}, \quad (12.55)$$

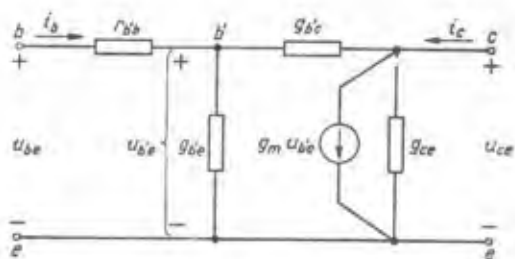
$$g_m \approx \frac{\alpha'}{r'_e}. \quad (12.56)$$

Admitancija g_m se često naziva *strmina tranzistora* jer je definicijom analogna strmini elektronskih cijevi. Članovi $g_{b'e}$, $g_{b'c}$, g_{ce} i g_m predstavljaju elemente niskofrekvencijskog ekvivalentnog sklopa idealnog tranzistora prikazanog na slici 12.7.



Sl. 12.7. Ekvivalentni- π sklop idealnog tranzistora u spoju zajedničkog emitera za područje niskih frekvencija.

Ekvivalentni sklop realnog tranzistora dobiva se dodavanjem omskog otpora baze u seriju s ulaznom granom. Na taj način nastaje niskofrekvencijski serijsko-paralelni ili *hibridni- π ekvivalentni sklop* prikazan na slici 12.8.

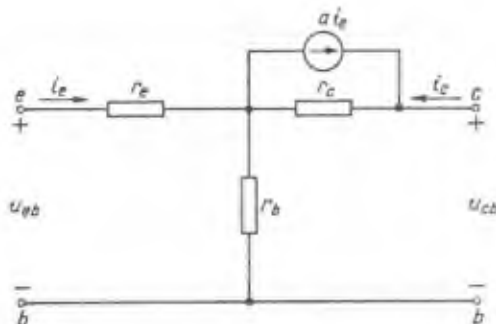


Sl. 12.8. Hibridni- π ekvivalentni sklop realnog tranzistora u spoju zajedničkog emitera za područje niskih frekvencija (Giacolettov sklop).

Najranije upotrebljavan ekvivalentni sklop tranzistora bio je T -ekvivalentni sklop, dobiven na bazi impedantnih parametara i prikazan na slici 12.4. On je ušao u upotrebu za predodžbu dinamičkih svojstava točkastih tranzistora i ostao duže vremena u upotrebi i kod spojnih tranzistora. Za spoj zajedničke baze je taj sklop prikazan na slici 12.9. Treba odmah naglasiti da je r_e u ovom sklopu različit od r_e' . U otporu baze r_b je sadržan i omski otpor baze $r_{b'b}$ i član $\mu_{e'e}'/g_c'$ koji je posljedica Earlyjevog efekta. Članovi a odnosno r_e su praktički jednaki a' i $1/g_c'$. Elementi toga sklopa nisu u direktnoj i jednostavnoj vezi s pojavama u tranzistoru kao h' parametri. Neki od elemenata tog sklopa su također teško mjerivi. Daljnje poteškoće nastupaju kada se ekvivalentni T -sklop želi proširiti na područje visokih frekvencija. Zbog toga se ovaj sklop i impedantni parametri neće više razmatrati.

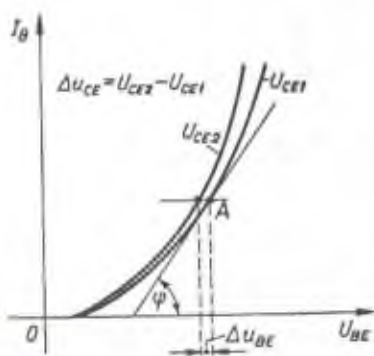
Parametri tranzistora se najčešće određuju mjerenjem pomoću malih izmjeničnih signala. U području niskih frekvencija se redovito radi s hibridnim parametrima. Isto tako je moguće parametre odrediti *grafičkim* putem iz statičkih karakteristika

tranzistora. Tako se npr. parametri h_{11} i h_{12} mogu odrediti iz ulaznih karakteristika, a parametri h_{21} i h_{22} iz izlaznih karakteristika. Parametar h_{21} se može odrediti, naravno, i iz prijenosnih karakteristika tranzistora, a h_{12} iz tzv. karakteristika povratne veze, koje ovdje nisu ni obrađivane jer su prilično neinformativne.

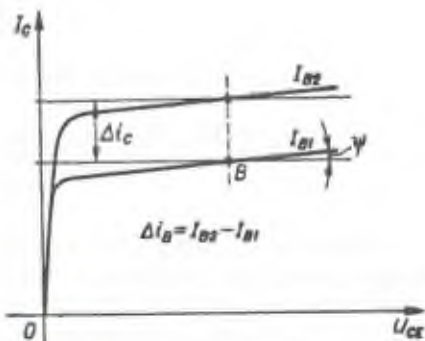


Sl. 12.9. Ekvivalentni T-sklop realnog tranzistora u spoju zajedničke baze za područje niskih frekvencija.

Na slici 12.10 prikazane su ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera, snimljene za dvije vrijednosti parametra U_{CE} . Statička radna točka označena je sa A . Uzevši u obzir da je ulazni otpor $h_{11e} = (du_{BE}/di_B)_{U_{CE}}$, slijedi da je h_{11e} jednak recipročnoj vrijednosti tangensa kuta φ , koji tvori tangenta u radnoj točki s osi apscisa. Način određivanja parametra $h_{12e} = (du_{BE}/du_{CE})_{I_B}$ je očit iz slike.



Sl. 12.10. Ilustracija postupka grafičkog određivanja hibridnih parametara h_{11e} i h_{12e} .



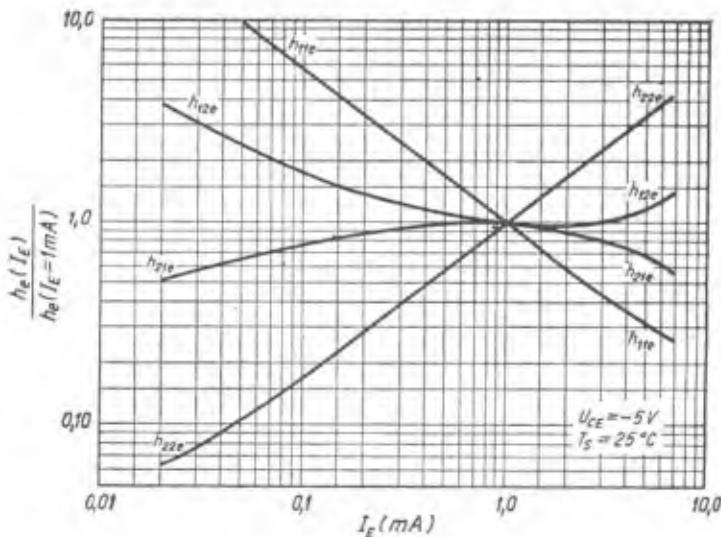
Sl. 12.11. Ilustracija postupka grafičkog određivanja hibridnih parametara h_{21e} i h_{22e} .

Treba napomenuti da je točnost određivanja parametara grafičkim putem ograničena, naročito što se tiče parametra h_{12e} , zbog toga što je promjena napona u_{BE} izazvana promjenom napona u_{CE} toliko mala da se ne može ni iole točno očitati. Slika 12.11 prikazuje izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera snimljene za dvije vrijednosti parametra I_B . Statička radna točka označena je sa B . Izlazna vodljivost $h_{22e} = (di_C/du_{CE})_{I_B}$ je prema definiciji jednaka

tangensu kuta ψ . Faktor strujnog pojačanja je $\beta = h_{21e} = h_{\mu} = (di_c/di_b)_{U_{CE}}$ i postupak određivanja tog parametra je evidentan. Faktor strujnog pojačanja h_{21e} može se odrediti i iz prijenosnih karakteristika prikazanih na slici 11.26, kao nagib karakteristike u odabranoj radnoj točki. Faktor pojačanja istosmjernne struje h_{FE} se iz tih karakteristika određuje kao kvocijent istosmjernih struja $(I_C - I_{CE0})/I_B$. Na analogan način se određuju i parametri spoja zajedničke baze iz odgovarajućih karakteristika.

12.3. Ovisnost niskofrekvencijskih parametara tranzistora o radnoj točki i temperaturi

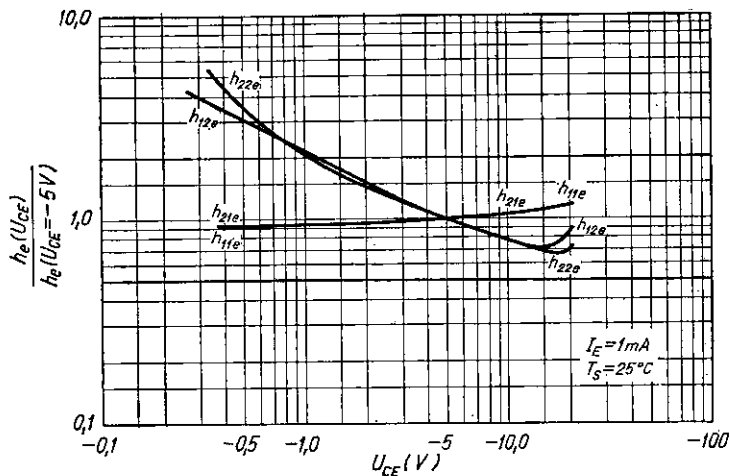
Provedena analiza tranzistorskih parametara na niskim frekvencijama omogućuje da se ocijeni njihova ovisnost o kolektorskom naponu, emitorskoj ili kolektorskoj struji i o temperaturi kristala. Poznavanje promjena parametara je potrebno ako se želi tranzistor optimalno koristiti. Na niskim frekvencijama se tranzistor najčešće karakterizira pomoću hibridnih parametara. Zbog toga se sa strane proizvođača redovito navode iznosi tih parametara u nekoj standardnoj radnoj točki na temperaturi od 25 °C, a njihove promjene u ovisnosti o veličinama U_{CE} , U_{CE} , I_E , I_C i T_S se prikazuju grafički. Obično se ti podaci daju za spoj zajedničkog emitera, a ponekad i za spoj zajedničke baze.



Sl. 12.12. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničkog emitera o struji emitera (germanijev legirani P-N-P tranzistor).

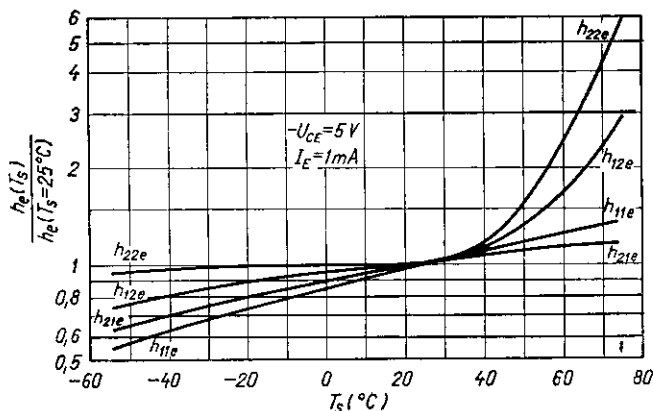
Od primjerka do primjerka istog tipa tranzistora mogu parametri varirati u dosta širokim granicama, međutim, relativne promjene pojedinog parametra u ovisnosti o navedenim varijablama su obično neznatne za isti tip tranzistora.

Između tranzistora s homogenom bazom i tranzistora s nehomogenom bazom nema većih razlika u iznosima parametara h_{11} i h_{21} , dok parametri h_{12} i h_{22} mogu biti kod tranzistora s nehomogenom bazom i za red veličine manji. To je zbog toga što parametri h_{12} i h_{22} ovise u velikoj mjeri o Earlyjevom efektu, a taj efekt dolazi slabije do izražaja kod tranzistora s nehomogenom bazom.



Sl. 12.13. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničkog emitera o naponu U_{CE} (germanijev legirani P-N-P tranzistor).

Ovdje će biti prikazana ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničkog emitera o U_{CE} , I_E i T_S za jedan germanijev legirani P-N-P tranzistor, kao i ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničke baze o U_{CB} , I_C i T_S za jedan difuziono-



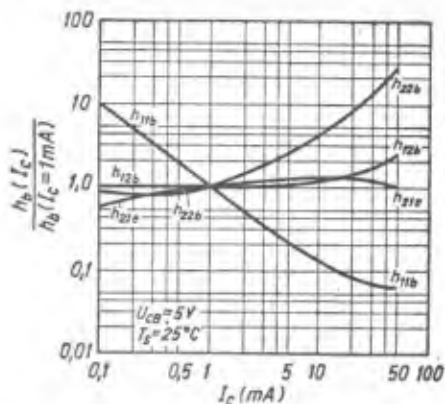
Sl. 12.14. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničkog emitera o temperaturi (germanijev legirani P-N-P tranzistor).

planarni silicijev N-P-N tranzistor. Promjene parametara dane su u relativnim iznosima u odnosu na njihove iznose u referentnoj radnoj točki na temperaturi od 25 °C. Mjerenje parametara izvršeno je na frekvenciji $f = 1$ kHz, koja je dovoljno niska, tako da su svi parametri realni.

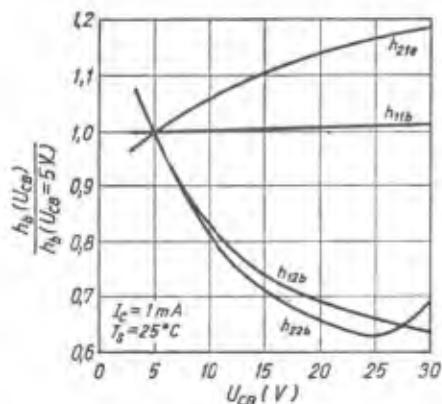
Na slici 12.12 prikazane su ovisnosti h_{11e} , h_{12e} , h_{21e} i h_{22e} o I_E . Na slici 12.13 dana je ovisnost tih parametara o U_{CE} . Slika 12.14 prikazuje ovisnost tih parametara o temperaturi T_s za germanijev legirani $P-N-P$ tranzistor. U referentnoj radnoj točki: $I_E = 1$ mA, $U_{CE} = -5$ V uz $T = 25^\circ\text{C}$ su za odabrani tranzistor iznosi parametara slijedeći: $h_{11e} = 1450 \Omega$, $h_{12e} = 8 \cdot 10^{-4}$, $h_{21e} = 42$, $h_{22e} = 36 \mu\text{S}$.

Na slici 12.15 prikazane su relativne promjene parametara h_{11b} , h_{12b} , h_{21b} i h_{22b} u ovisnosti o I_C . Na slici 12.16 prikazane su ovisnosti tih parametara o U_{CB} . Slika 12.17 prikazuje ovisnosti tih parametara o temperaturi T_s za planarni silicijev $N-P-N$ tranzistor. U referentnoj radnoj točki: $I_C = 1$ mA, $U_{CB} = 5$ V uz $T = 25^\circ\text{C}$ su za odabrani tranzistor iznosi parametara slijedeći: $h_{11b} = 30 \Omega$, $h_{12b} = 1,5 \cdot 10^{-4}$, $h_{21b} = 60$, $h_{22b} = 0,2 \mu\text{S}$. Umjesto parametra h_{21b} prikazan je parametar h_{21e} jer su njegove promjene izrazitije i iz njih se vrlo lako može proračunati promjene h_{21b} .

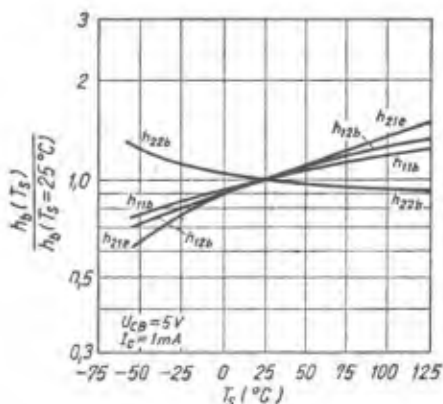
Ukoliko se pogleda ovisnost parametara o I_E ili I_C , vidi se da s porastom struje opadaju h_{11e} i h_{11b} . Oba ta parametra su obrnuto proporcionalna s I_E . Ovisnost parametra h_{11e} o struji uvjetovana je također u manjoj mjeri i ovisnošću $h_{21e} = \beta$ o struji. Parametar h_{21e} najprije raste s porastom struje, a kasnije pada. Takvo po-



Sl. 12.15. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničke baze o struji kolektora (silicijev planarni $N-P-N$ tranzistor).



Sl. 12.16. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničke baze o naponu U_{CB} (Silicijev planarni $N-P-N$ tranzistor).



Sl. 12.17. Ovisnost hibridnih parametara spoja zajedničke baze o temperaturi (silicijev planarni $N-P-N$ tranzistor).

našanje svodi se na ovisnost faktora strujnog pojačanja o nivou injekcije i objašnjeno je u članku 11.5. Izlazna vodljivost uz otvoren ulaz h_{22b} odnosno h_{22e} raste u prvoj aproksimaciji proporcionalno s I_E , time da je ovisnost h_{22e} osim toga u manjoj mjeri uzrokovana ovisnošću h_{21e} o I_E , što slijedi iz jednadžbe (12.48).

Ovisnosti parametara povratne veze h_{12b} i h_{12e} o I_E ili I_C nisu tako očite iz približnih jednadžbi (12.44) i (12.46). Određen utjecaj na ponašanje parametara h_{12b} i h_{12e} imaju pojave visoke injekcije koje dovode do umjerenog porasta tih parametara na većim strujama. U spoju zajedničke baze izvjestan utjecaj na porast h_{12b} ima činjenica da s porastom I_E brže raste $g'_e \approx h_{22b}$ nego što opada $r_{b'b}$ zbog pojave modulacije vodljivosti baze. Kod tranzistora s lošijim površinskim svojstvima, a to su legirani tranzistori, ne može se zanemariti ni utjecaj površinskih kanala na strujnu ovisnost h_{12} .

Ovisnost parametara o *promjenama napona* reverzno polariziranog kolektora lako je analizirati na temelju jednadžbi koje ih definiraju. Parametri h_{11e} , h_{11b} i h_{21e} rastu s porastom iznosa U_C . Baza postaje uža kod više reverzne polarizacije, pa zbog toga raste α , a prema tome i h_{21e} . Prema izrazu (12.37) vrlo umjeren porast h_{11b} je rezultat činjenice da $r_{b'b}$ raste brže zbog suženja baze nego što $(1 - \alpha)$ opada. Ponašanje parametara h_{12e} , h_{12b} , h_{22e} i h_{22b} se u prvom redu svodi na ponašanje člana $(1/W) \cdot (\partial W / \partial u_{CB})$.

Kod viših napona U_{CB} član $\partial W / \partial u_{CB}$ postaje manji i kod legiranih tranzistora se ravna prema izrazu (12.29). Kod difuzionih tranzistora je ponašanje kvalitativno isto, samo što je član $\partial W / \partial u_{CB}$ puno manji jer se barijera, izuzev kod niskih U_{CB} , uglavnom širi na stranu slabo vodljivog kolektora. Kod još viših reverznih napona dolazi do porasta parametara h_{12e} i h_{22e} zbog toga što porast člana $1/W$ prevladava pad člana $\partial W / \partial u_{CB}$. Kod odabranog planarnog tranzistora do ponovnog porasta h_{22b} dolazi također zbog činjenice da kod viših napona reverzne polarizacije dolazi postepeno do lavinske multiplikacije, pa nagib $I_C = f(U_{CB})$ karakteristika postaje nešto strmiji.

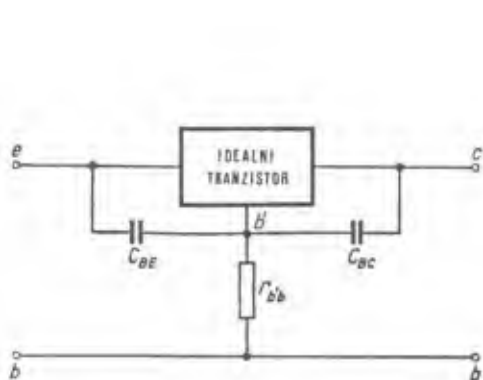
Što se tiče *temperатурne ovisnosti* hibridnih parametara, može se sumarno reći da oni manje ili više izrazito rastu s temperaturom. Izuzetak je samo parametar h_{22b} koji umjereno opada s porastom temperature, ali samo kod silicijevih tranzistora. Parametri h_{11e} i h_{11b} , te h_{12e} i h_{12b} rastu u prvoj aproksimaciji proporcionalno s temperaturom, što slijedi iz jednadžbi koje ih definiraju. Porast faktora strujnog pojačanja h_{21e} s temperaturom objašnjen je u članku 11.5 i nešto je izrazitiji kod silicijevih tranzistora nego kod germanijevih.

Umjeren pad parametra h_{22b} je rezultat povećanja iznosa α s porastom temperature, što slijedi iz jednadžbe (12.31). Međutim, takvo ponašanje se opaža samo kod silicijevih tranzistora. Treba, naime, uzeti u obzir da je kod izvođenja izraza za parametre pretpostavljeno da je struja I_{CBO} konstantna. To nije sasvim točno, pa bi izraz za h_{22b} morao sadržati i član $\partial i_{CBO} / \partial u_{CB}$. Iznos člana $\partial i_{CBO} / \partial u_{CB}$ postaje veći na višim temperaturama, međutim kod silicijevih tranzistora je ta činjenica praktički beznačajna, jer je struja I_{CBO} ekstremno malena. Porast parametra h_{22e} s temperaturom potencira činjenica da je porast člana $\partial(i_{CBO}/1 - \alpha) / \partial u_{CB}$ pogotovo veći kod viših temperatura.

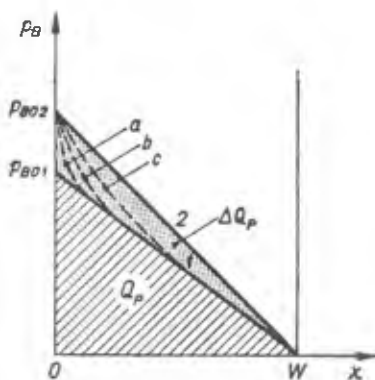
Prikazane ovisnosti parametara o radnoj točki i temperaturi su manje više slične za sve tranzistore. Preciznija analiza bi iziskivala da se uzmu u obzir brojni dodatni efekti, što je za praktičke potrebe suvišno.

12.4. Parametri tranzistora na višim frekvencijama

Porastom frekvencije signala počinju na rad tranzistora sve više djelovati reaktivni učinci, koji dovode do toga da pojačanje struje, napona i snage postaje sve manje. Sumarno se može reći da su reaktivni učinci izazvani akumuliranim nabojem u električki neutralnim područjima tranzistora, prvenstveno unutar baze, kao i djelovanjem kapacitivnosti barijera. Najprije će biti na pojednostavnjen način analizirani reaktivni učinci u idealnom tranzistoru.



Sl. 12.18. Shematski model tranzistora kao četveropola za područje visokih frekvencija.



Sl. 12.19. Ilustracija promjene naboja manjinskih nosilaca u bazi tranzistora izazvane promjenom napona U_{EB} .

Kapacitivnosti barijera nisu bitne za rad tranzistora, iako su uvijek prisutne, te ne ulaze u formulaciju jednadžbe kontinuiteta, koja je polazna točka za analizu dinamičkih svojstava tranzistora. Rješenje jednadžbe kontinuiteta vodi na y parametre, koji su na višim frekvencijama kompleksni. Shematski prikaz tranzistora koji služi za analizu tranzistora na višim frekvencijama prikazan je na slici 12.18.

Općeniti pristup određivanju parametara malih signala na višim frekvencijama vodi na jednadžbu kontinuiteta. Taj postupak je, međutim, formalan i relativno kompliciran, pa se iz rezultata matematičke analize teško mogu sagledati fizikalna zbivanja u tranzistoru. Postupak koji će se ovdje primijeniti mimoilazi jednadžbu kontinuiteta i uzima kao osnovu ponašanje akumuliranog naboja u području baze pod dinamičkim prilikama. Pretpostavlja se rad u normalnom aktivnom području, što je — pod prilikama u kojima je dozvoljena aproksimacija malih signala — redoviti način rada tranzistora. Naravno da su rezultati do kojih takav pojednostavnjen pristup dovodi približni.

Naboj manjinskih nosilaca unutar homogene baze tranzistora u normalnom aktivnom području pod statičkim prilikama prikazan je na slici 12.19, kao površina ispod pravca 1. Kod promjene napona u_{EB} , uz konstantan U_{CB} , a nakon uspostavljanja novog stacionarnog stanja prikazanog pravcem 2, naboj šupljina Q_P promijenio se je za iznos ΔQ_P . Između istosmjerne struje šupljina emitera ($I_{PE} \approx I_E$

zbog toga što je $\gamma \approx 1$) i akumuliranog naboja Q_P postoji strogo određena veza, koja slijedi iz poznatih relacija:

$$I_E = \frac{q S p_{BO} D_P}{W}, \quad (12.57)$$

$$Q_P = \frac{q S p_{BO} \cdot W}{2}. \quad (12.58)$$

Omjer između Q_P i I_E ima dimenziju vremena i predstavlja prosječno vrijeme proleta τ_{tr} šupljina kroz bazu:

$$\tau_{tr} = \frac{Q_P}{I_E}. \quad (12.59)$$

U specifičnom slučaju tranzistora s homogenom bazom iz relacija (12.57) do (12.59) slijedi:

$$\tau_{tr} = \frac{W^2}{2 D_P}. \quad (12.60)$$

Relacija (12.60) podsjeća strukturom na relaciju (10.21) dobivenu za P - N diodu, samo je $\tau_{tr} \ll \tau_P$, jer je $W \ll L_P$.

Do izraza za difuzionu kapacitivnost emitera C_{de} dolazi se na isti način kao i kod analize dinamičkih svojstava P - N diode provedene u članku 10.6. Raspodjela šupljina u bazi zauzima novu stacionarnu vrijednost prema pravcu 2 nakon prijelaznih stanja prikazanih krivuljama a , b i c na slici 12.19. Struja emitera je za vrijeme prijelaznih stanja zbog većeg gradijenta koncentracije veća od nove stacionarne struje. Taj proces je sličan nabijanju kondenzatora, pa se za mali signal može pisati:

$$C_{de} = \left(\frac{dQ_P}{dU_{EB'}} \right)_{U_{CB'}} = \frac{\partial Q_P}{\partial i_E} \frac{\partial i_E}{\partial U_{EB'}}. \quad (12.61)$$

Upotrebom relacija (12.24) i (12.59) dobiva se:

$$C_{de} = \tau_{tr} \cdot g'_e, \quad (12.62)$$

odnosno iz relacije (12.60) slijedi:

$$C_{de} = \frac{W^2}{2 D_P} \cdot g'_e. \quad (12.63)$$

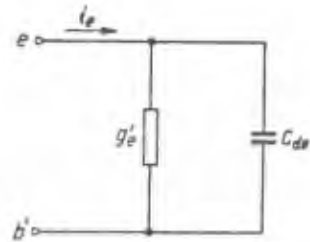
Ulazna admitancija idealnog tranzistora može se, dakle, približno prikazati kao paralelni spoj frekvencijski neovisnih članova g'_e i C_{de} , što je prikazano na slici 12.20.

Komponenta struje emitera koja služi za akumuliranje odnosno za izvlačenje naboja ΔQ_p , kod promjene napona u_{EB} na više, odnosno na niže vrijednosti, ne dolazi u obzir za transport u kolektor, tako da za omjer fazora* kolektorske i emitorske struje vrijedi relacija:

$$-\left(\frac{i_c}{i_e}\right) = \alpha'(\omega) = \frac{\alpha_0' g_e'}{g_e' + j\omega C_{de}} \quad (12.64)$$

Član α_0' je faktor strujnog pojačanja *idealnog* tranzistora u spoju zajedničke baze na *niskim frekvencijama*. Jednadžba (12.64) može se pisati i u obliku:

$$\alpha'(\omega) = \frac{\alpha_0'}{1 + j\omega r_e' C_{de}} \quad (12.65)$$



Sl. 12.20. Pojednostavnjen prikaz ulaznog kruga idealnog tranzistora u spoju zajedničke baze za područje viših frekvencija.

Iz jednadžbe (12.65) slijedi da faktor strujnog pojačanja opada s porastom frekvencije. Što se tiče frekvencijske ovisnosti faktora strujnog pojačanja, ona je prema ovom pojednostavnjenom prikazu jednaka frekvencijskoj ovisnosti jednog R-C člana.

Kao *granična frekvencija* ω_a' odnosno $f_a' = \omega_a'/2\pi$ uzima se ona frekvencija na kojoj je faktor strujnog pojačanja pao na iznos $\sqrt{2}/2 = 0,707$ u odnosu na iznos koji ima na niskim frekvencijama.

Iz jednadžbe (12.65) slijedi da će to nastupiti kada imaginarni član u nazivniku bude iznosom jednak jedinici, što daje:

$$\omega_a' = \frac{1}{C_{de} \cdot r_e'} = \frac{g_e'}{C_{de}} \quad (12.66)$$

Uvrštenje vrijednosti za C_{de} i g_e' daje:

$$\omega_a' = \frac{2 D_p}{W^2} = \frac{1}{\tau_{tr}} \quad (12.67)$$

Relacija (12.67) na jasan način ističe potrebu što *uže baze* za dobar rad tranzistora na visokim frekvencijama. Povoljno je i da difuziona konstanta bude što veća jer u tom slučaju šupljine brže prolaze kroz bazu. Iz izraza (12.67) također slijedi da je granična kružna frekvencija ω_a' jednaka recipročnoj vrijednosti vremena proleta. Na temelju relacija (12.65) i (12.66) izraz za $\alpha'(\omega)$ može se pisati u obliku:

$$\alpha'(\omega) = \frac{\alpha_0'}{1 + j \frac{\omega}{\omega_a'}} \quad (12.68)$$

* U daljnjem tekstu ovog poglavlja simboli za napone i struje pisani s malim slovom i malim indeksom označuju fazore.

odnosno:

$$a'(f) = \frac{a'_0}{1 + j \frac{f}{f_\alpha}} \quad (12.69)$$

Fazni kut faktora strujnog pojačanja φ iznosi na graničnoj frekvenciji -45° ili $-\pi/4$ radijana. Kada $\omega \rightarrow \infty$, onda $a' \rightarrow 0$, a $\varphi \rightarrow -\pi/2$.

Uobičajeno je da se iznosi pojačanja struje, napona i snage izražavaju u *decibelima* (dB). Tako npr. vrijedi:

Sto pog

$$|a| \text{ (dB)} = 20 \log \left| \frac{i_c}{i_e} \right| = 20 \log |a|, \quad (12.70)$$

Npr. pog

$$|\beta| \text{ (dB)} = 20 \log \left| \frac{i_c}{i_b} \right| = 20 \log |\beta|. \quad (12.71)$$

Iz definicije (12.70) i definicije za graničnu frekvenciju proizlazi da je f_α ona frekvencija na kojoj je faktor strujnog pojačanja spoja zajedničke baze za 3 dB manji od referentnog iznosa na niskim frekvencijama. Često se frekvencijske karakteristike pojačanja daju kao omjeri prema referentnom iznosu, npr. $a(f)/a_0$. Ti omjeri se često prikazuju u logaritamskom mjerilu i izražavaju u decibelima.

Poznato je da promjena kolektorskog napona izaziva promjenu širine baze. Ta činjenica se također manifestira kao jedna kapacitivnost koja se naziva *difuziona kapacitivnost kolektora* C_{ac} . Ona je definirana kao:

$$C_{ac} = \left(\frac{dQ_p}{du_{CB}} \right)_{I_E} = \frac{\partial Q_p}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial u_{CB}}. \quad (12.72)$$

Ovdje je također Q_p akumulirani naboj šupljina u bazi. Iz relacija (12.58) i (12.72) slijedi:

$$C_{ac} = \frac{W^2}{D_p} \cdot \frac{I_E}{W} \frac{\partial W}{\partial u_{CB}} = \frac{2g'_s \cdot \mu'_{se}}{\omega'_\alpha}. \quad (12.73)$$

Difuziona kapacitivnost kolektora je kao i difuziona kapacitivnost emitera proporcionalna istosmjernoj emitterskoj struji. Međutim kapacitivnost C_{ac} je puno manja od kapacitivnosti C_{de} zbog prisustva faktora naponske povratne veze μ'_{se} .

Ranije je istaknuto da se točne vrijednosti parametara dobivaju rješenjem jednadžbe kontinuiteta. Najvažniji rezultati rješenja te jednadžbe bit će sumarno prikazani, da bi se izvršila korekcija dobivenih približnih relacija. Za faktor strujnog pojačanja idealnog tranzistora s homogenom bazom, uz pretpostavku $\gamma = 1$, točan izraz glasi:

$$a'(\omega) = \operatorname{sech} \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} = \beta^*(\omega). \quad (12.74)$$

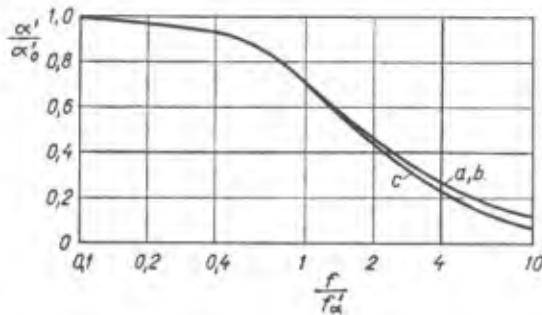
Faktor strujnog pojačanja je, dakle, dan kao hiperbolna funkcija kompleksnog argumenta. Ukoliko se iz relacije (12.74) želi odrediti granična frekvencija, koja je opet definirana uvjetom $|\alpha'(\omega_a)/\alpha_0| = 1/2$, dobiva se nakon duljeg računanja, uz uvijek ispunjen uvjet $W/L_p \ll 1$, slijedeća relacija:

$$\omega'_a = \frac{2,44 D_p}{W^2} \quad (12.75)$$

Pripadni fazni kut na graničnoj frekvenciji je -57° ili $-(\pi/4 + 0,22)$ radijana. Dakle točna granična frekvencija idealnog tranzistora je za faktor 1,22 puta veća od približne prema relaciji (12.67), a fazni kut na toj frekvenciji ima *ekscresnu fazu* od 0,22 radijana u odnosu na fazu R-C aproksimacije. Uzevši u obzir korekturu granične frekvencije prema relaciji (12.75), pojednostavnjena frekvencijska karakteristika prema relaciji (12.69) daje vrlo točno iznos faktora strujnog pojačanja do frekvencije $f < 2f'_a$, međutim bitno griješi u ocjeni faze. S druge strane, točna relacija (12.74) je prekomplikirana za praktičku upotrebu. Zbog toga se za $\alpha'(f)$ č sto upotrebljava relacija:

$$\alpha'(f) = \frac{\alpha'_0 \cdot e^{-j0,22 \frac{f}{f'_a}}}{1 + j \frac{f}{f'_a}} \quad (12.76)$$

Član $e^{-j0,22(f/f'_a)}$ vrši samo potrebnu korekturu faze. Radi usporedbe prikazani su normirani iznosi faktora strujnog pojačanja prema relacijama (12.69), (12.74) i



Sl. 12.21. Normirani iznosi faktora strujnog pojačanja spoja zajedničke baze idealnog tranzistora s homogenom bazom: a) prema relaciji (12.69), b) prema relaciji (12.76), c) prema relaciji (12.74).

(12.76) u ovisnosti o normiranoj frekvenciji f/f'_a na slici 12.21. Fazni kutevi su očiti iz polarnog prikaza faktora strujnog pojačanja danog na slici 12.22.

Rješenje jednadžbe kontinuiteta daje za ulaznu admitanciju spoja zajedničke baze idealnog tranzistora slijedeću relaciju:

$$y'_{11} = g'_e \frac{\sqrt{1 + j\omega \tau_p} \cdot \cotgh \cdot \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + j\omega \tau_p}}{\cotgh \frac{W}{L_p}} \quad (12.77)$$

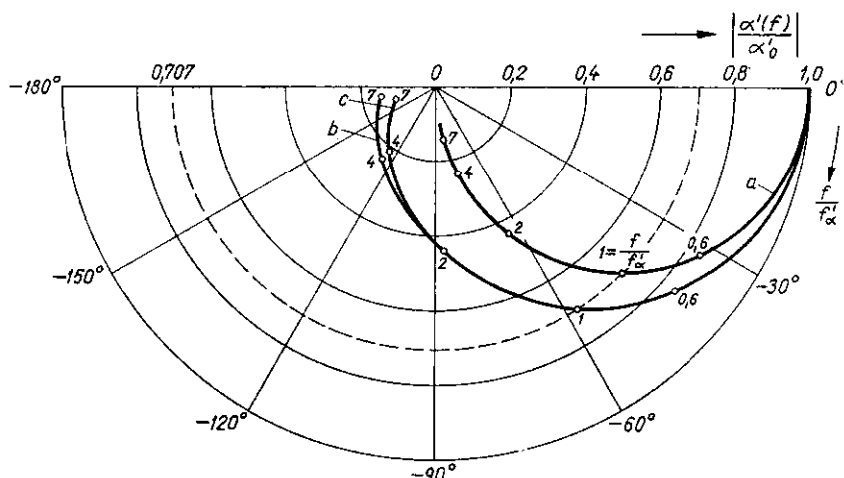
Ta admitancija, kao i ostale admitancije, opet je hiperbolna funkcija kompleksnog argumenta. Ona se ne može egzaktno prikazati jednom mrežom konačnog broja vodljivosti i kapacitivnosti, koje su frekvencijski neovisne. Međutim, razvoj izraza (12.77) u red daje za frekvencije $\omega < \omega_\alpha$ vrlo približno:

$$y'_{11} = g'_e \left(1 + j \omega \frac{W^2}{3 D_p} \right) = g'_e \cdot \left(1 + j 0,8 \frac{\omega}{\omega_\alpha} \right). \quad (12.78)$$

Ulazna admitancija prema relaciji (12.78) može se predočiti paralelnom kombinacijom frekvencijski neovisne vodljivosti g'_e i difuzione kapacitivnosti emitera:

$$C_{de} = g'_e \frac{W^2}{3 D_p} = \frac{0,8 g'_e}{\omega'_\alpha}. \quad (12.79)$$

Točan iznos difuzione kapacitivnosti je za faktor 2/3 manji od približnog iznosa dobivenog na temelju pojednostavnjenog fizikalno-matematičkog modela.



Sl. 12.22. Polarni dijagram faktora strujnog pojačanja spoja zajedničke baze idealnog tranzistora s homogenom bazom: a) Prema relaciji (12.69), b) prema relaciji (12.76), c) prema relaciji (12.74)

Približne vrijednosti ostalih admitantnih parametara idealnog tranzistora s homogenom bazom u spoju zajedničke baze za frekvencije $\omega < \omega_\alpha$, dobivene razvojem odgovarajućih izraza u red, jesu slijedeće:

$$y'_{12} = g'_{12} \left(1 - j 0,4 \frac{\omega}{\omega_\alpha} \right), \quad (12.80)$$

$$y'_{21} = g'_{21} \left(1 - j 0,4 \frac{\omega}{\omega_\alpha} \right), \quad (12.81)$$

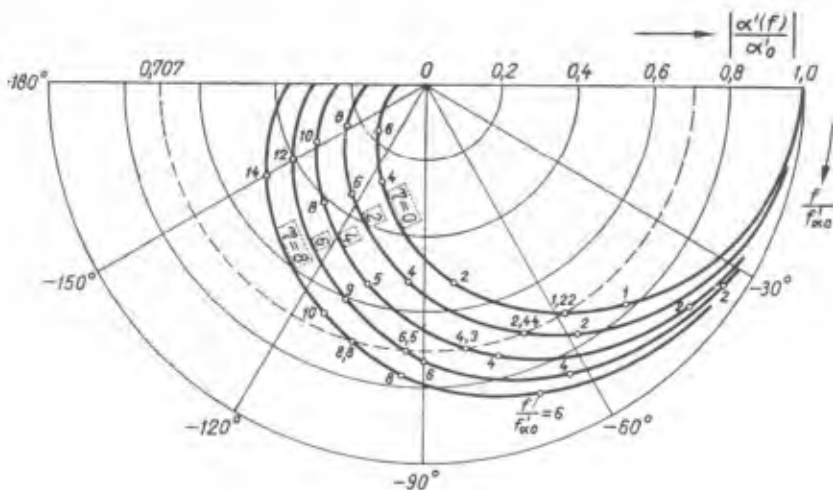
$$y'_{22} = g'_{22} \left(1 + j 0,8 \frac{\omega}{\omega_\alpha} \right). \quad (12.82)$$

Realne vrijednosti parametara g'_{12} , g'_{21} i g'_{22} poznate su od ranije. Imaginarni član u jednadžbi (12.82) predstavlja difuzionu kapacitivnost kolektora pod uvjetima koji definiraju γ parametre.

Za tranzistore s nehomogenom bazom uz nisku injekciju naboj manjinskih nosilaca u bazi raspoređen je prema krivulji prikazanoj na slici 11.32. Račun pokazuje da je količina tog naboja dana relacijom:

$$Q = \frac{I_E W^2}{D_p} \frac{\eta - 1 + e^{-\eta}}{\eta^2}. \quad (12.83)$$

Veličina η je *normirano ugrađeno električko polje* prema relaciji (11.72). Za tranzistor s homogenom bazom je $\eta = 0$ i izraz (12.83) prelazi u izraz (12.58). Vidi se da je prosječno vrijeme proleta manjinskih nosilaca kroz bazu $\tau_{tr} = Q/I_E$ kod tranzistora s nehomogenom bazom smanjeno u odnosu na tranzistor s homogenom bazom (uz iste W i D_p) to više što je polje u bazi jače. Znači da su relativno smanjeni i C_{de} i C_{dc} , što pokazuje da će svojstva tranzistora s nehomogenom bazom biti povoljnija na visokim frekvencijama.



Sl. 12.23. Polarni dijagram faktora strujnog pojačanja spoja zajedničke baze tranzistora s nehomogenom bazom. Ugrađeno polje η je parametar.

Rezultati rješenja jednadžbe kontinuiteta za tranzistore s nehomogenom bazom su prekomplikirani za praktičku upotrebu, pa neće biti ni spominjani. Međutim, instruktivan je približan izraz za graničnu frekvenciju tih tranzistora koji glasi:

$$\omega_{\alpha} = \frac{2.44 D_p}{W^2} \left[1 + \left(\frac{\eta}{2} \right)^{4/3} \right], \quad (12.84)$$

gdje je $\eta = \ln(N_{D0}/N_{Dw})$ normirano ugrađeno električko polje.

Za ovisnost faktora strujnog pojačanja o frekvenciji tranzistora s nehomogenom bazom približno vrijedi sljedeća relacija:

$$\alpha'(f) = \frac{\alpha'_0 \cdot e^{-j\nu \frac{f}{f'_a}}}{1 + j \frac{f}{f'_a}}. \quad (12.85)$$

U izrazu (12.85) je ν faktor ekscesne faze, a dan je približno sljedećom empirijskom relacijom:

$$\nu = 0,22 + 0,1 \eta. \quad (12.86)$$

Za $\eta = 0$ je $\nu = 0,22$ radijana i relacija (12.85) prelazi u relaciju (12.76). Granična frekvencija f'_a bit će to viša što je jače polje u bazi. S porastom jakosti polja raste i fazni kut na graničnoj frekvenciji i za $\eta \geq 6$ je veći od $-\pi/2$. To je ilustrirano u polarnom dijagramu faktora strujnog pojačanja prikazanom na slici 12.23. Frekvencija je prikazana u normiranom iznosu f/f'_{a0} , gdje je $f'_{a0} = D_p/\pi W^2$ granična frekvencija tranzistora bez ekscesne faze prema jednadžbi (12.67). Takav tranzistor mogao bi se realizirati (prema jednadžbi 12.86) pomoću retardirajućeg polja u bazi.

Za neki tranzistor s homogenom bazom koji ima $W = 2 \cdot 10^{-3}$ cm, $D_p = 40$ cm²/s, iznosi $f'_a = 3,9$ MHz. Tranzistor s nehomogenom bazom koji ima $W = 2 \cdot 10^{-4}$ cm, $D_p = 40$ cm²/s, $\eta = 4,5$ ima $f'_a = 1,55$ GHz. Vidi se da granična frekvencija idealnog tranzistora s nehomogenom bazom leži vrlo visoko i osjetno je viša nego granična frekvencija f_a takvog realnog tranzistora. Treba, međutim, uzeti u obzir da je za sada analizirana samo frekvencijska ovisnost transportnog faktora $\beta^*(\omega)$. Kod tranzistora s homogenom bazom je zbog relativno široke baze frekvencija f'_a niska pa ostali neidealni efekti, koji pridonose smanjenju faktora strujnog pojačanja s porastom frekvencije, ne dolaze jače do izražaja. Naprotiv, kod tranzistora s nehomogenom bazom dolaze do izražaja i drugi efekti koji dovode do toga da je stvarna granična frekvencija f_a osjetno niža od f'_a .

12.5. Frekvencijska ovisnost faktora strujnog pojačanja i granične frekvencije realnog tranzistora

Uz efekte vremena proleta manjinskih nosilaca kroz bazu, svojstva tranzistora na visokim frekvencijama ovisit će također o kapacitivnostima barijera, omskom otporu baze, kao i o parazitnim kapacitivnostima između dovoda i kućišta tranzistora. Analiza zajedničkog djelovanja svih tih efekata je praktički neizvediva, zbog toga će svaki od efekata biti analiziran pojedinačno, dok će zajedničko djelovanje biti ocijenjeno superpozicijom pojedinačnih efekata, što predstavlja aproksimaciju. Kod tranzistora s homogenom bazom zbog relativno niskog f'_a svi ti efekti imaju obično sporedno značenje, dok je kod tranzistora s nehomogenom bazom situacija redovito obrnuta.

Učinak kapacitivnosti barijere emiter-baza. Paralelno s difuzionom kapacitivnosti emitera C_{de} smještena je i kapacitivnost barijere emiter-baza C_{BE} , koja je na slici 12.20 izostavljena. Ona komponenta struje emitera koja prolazi kroz C_{BE} predstavlja većinske nosioce i prema tome ne može stići u kolektor. Na višim frekvencijama ta struja pomaka dolazi sve više do izražaja i zbog toga efikasnost emitera slabi. Na niskim frekvencijama se opravdano uzima da je $\gamma_0 \approx 1$, dok će na višim frekvencijama za γ vrijediti relacija:

$$\gamma(\omega) = \frac{g'_e}{g'_e + j\omega C_{BE}} = \frac{1}{1 + j\omega r'_e \cdot C_{BE}}. \quad (12.87)$$

Budući da je frekvencijska ovisnost transportnog faktora dana relacijama (12.86), iz uvjeta $\alpha = \beta^* \cdot \gamma$ slijedi:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha'_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_{\alpha}'}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega r'_e \cdot C_{BE}}. \quad (12.88)$$

Uz pretpostavku da je vremenska konstanta $r'_e \cdot C_{BE} \ll 1/\omega_{\alpha}'$, dobiva se kratkim računom za graničnu frekvenciju tranzistora slijedeći izraz:

$$\frac{1}{\omega_{ab}} = \frac{1}{\omega_{\alpha}'} + r'_e \cdot C_{BE}. \quad (12.89)$$

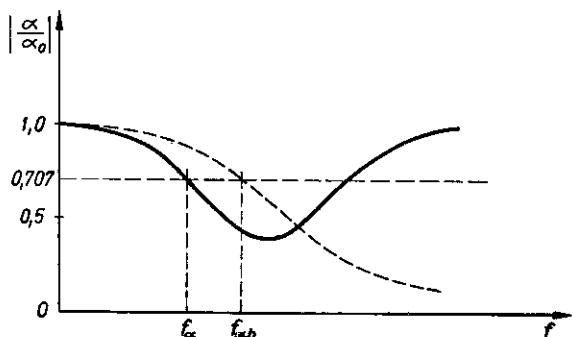
Napominje se da u ovom računu nije bilo potrebno uzimati točniju aproksimaciju za $\alpha'(\omega)$ jer se je ispitivala samo frekvencijska ovisnost iznosa faktora strujnog pojačanja. Iz relacije (12.89) proizlazi da će kapacitivnost C_{BE} dovesti do smanjenja granične frekvencije ω_{ab} to jače što je vremenska konstanta $r'_e \cdot C_{BE}$ veća. Time, međutim, nisu uključeni svi efekti koji djeluju na graničnu frekvenciju realnog tranzistora.

Učinak vremenske konstante $r_{b'b} \cdot C_{BC}$. Već je kod analize parametara tranzistora na niskim frekvencijama istaknuto da se α_0 realnog tranzistora razlikuje od α'_0 . Iz relacije (12.43) proizlazi da je to izazvano negativnom strujnom reakcijom, tj. članom $r_{b'b} \cdot g'_c$. Na visokim frekvencijama je admitancija kolektora približno jednaka njegovoj kapacitivnoj susceptanciji $j\omega C_c$. Član C_c predstavlja sumu kapacitivnosti kolektorske barijere C_{BC} i njegove difuzione kapacitivnosti C_{dc} . Prema tome za frekvencijsku ovisnost $\alpha(\omega)$ može se približno pisati:

$$\alpha(\omega) = \frac{\frac{\alpha'_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_{\alpha}'}} + j\omega r_{b'b} \cdot C_c}{1 + j\omega r_{b'b} \cdot C_c}. \quad (12.90)$$

Na vrlo visokim frekvencijama $\omega \gg \omega_{\alpha}'$ je $\alpha'(\omega) \approx 0$, dok je član $\omega r_{b'b} \cdot C_c \gg 1$. Iz jednadžbe (12.90) prema tome proizlazi da $|\alpha| \rightarrow 1$. Ta na prvi pogled neprihvatljiva činjenica može se približno objasniti pasivnim prijenosom struje kroz če-

tveropol koji sačinjavaju C_{BE} , $r_{b'b}$ i C_{BC} prema slici 12.18. Taj pasivni prijenos struje mimoilazi idealni tranzistor. To drugim riječima znači da na vrlo visokim frekvencijama prestaje injekcija i transport manjinskih nosilaca, čime se tranzistorski efekt gubi. Prema tome, porast α na vrlo visokim frekvencijama (ovisno o iznosu vremenske konstante $r_{b'b} \cdot C_c$) nije povezan s pojačanjem napona i snage, pa tranzistor na tim frekvencijama nije iskoristiv.



Sl. 12.24. Frekvencijska ovisnost iznosa faktora strujnog pojačanja spoja zajedničke baze nekog tranzistora koji ima relativno veliku vremensku konstantu $r_{b'b} \cdot C_c$ (crtkano prikazana karakteristika dobivena je zanemarenjem člana $r_{b'b} \cdot C_c$).

Frekvencijska karakteristika $|a(\omega)/\alpha_0|$ jednog tranzistora koji ima relativno veliku vremensku konstantu $r_{b'b} \cdot C_c$ prikazana je na slici 12.24. Crtkano je dan oblik frekvencijske karakteristike dobiven zanemarenjem člana $r_{b'b} \cdot C_c$. Kao što se vidi, vremenska konstanta $r_{b'b} \cdot C_c$ stvarno snizuje graničnu frekvenciju ω_α . Nakon dužeg računanja dobiva se iz jednadžbe (12.90), uz pretpostavku da je $\omega_{ab} r_{b'b} \cdot C_c < 1$, za graničnu frekvenciju ω_α slijedeći izraz:

$$\frac{1}{\omega_\alpha} \approx \frac{1}{\omega_{ab}} + 2 r_{b'b} \cdot C_c = \frac{1}{\omega'_\alpha} + r'_e \cdot C_{BE} + 2 r_{b'b} \cdot C_c. \quad (12.91)$$

Kod većine tranzistora je utjecaj vremenske konstante $r_{b'b} \cdot C_c$ manji od ostalih članova. Relaciju (12.91) treba shvatiti kao dosta grubu aproksimaciju. To u prvome redu zbog aproksimacija u analizi promatranih efekata, a u drugom redu zbog toga što nisu obuhvaćeni svi efekti koji djeluju na ω_α . Među takvim treba spomenuti učinke konačnog vremena proleta nosilaca kroz kolektorsku barijeru, kao i djelovanje parazitnih kapacitivnosti.

Za sve tranzistore kod kojih je pasivni prijenos struje u korisnom frekvencijskom intervalu neizražen (član $r_{bb} \cdot C_c$ malen) može se $a(f)$ do frekvencije f_α vrlo točno, a do frekvencije $2f_\alpha$ približno točno prikazati u ranije poznatom obliku:

$$a(f) = \frac{a_0 \cdot e^{-j\omega \frac{f}{f_\alpha}}}{1 + j \frac{f}{f_\alpha}}. \quad (12.92)$$

Na frekvencijama koje su osjetno više od f_α tranzistor nije iskoristiv jer ne daje pojačanje snage, bez obzira na to u kojem spoju radi.

Za ranije spomenuti tranzistor s nehomogenom bazom čiji je $f_\alpha = 1,55$ GHz, s omskim otporom baze na visokim frekvencijama $r_{b'b} = 15 \Omega$, $C_c = 3$ pF, $C_{BE} = 20$ pF, $r'_e = 25 \Omega$ na struji $I_E = 1$ mA je $f_\alpha = 230$ MHz. Uz $I_E = 5$ mA je $r'_e = 5 \Omega$, dok ostale vrijednosti ostaju praktički iste, što daje za $f_\alpha = 530$ MHz. Kao što se iz primjera vidi, povećanje istosmjerne struje emitera dovodi do povišenja granične frekvencije f_α , naročito kod onih tranzistora koji imaju relativno veliku kapacitivnost barijere emiter-baza, a to su praktički svi tranzistori s nehomogenom bazom. Iznad optimalnog iznosa struje I_E počinje frekvencija f_α umjereno opadati zbog pojava visoke injekcije, uslijed kojih slabi ugrađeno polje u bazi η , a to utječe na smanjenje člana f_α . Porastom iznosa reverzne polarizacije kolektora raste i f_α . To se dešava zbog smanjenja širine baze, dok nakon prekoračenja optimalnog iznosa U_{CB} frekvencija f_α vrlo umjereno opada, uglavnom zbog povećanog vremena proleta nosilaca kroz kolektorsku barijeru.

Granična frekvencija spoja zajedničke baze f_α se u novije vrijeme rijetko navodi u priručnicima kao mjera za kvalitet tranzistora na visokim frekvencijama. Tome je uzrok s jedne strane kompleksnost njene strukture, a osim toga se frekvencija f_α razmjerno teško mjeri na visokim frekvencijama. Analiza frekvencije f_α je, međutim, korisna jer otkriva uzroke pada faktora strujnog pojačanja na visokim frekvencijama.

Granične frekvencije spoja zajedničkog emitera. Za faktor strujnog pojačanja spoja zajedničkog emitera $\beta(\omega)$ približno vrijedi poznata relacija:

$$\beta(\omega) = \frac{\alpha(\omega)}{1 - \alpha(\omega)}. \quad (12.93)$$

Na niskim frekvencijama je relacija (12.93) praktički točna za sve vrste tranzistora, dok je na višim frekvencijama ta relacija točna za one tranzistore kod kojih vremenska konstanta $r_{b'b} C_c$ nije značajna u odnosu na ostale faktore u jednažbi (12.91). Uzevši najjednostavniju aproksimaciju za $\alpha(f)$ bez korekture faze, dobiva se:

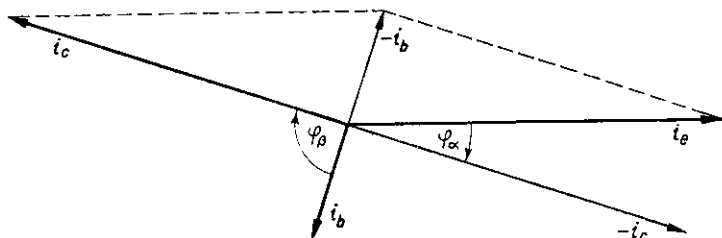
$$\beta(f) = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_\alpha(1 - \alpha_0)}}. \quad (12.94)$$

Iz izraza (12.94) slijedi da je granična frekvencija strujnog pojačanja spoja zajedničkog emitera f_β dana slijedećom relacijom:

$$f_\beta = f_\alpha \cdot (1 - \alpha_0) = \frac{f_\alpha}{1 + \beta_0}. \quad (12.95)$$

Granična frekvencija f_β je opet ona frekvencija na kojoj je iznos β za 3 dB niži od iznosa β_0 na niskim frekvencijama. Vidi se da je frekvencija f_β bitno niža od f_α , i to za faktor $(1 - \alpha_0)$. Ranije je naglašeno da je R-C aproksimacija za $\alpha(f)$ prilično

netočna u ocjeni faze. Netočan izraz za fazu $\alpha(f)$ dovodi do netočnog izraza za iznos $|\beta(f)|$, pa relaciju (12.95) treba shvatiti kao prvu aproksimaciju. Fazni odnosi između struja emitera, baze i kolektora prikazani fazorskim dijagramom na slici 12.25, na jednostavan način ilustriraju činjenicu da je iznos struje i_b jako ovisan o fazi između struja i_e i i_c . Sa φ_α i φ_β označeni su pripadni fazni kutovi faktora strujnog pojačanja.



Sl. 12.25. Fazorski prikaz struja tranzistora na nekoj višoj frekvenciji.

Frekvencijska ovisnost faktora strujnog pojačanja $\beta(f)$ može se za sve tranzistore čije $\alpha(f)$ udovoljava relaciju (12.92) prikazati u obliku:

$$\beta(f) = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \cdot \frac{e^{j \frac{K-1}{\sqrt{K}} \cdot \frac{f}{f_\alpha}}}{1 + j \frac{f}{K(1 - \alpha_0) \cdot f_\alpha}} \quad (12.96)$$

Relacija (12.96) je vrlo točna do $f = f_\alpha$. Njen dokaz je prilično dugotrajan i zadiru u teoriju linearnih sistema. Faktor K je također mjera za *ekscresnu fazu*, a između K i ν postoji slijedeća veza:

$$\frac{K-1}{K} = -\nu. \quad (12.97)$$

Za tranzistore s homogenom bazom je $\nu = 0,22$, što daje za $K = 0,82$. Što je ugrađeno polje u bazi jače, K je manji, a ekscresni fazni kut je iznosom veći. Iz relacije (12.96) slijedi također i točan izraz za f_β , koji glasi:

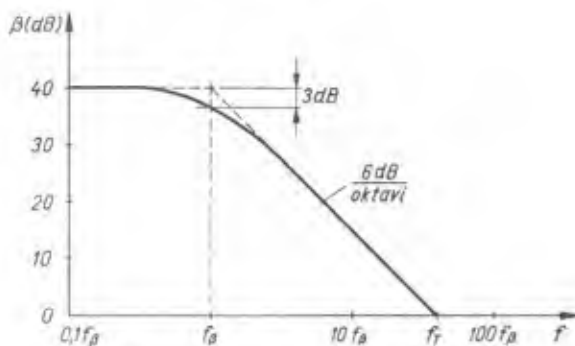
$$f_\beta = K(1 - \alpha_0) \cdot f_\alpha. \quad (12.98)$$

Konstante K i ν ovise o tehnološkom postupku proizvodnje tranzistora. One se od primjerka do primjerka istog tipa tranzistora malo razlikuju, naročito za germanijeve tranzistore.

Za neki tranzistor čiji je $\beta_0 = 100$ ili 40 dB prikazan je $|\beta(f)|$ u logaritmičkom mjerilu na slici 12.26. Na visokim frekvencijama $f \gg f_\beta$ imaginarni član u nazivniku jednadžbe (12.96) je puno veći od jedinice.

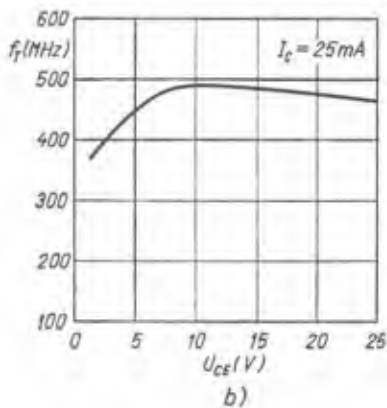
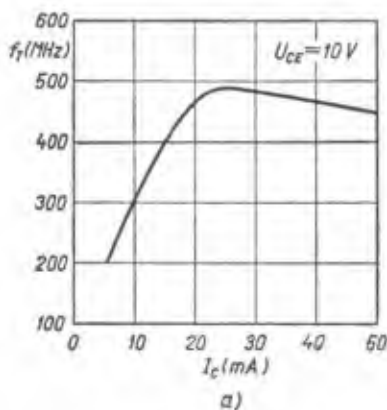
Znači da na tim frekvencijama za iznos faktora strujnog pojačanja vrijedi relacija:

$$|\beta| = \frac{\alpha_0 K f_\alpha}{f} \quad (12.99)$$



Sl. 12.26. Logaritmički prikaz frekvencijske karakteristike faktora strujnog pojačanja spoja zajedničkog emitera.

Iz relacije (12.99) slijedi da na visokim frekvencijama faktor strujnog pojačanja pada za *polovinu* svog iznosa kad se frekvencija *podvostruči*. U logaritmičkom prikazu se to očituje kao pad od 6 dB/oktavi. Takav tip frekvencijske karakteristike ima jednostavna *R-C* mreža.



Sl. 12.27. Ovisnost frekvencije f_T o struji I_E i naponu U_{CE} za jedan silicijev planarni *N-P-N* tranzistor.

Vrlo važna je frekvencija f_T na kojoj je iznos $\beta = 1$. Frekvencija f_T naziva se *frekvencija širine pojasa strujnog pojačanja*. Iz jednačbe (12.99) slijedi:

$$f_T = \alpha_0 \cdot K \cdot f_\alpha \quad (12.100)$$

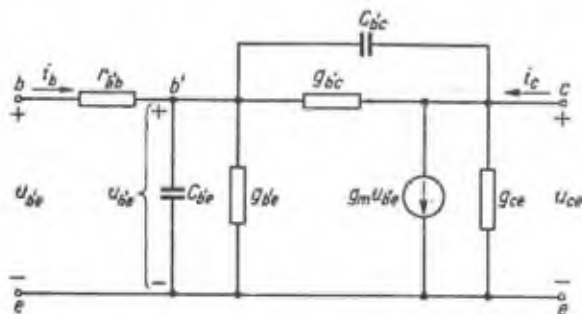
Frekvencija f_T je niža od f_α i leži u granicama $0.5 f_\alpha < f_T < 0.8 f_\alpha$. Za frekvenciju f_T vrijedi i relacija koja također slijedi iz jednadžbe (12.99) i (12.100):

$$f_T = \beta \cdot f. \quad (12.101)$$

Relacija (12.101) vrijedi za frekvencije $f \gg f_\beta$, gdje β opada s porastom frekvencije sa 6 dB/oktavi. Iz te relacije slijedi da je na visokim frekvencijama produkt frekvencije i iznosa faktora strujnog pojačanja konstantan; odatle i naziv frekvencije f_T . Frekvencija f_T se lako mjeri, i to obično ekstrapolacijom, tj. mjerenjem β na frekvencijama $f \gg f_\beta$ i upotrebom relacije (12.101). Frekvencija f_T proporcionalna je frekvenciji f_α , što slijedi iz relacije (12.100). Budući da je ovisnost frekvencije f_α o I_C i U_{CE} ranije objašnjena, razumljiva je i ovisnost frekvencije f_T o I_C i U_{CE} prikazana na slici 12.27. Podaci o frekvenciji f_T i njenoj ovisnosti o radnoj točki redovito se navode u specifikacijama tranzistora.

12.6. Ekvivalentni sklopovi tranzistora na višim frekvencijama

Spoj zajedničkog emitera. Za spoj zajedničkog emitera najčešće se upotrebljava *Giacolettov hibridni- π ekvivalentni sklop*, čija je niskofrekvencijska verzija prikazana na slici 12.8. Za čitavo korisno frekvencijsko područje prikazan je taj sklop na slici 12.28.

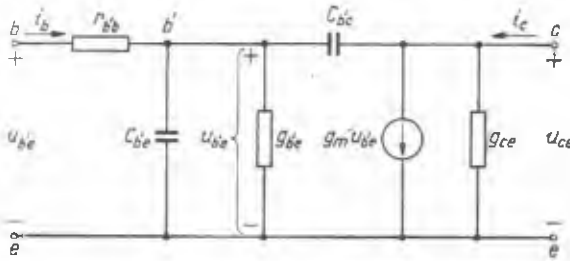


Sl. 12.28. Giacolettov hibridni- π ekvivalentni sklop tranzistora u spoju zajedničkog emitera za čitavo korisno frekvencijsko područje.

Realne komponente tog sklopa izračunate su u članku 12.2, dok bi za dobivanje reaktivnih komponenata trebalo y' parametre spoja zajedničke baze definirane jednadžbama (12.78) i (12.80) do (12.82) transformirati u y'_e parametre spoja zajedničkog emitera. Dobivenim difuzionim kapacitivnostima treba dodati kapacitivnosti barijera, tako da su $C_{b'e} = C_{de} + C_{BE}$; $C_{b'c} = C_{dc} + C_{BC}$. U članu $C_{b'e}$ dominira difuziona kapacitivnost C_{de} , osim na vrlo malim strujama, dok je u članu $C_{b'c}$ kapacitivnost kolektorske barijere C_{BC} redovito veća od difuzione kapacitivnosti C_{dc} . Izostavljena je kapacitivnost paralelno s vodljivosti g_{ce} , koja je jednaka malom dijelu kapacitivnosti C_{dc} i zbog toga je zanemariva. U čitavom korisnom frekvencijskom području, tj. približno do f_{α} strmina tranzistora g_m je praktički

realna i jednaka $g_m = \alpha'_0 / r'_e \approx q/kT \cdot I_C$, odnosno na sobnoj temperaturi $g_m \approx 40 \cdot I_C$.

Za neki silicijev planarni N-P-N tranzistor uz $U_{CE} = 5 \text{ V}$ i $I_C = 10 \text{ mA}$ su vrijednosti elemenata ekvivalentnog sklopa otprilike slijedeće: $r_{b'b} = 80 \Omega$ na niskim frekvencijama; $r_{b'b} = 15 \Omega$ na visokim frekvencijama $f \gg f_\beta$; $g_{b'e} = 6,2 \text{ mS}$; $g_{b'e} = 1,25 \mu\text{S}$, $g_{ce} = 0,5 \text{ mS}$; $g_m = 0,4 \text{ A/V}$; $C_{b'e} = 200 \text{ pF}$; $C_{b'e} = 4 \text{ pF}$.



Sl. 12.29. Hibridni- π ekvivalentni sklop tranzistora za srednje područje frekvencija.

Prikazani ekvivalentni sklop sadrži previše članova da bi bio pogodan za praktičku upotrebu. Međutim, za pojedina frekvencijska područja on se može bitno pojednostavniti. Idući od niskih frekvencija prema višim, najprije se manifestiraju reaktivni učinci izazvani učinkom paralelne kombinacije članova $g_{b'e}$ i $C_{b'e}$, tj. vremenskom konstantom $C_{b'e}/g_{b'e}$. Na frekvenciji $f_1 = g_{b'e}/2\pi C_{b'e}$ su kapacitivna susceptancija i radna vodljivost iznosom jednake. Za promatrani tranzistor je $f_1 = 50 \text{ kHz}$. To znači da se na frekvencijama $f \ll f_1$, odnosno $f < f_1/4$, može zanemariti član $C_{b'e}$ i sklop prelazi u svoju niskofrekvencijsku verziju danu na slici 12.8. U intervalu frekvencija $f_1/4 < f < 4 f_1$ treba uzeti u obzir i $g_{b'e}$ i $C_{b'e}$. Na frekvencijama $f \gg f_1$, tj. $f > 4 f_1$ može se zanemariti član $g_{b'e}$ pa se dobiva hibridni- π sklop za srednje područje frekvencija prikazan na slici 12.29.

Iz sklopa na slici 12.29 proizlazi da je u srednjem frekvencijskom području faktor strujnog pojačanja dan relacijom:

$$\beta = \left(\frac{i_c}{i_b} \right)_{u_{ce}=0} = \frac{g_m}{g_{b'e} + j\omega(C_{b'e} + C_{b'e})} \quad (12.102)$$

Na graničnoj frekvenciji f_β jednak je realni član imaginarnom članu u nazivniku jednadžbe (12.102), što daje:

$$f_\beta = \frac{g_{b'e}}{2\pi(C_{b'e} + C_{b'e})} \quad (12.103)$$

U slučaju promatranog tranzistora uvrštenje vrijednosti daje za $f_\beta = 4,8 \text{ MHz}$. Na frekvencijama $f \gg f_\beta$ postaje član $g_{b'e}$ zanemariv prema članu $\omega(C_{b'e} + C_{b'e}) \approx \omega C_{b'e}$ pa se može zanemariti. Prema tome, na visokim frekvencijama $f > 4f_\beta$ može se ekvivalentni sklop još više pojednostavniti. Prikazan je na slici 12.30.

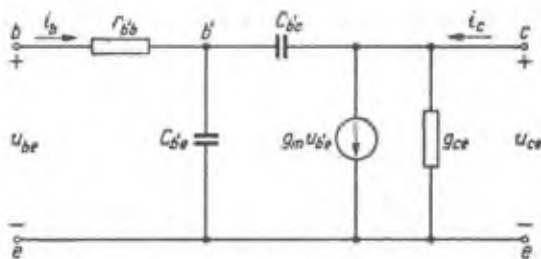
Na visokim frekvencijama za β prema sklopu na slici 12.30 vrijedi relacija:

$$\beta = \frac{g_m}{j 2 \pi f (C_{b'e} + C_{b'c})} \quad (12.104)$$

Iz izraza (12.104) lako se dobiva frekvencija f_T na kojoj je $|\beta| = 1$:

$$f_T = \frac{g_m}{2 \pi (C_{b'e} + C_{b'c})} \quad (12.105)$$

U slučaju odabranog tranzistora uz dane radne uvjete je $f_T = 310$ MHz. Ranije su frekvencije f_β i f_T proračunate na temelju direktnog promatranja pojava u tranzistoru, dok su sada dane pomoću elemenata hibridnog ekvivalentnog sklopa.



Sl. 12.30. Hibridni- π ekvivalentni sklop tranzistora za područje visokih frekvencija.

Treba, međutim, naglasiti da elementi ekvivalentnog sklopa proizlaze iz analize pojava u tranzistoru, tako da oba postupka nisu teoretski neovisna. Elementi ekvivalentnog sklopa mogu se odrediti mjerenjem.

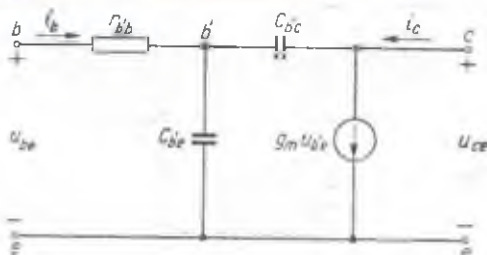
Izlazna admitancija tranzistora y_o na najvišim iskoristivim frekvencijama dobiva se lako iz ekvivalentnog sklopa na slici 12.30, vodeći računa da je za $f \gg f_\beta$, odnosno približno za $f > 0,2 f_T$, član $r_{b'b} > 1/\omega C_{b'e}$, što daje:

$$y_o = \left(\frac{i_c}{u_{ce}} \right)_{u_{be}=0} = g_m \frac{C_{b'e}}{C_{b'e} + C_{b'c}} + g_{ce} + j \omega \frac{C_{b'e} C_{b'c}}{C_{b'e} + C_{b'c}} \approx \approx \omega_T C_{b'c} + j \omega C_{b'c} \quad (12.106)$$

Izlazna admitancija ima kapacitivni karakter s radnom vodljivosti koja je približno jednaka $g_o = \omega_T C_{b'c}$. Aproksimacija slijedi iz činjenice da je $\omega_T C_{b'e} \gg g_{ce}$ i $C_{b'e} \gg C_{b'c}$. U slučaju odabranog tranzistora je $g_o = \omega_T C_{b'c} = 8$ mS, a $g_{ce} = 0,5$ mS. To omogućuje daljnje pojednostavljenje ekvivalentnog sklopa na najvišim frekvencijama koji je prikazan na slici 12.31. Izraz za izlaznu admitanciju vrijedi i kad ulazni krug nije kratko spojen jer je član $1/\omega C_{b'e}$ vrlo malen pa dominira. Ulazni otpor tranzistora na najvišim iskoristivim frekvencijama je približno jednak $r_{b'b}$, bez obzira da li je izlaz kratko spojen ili ne, jer je $r_{b'b} > 1/\omega C_{b'e}$, a $C_{b'e} \gg C_{b'c}$.

Frekvencija f_T ne predstavlja maksimalni frekvencijski domet tranzistora. Iako je na njoj $\beta = 1$, moguće je još uvijek izvjesno pojačanje napona, znači i pojačanje snage. Maksimalno pojačanje snage dobiva se uz uvjet kompleksno konjugiranog prilagođenja. To znači da impedancija izvora na ulazu tranzistora mora biti kompleksno konjugirana s ulaznim otporom tranzistora. Budući da je ulazna impedancija tranzistora na najvišim frekvencijama praktički realna i jednaka $r_{b'b}$, mora biti otpor izvora $R_0 = r_{b'b}$. Isto tako mora postojati kompleksno konjugirano prilagođenje na izlazu. Izlazna admitancija tranzistora ima prema jednadžbi (12.106) kapacitivni karakter, pa zbog toga mora opterećenje imati induktivni karakter s realnom vodljivosti jednakoj g_0 . Budući da je pod prilikama prilagođenja strujno pojačanje $i_c/i_b = \beta/2$, dobiva se za maksimalno pojačanje snage A_{PM} slijedeći izraz:

$$A_{PM} = \frac{i_c^2}{i_b^2 r_{b'b} \cdot g_0} = \left(\frac{\beta}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{r_{b'b} \cdot g_0} \quad (12.107)$$



Sl. 12.31. Hibridni- π ekvivalentni sklop tranzistora na najvišim iskoristivim frekvencijama.

Uzevši u obzir da je na visokim frekvencijama $\beta = f_T/f$, a $g_0 = 2\pi f_T C_{b'e}$, uvrštenje u jednadžbu (12.107) daje:

$$A_{PM} = \frac{f_T}{8\pi r_{b'b} C_{b'e} \cdot f^2} \quad (12.108)$$

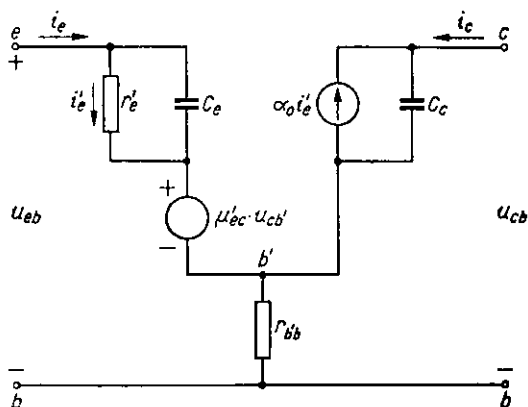
Od interesa je ona frekvencija na kojoj maksimalno pojačanje snage padne na jedinicu. Naime, ako je $A_{PM} < 1$, tranzistor ne pojačava snagu, a ne može ni oscilirati jer je na ulazu potrebna veća snaga od one koja se dobiva na izlazu. Zbog toga se ta frekvencija naziva maksimalna frekvencija osciliranja f_M i za nju se iz jednadžbe (12.108) dobiva:

$$f_M = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi r_{b'b} \cdot C_{b'e}}} \quad (12.109)$$

Budući da frekvencija f_M definira krajnju granicu do koje se pod optimalnim uvjetima može ići, ona se često navodi u priručnicima. Frekvencije f_M i f_T su obično jedna blizu druge. Za odabrani tranzistor je $f_M = 440$ MHz. Relacija (12.109) pokazuje da su članovi f_T , $r_{b'b}$ i $C_{b'e}$ fundamentalni parametri koji ograničuju frekvencijski domet tranzistora. U izrazima za f_M i f_T ne figurira omski otpor baze

$r_{b'b}$ jer su te frekvencije definirane uvjetom strujnog napajanja na ulazu: $Z_g \gg Z_{ul}$. Da bi maksimalna frekvencija osciliranja bila što viša, potrebno je da frekvencije f_T odnosno f_α budu što više, a vremenska konstanta $r_{b'b} C_{b'e}$ što manja.

Spoj zajedničke baze. Za spoj zajedničke baze osnovni ekvivalentni sklop za više frekvencije dobiva se modifikacijom *Earlyjevog sklopa* za niske frekvencije, koji je bio prikazan na slici 12.6. S povišenjem frekvencije najprije počinje dolaziti do izražaja kapacitivni karakter parametra $h_{22} \approx g'_c + j\omega(C_{BC} + C_{de})$. Utjecaj omskog otpora baze $r_{b'b}$ na parametar h_{22} je malen tako dugo dok je $\omega r_{b'b}(C_{BC} + C_{de}) \ll 1$, a to je ispunjeno za većinu tranzistora u korisnom frekvencijskom području. Prema tome, idući od niskih frekvencija prema višim, ekvivalentni sklop na slici 12.6 treba najprije modificirati dodavanjem kapacitivnosti $C_e = C_{BC} + C_{de}$ paralelno vodljivosti g'_c . Na frekvencijama $f \gg f_1 \approx g'_c/2\pi C_e$ može se član g'_c zanemariti.



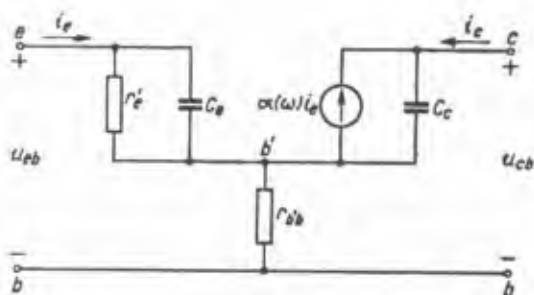
Sl. 12.32. Ekvivalentni sklop tranzistora u spoju zajedničke baze za područje viših frekvencija.

Daljnijim povišenjem frekvencije ulazna impedancija h_{11} prima kapacitivni karakter zbog djelovanja difuzione i barijerne kapacitivnosti emitera. Ekvivalentni sklop za područje viših frekvencija prikazan je na slici 12.32. Na slici 12.32 je strujni generator $\alpha_0 i'_e$ upravljan komponentom emitterske struje i'_e koja teče kroz otpor r'_e . Uz konstantnu struju i_e komponenta i'_e postaje povišenjem frekvencije sve manja, te je na taj način obuhvaćena frekvencijska ovisnost faktora strujnog pojačanja. Zbog toga je α u ekvivalentnom sklopu realan i jednak svom iznosu α_0 na niskim frekvencijama.

Na visokim frekvencijama sve manju ulogu ima naponski izvor u ulaznoj grani $\mu'_{ec} \cdot u_{cb'}$, koji je rezultat naponske povratne veze, izazvane Earlyjevim efektom. Na tim frekvencijama je $g'_c \ll \omega(C_{de} + C_{BC})$, pa je parametar $h_{12} \approx \mu'_{ec} + j\omega r_{b'b} \cdot (C_{de} + C_{BC})$. Budući da je na visokim frekvencijama također $|\mu'_{ec}| \ll \omega r_{b'b}(C_{BC} + C_{de})$, slijedi da se naponski izvor u ulaznoj grani može zanemariti. To znači da je strujna povratna veza ostvarena putem otpora $r_{b'b}$ na visokim frekvencijama daleko izrazitija od naponske povratne veze.

Ekvivalentni sklop za područje *visokih frekvencija* prikazan je na slici 12.33. Strujni izvor u izlaznoj grani $\alpha(\omega) i_e$ u ovom sklopu upravljan je ukupnom emitterskom strujom i_e . Zbog toga se za $\alpha(\omega)$ mora upotrijebiti izraz (12.92), a radi jednostavnosti se izostavlja faktor ekscesne faze. Kapacitivnost C_e predstavlja sumu kapacitivnosti barijere C_{BB} i difuzione kapacitivnosti C_{de} .

Preciznija analiza dinamičkih pojava u tranzistoru dovela bi do povećanja broja elemenata koji karakteriziraju ekvivalentni sklop, naročito u području visokih frekvencija. Nadalje, različite tehnologije u proizvodnji tranzistora unose i svoje specifičnosti, koje se također u izvjesnoj mjeri manifestiraju u ekvivalentnim sklopovima. To naročito vrijedi za članove $r_{b'b}$ i C_{BC} , koji se ponekad rastavljaju u dva dijela u vezi s različitim prilikama u aktivnom i neaktivnom dijelu baze i činjenicom da površine emitera i kolektora nisu iste. U ekvivalentne sklopove nisu također unesene ni parazitarne kapacitivnosti koje u najvišem korisnom frekvencijskom području imaju stanovitu ulogu.



Sl. 12.33. Ekvivalentni sklop tranzistora u spoju zajedničke baze za područje visokih frekvencija.

Unatoč tome, prikazani ekvivalentni sklopovi omogućuju da se sa zadovoljavajućom točnošću ocijene ovisnosti ulazne, izlazne i prijenosne imitancije o radnoj točki, frekvenciji i temperaturi u praktički čitavom iskoristivom frekvencijskom području. To je zbog toga što su svi pasivni elementi prikazanih ekvivalentnih sklopova u prvoj aproksimaciji frekvencijski neovisni, a analizirani su i izračunati u ovisnosti o radnoj točki, temperaturi i svojstvima samog tranzistora.

13.

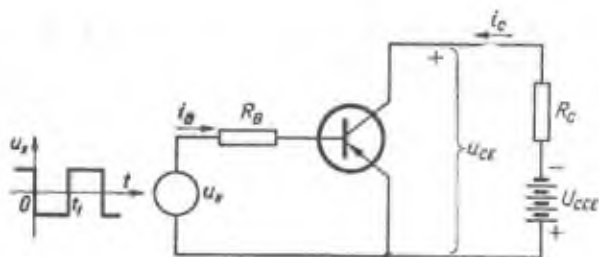
TRANZISTOR KAO SKLOPKA

13.1.

Osnovne pojave u radu tranzistora kao sklopke

U mnogim primjenama se tranzistor koristi kao *sklopka*. To su u prvom redu razni impulsni, digitalni i logički sklopovi. U takvim primjenama tranzistor se najčešće prebacuje iz područja zasićenja u zaporno područje i obrnuto. Tranzistor u području zasićenja ili *uključenom* stanju ima *vrlo mali otpor* i djeluje kao zatvorena sklopka, dok u zapornom području ili *isključenom* stanju ima *vrlo velik otpor* i djeluje kao otvorena sklopka.

Tranzistor u isključenom stanju ima kolektorsku struju reda I_{CBO} , koja je kod germanija reda 10^{-6} A, a kod silicija reda 10^{-9} A. To znači da su izlazni otpori reda $M\Omega$. U području zasićenja uz nominalne kolektorske struje su naponi zasićenja U_{CES} reda stotinjak mV, čemu odgovaraju otpori reda od nekoliko oma do nekoliko desetaka oma. Kao sklopka se tranzistor najčešće koristi u spoju zajedničkog emitera, i to zbog toga što daje najveće pojačanje snage. Pojačanje snage je omjer snage predane potrošaču u izlaznom krugu, kad je tranzistor u uključenom stanju, prema potrebnoj snazi u ulaznom krugu da se izvrši prebacivanje.

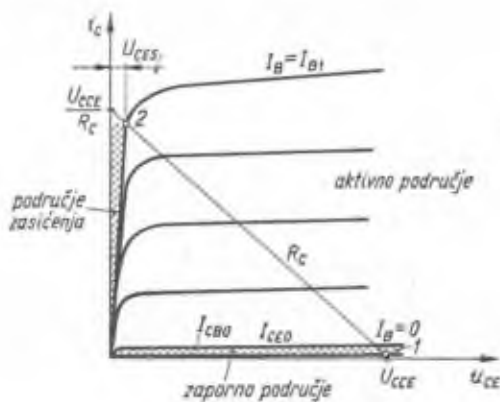


Sl. 13.1. Pojednostavnjen prikaz sklopa u kojem tranzistor radi kao sklopka.

Prebacivanje iz uključenog u isključeno stanje i obrnuto ne događa se trenutačno. To znači da izlazna struja ili napon neće u istom času slijediti promjene ulaznog napona ili struje. To je posljedica konačnog vremena koje je potrebno da se izvrši akumuliranje ili odstranjenje naboja unutar barijera i električki neutralnih područja tranzistora, prvenstveno unutar baze. Brzina tih prijelaznih pojava usko je vezana s frekvencijskim karakteristikama tranzistora i tranzistor će biti to brža sklopka što mu je granična frekvencija viša. U najnovije vrijeme uspjele se je postići

vrijeme uključivanja i isključivanja tranzistora reda 10^{-9} s. Brzina rada i veliko pojačanje snage čine bipolarni tranzistor vrlo efikasnom elektroničkom sklopkom.

Pojednostavnjen prikaz sklopa u kome tranzistor u spoju zajedničkog emitera radi kao sklopka dan je na slici 13.1. Pripadne I_C - U_{CE} karakteristike prikazane su na slici 13.2. Tranzistor se redovito prebacuje iz isključenog u uključeno stanje pomoću izvora pravokutnih impulsa koji je na slici 13.1 označen sa u_s . Izvor to-



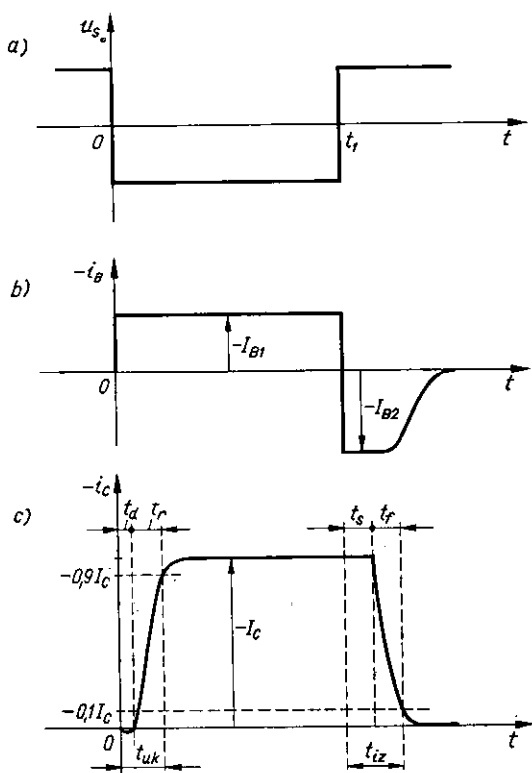
Sl. 13.2. Ilustracija područja rada tranzistora u I_C - U_{CE} karakteristikama.

kom svoje pozitivne poluperiode (za P - N - P tranzistore) osigurava nepropusnu polarizaciju spoja emiter-baza, pa je tranzistor u zapornom području. Kolektorska struja je pri tome reda I_{CBO} i zanemariva, tako da je napon kolektora u_{CE} približno jednak naponu izvora U_{CCE} . Radna točka tranzistora 1 određena je uvjetom $I_B = 0$; $u_{CE} \approx U_{CCE}$. Prepolarizacijom izvora napajanja u_s u času $t = 0$, poteći će trenutno struja baze $I_{B1} \approx u_s / R_B < 0$. Nakon određenog vremena tranzistor će doći u područje zasićenja (točka 2) ako je struja baze I_{B1} uz dani otpor u kolektorskom krugu R_C iznosom dovoljno velika. Zato mora biti ispunjen uvjet $|I_{B1}| > |I_C / \beta_N|$. Pod tim prilikama bit će preostali napon na kolektoru U_{CES} vrlo malen, tako da je $I_C \approx U_{CCE} / R_C$. Tranzistor može biti ponovno isključen prepolarizacijom izvora napajanja u času t_1 i nakon određenog vremena naći će se ponovno u točki 1 u zapornom području.

Vremenski oblik napona signala, struje baze i kolektora prikazani su na slici 13.3. Kao što se vidi, oblik kolektorske struje nije isti kao i struje baze. Kolektorska struja je jedno vrijeme praktički jednaka nuli, odnosno može imati i male pozitivne vrijednosti (za P - N - P tranzistor). Kao vrijeme zakašnjenja t_a definira se vrijeme unutar kojeg je kolektorska struja praktički zanemariva. Razlog zakašnjenja kolektorske struje leži u tome što je u času $t = 0$ tranzistor u zapornom području. Kolektorska struja će moći početi rasti tek nakon što tranzistor iz zapornog područja dođe na rub aktivnog područja. Za to vrijeme se mijenja napon na emitterskoj barijeri od $u_{BE} \approx u_s > 0$ na $u_{BE} \approx 0$. Isto tako se mijenja napon na kolektorskoj barijeri od $u_{CB} \approx U_{CCE} - u_s$ do $u_{CB} \approx U_{CCE}$. To znači da se naponi na barijerama iznosom snižuju, pa one postaju užje. Elektroni koje daje struja baze djelomično

kompenziraju prostorni naboj donora u barijerama. Manje važan doprinos vremenu zakašnjenja daje i konačno vrijeme koje je potrebno da šupljine koje emiter injektira u bazu stignu na kolektorski rub baze. Do toga dolazi tek kad emiter postane propusno polariziran u odnosu na bazu. To vrijeme zakašnjenja naziva se *difuziono vrijeme zakašnjenja* t_{da} i ono iznosi otprilike $0,2/\omega_c$.

Vrijeme porasta t_r definirano je kao vrijeme koje je potrebno da kolektorska struja poraste na 90 % svoje statičke vrijednosti I_C . Za to vrijeme raste napon propusne polarizacije u_{BE} , pa raste i_E , a zbog toga i i_C . Struja baze ostaje konstantna

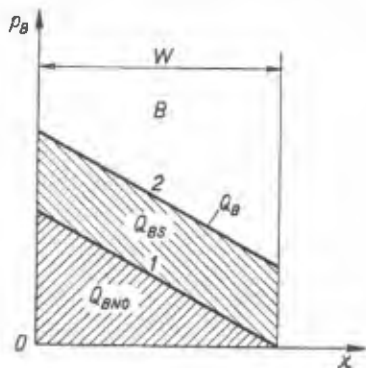


Sl. 13.3. Vremenski oblici: a) ulaznog napona, b) struje baze i c) struje kolektora.

(I_{B1}) i određena je svojstvima vanjskog električnog kruga. Vrlo brzo nakon vremena t_r kolektorska struja doseže iznos $I_C \approx U_{CCE}/R_C$, a naboj šupljina u bazi vrijednost Q_{BNO} , koja odgovara naboju na rubu aktivnog područja prema području zasićenja. Taj naboj proporcionalan je površini ispod pravca 1 na slici 13.4. Budući da impuls propusne struje baze I_{B1} traje i dalje, dolazi do porasta akumuliranog naboja u bazi uz praktički konstantnu kolektorsku struju I_C . Konačni naboj u bazi Q_B dan je površinom ispod pravca 2. Sada je i kolektorska barijera propusno polarizirana, tj. $u_{CB} > 0$.

Ukoliko se u času t_1 izvrši prepolarizacija izvora u_s , struja baze zauzet će trenutno vrijednost $I_{B2} \approx u_s/R_B > 0$, i to zbog akumuliranog naboja u bazi, što je objašnjeno u članku 10.7. Kolektorska struja ostat će praktički nepromijenjena i jednaka I_C tako dugo dok se ne odstrani suvišan naboj u bazi $Q_{BS} = Q_B - Q_{BNO}$. Vrijeme zadržavanja t_s je definirano kao vrijeme unutar kojeg kolektorska struja ostaje praktički konstantna nakon početka isključenja tranzistora. Tek nakon što napon na kolektorskoj barijeri padne na nulu, može doći do pada kolektorske struje.

Vrijeme pada t_f je definirano kao vrijeme potrebno da kolektorska struja padne na 10 % svoje statičke vrijednosti, tj. na iznos $0,1 I_C$. Za to vrijeme se izvlači naboj iz baze pa je $q_B < Q_{BNO}$. Struja baze ostaje praktički konstantna i jednaka I_B dogod je emitorska barijera propusno polarizirana. Tek nakon toga i struja baze počinje padati prema svojoj statičkoj reverznoj struji, koja je približno jednaka I_{CBO} .



Sl. 13.4. Ilustracija stacionarnog naboja manjinskih nosilaca u bazi tranzistora: 1. na rubu aktivnog područja, 2. u području zasićenja.

Zbroj vremena zakašnjenja i porasta naziva se *vrijeme uključivanja* t_{uk} , a zbroj vremena zadržavanja i pada naziva se *vrijeme isključivanja* t_{iz} :

$$t_{uk} = t_d + t_r \quad (13.1)$$

$$t_{iz} = t_s + t_f \quad (13.2)$$

Rjeđe se tranzistor uključuje na taj način da se iz zapornog područja ne dovede u zasićenje već samo duboko u aktivno područje. Za konačnu kolektorsku struju tada vrijedi relacija $I_C \approx \beta_N I_{B1}$, tj. relacija aktivnog područja. U tom slučaju će izostati vrijeme zadržavanja, što je povoljno, međutim vrijeme porasta bit će povećano, što je nepovoljno. Analiza prijelaznih pojava u tranzistoru pokazat će utjecaj pogonskih veličina i svojstava samog tranzistora na duljinu pojedinih karakterističnih vremena.

Često se vremena porasta i pada definiraju kao vremena potrebna za promjenu kolektorske struje od 10 % do 90 % njenog konačnog iznosa i obrnuto. U tom smislu se modificiraju i definicije za vrijeme zakašnjenja i zadržavanja. Takve definicije su prikladnije iz mjerno-tehničkih razloga.

Metode analize prijelaznih stanja u tranzistoru koji radi kao sklopka mogu biti različite. Praktički egzaktna je samo metoda rješavanja jednadžbe kontinuiteta čije su rješenje i rezultati — čak i uz idealizirane pretpostavke — prekomplikirani da bi bili od veće praktičke koristi. *Mollova metoda* polazi od ekvivalentnog sklopa prikazanog na slici 12.33. Aproksimacija te metode manifestira se u prvom redu u činjenici da distribuirane procese u tranzistoru predočuje ekvivalentnim sklopom. U drugom redu ta metoda pretpostavlja da se parametri tranzistora u aktivnom području ne mijenjaju, čime se problem linearizira. Na taj način se određuju vremena porasta i pada. Za područje zasićenja Mollova metoda koristi modificirani

ekvivalentni sklop, koji uzima u obzir injekciju sa strane propusno polariziranog kolektora. Na taj način se određuje vrijeme zadržavanja. Mollova metoda je u suštini metoda ekvivalentnog sklopa i predstavlja zamjenu rada u režimu velikih signala režimom malih signala. Unatoč tome, njeni rezultati su u većini slučajeva u dobrom skladu s eksperimentom.

U novije vrijeme se vrlo često za analizu prijelaznih pojava u tranzistoru koristi tzv. *metoda upravljanja nabojem*. Naime, uobičajeno je da se tranzistor promatra kao *strujno* upravljani elektronički element. To znači da su izlazni napon ili struja upravljani ulaznom strujom. Strukture jednadžbi za kolektorsku struju I_C u spoju zajedničke baze i emitera u aktivnom području kao i uobičajene karakteristike tranzistora imaju baš takav oblik. To je posljedica činjenice da je tranzistor zbog svog relativno malog ulaznog otpora obično napajan strujno. Naprotiv, vakuumske elektronske cijevi promatraju se obično kao *naponski* upravljani elementi, tj. izlazna struja, se promatra kao funkcija napona upravljačke rešetke. To odražava činjenicu da je ulazni otpor cijevi relativno velik. Metoda upravljanja nabojem promatra i vakuumske cijevi i tranzistore kao elemente upravljane nabojem upravljačke elektrode. Ovdje će se veća pažnja posvetiti toj metodi.

13.2. Analiza prijelaznih pojava u tranzistoru pomoću ekvivalentnog sklopa

Kao osnova za analizu prijelaznih pojava u tranzistoru koji se nalazi u aktivnom području u spoju zajedničke baze uzima se sklop na slici 12.33. Opteretni otpor R_C priključen je između kolektora i baze. Ukoliko je R_C malen, odnosno preciznije: ukoliko je $\omega_N C_{BC} (r_{b'b} + R_C) \ll 1$, omjer kolektorske i emitterske struje praktički je jednak faktoru strujnog pojačanja α , tj. isti je kao i uz kratko spojeni kolektor. Iz teorije linearnih električkih sklopova slijedi:

$$-\frac{\mathcal{L}[i_C(t)]}{\mathcal{L}[i_E(t)]} = -\frac{I_C(s)}{I_E(s)} = \frac{\alpha_N}{1 + \frac{s}{\omega_N}} = \alpha_n(s). \quad (13.3)$$

Ovdje je s kompleksna frekvencija ili *Laplaceova varijabla*. Veličine $i_C(t)$ i $i_E(t)$ predstavljaju trenutne ukupne vrijednosti struja kolektora i emitera, $\mathcal{L}[i_C(t)] = I_C(s)$ i $\mathcal{L}[i_E(t)] = I_E(s)$ jesu njihovi *Laplaceovi transformati*, dok je $\alpha_n(s)$ transformat faktora strujnog pojačanja. Veličina ω_N predstavlja graničnu frekvenciju normalnog aktivnog područja tranzistora: $\omega_N = \omega_\alpha$. Oblik $\alpha_n(s)$ je formalno isti kao $\alpha(\omega)$ prema relaciji (12.68). Ako emitterska struja i_E ima oblik skoka struje, tj. $i_E = 0$ za $t < 0$; $i_E = I_{E1}$ za $t > 0$, prema slici 13.5, njen je Laplaceov transformat:

$$\mathcal{L}[i_E(t)] = \frac{I_{E1}}{s}. \quad (13.4)$$

Uz pretpostavku da se tranzistor u času $t = 0$ nalazi na donjem rubu aktivnog područja: $u_{EB} = 0$; $u_{CB} < 0$, vremenski oblik kolektorske struje izazvan skokom

emitorske struje dobiva se inverznom Laplaceovom transformacijom pomoću izraza (13.3) i (13.4):

$$-i_c(t) = \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{\alpha_N I_{E1}}{s \left(1 + \frac{s}{\omega_N} \right)} \right], \quad (13.5)$$

što daje:

$$-i_c(t) = I_{E1} \alpha_N (1 - e^{-\omega_N t}). \quad (13.6)$$

Vremenski oblik porasta kolektorske struje, prema relaciji (13.6), izazvan skokom emitorske struje, prikazan je na slici 13.5. Rješenjem jednadžbe (13.6) po vremenu t dobiva se izraz za vrijeme porasta u spoju *zajedničke baze*:

$$t_{rb} = \frac{1}{\omega_N} \ln \left(\frac{I_{E1} \alpha_N}{I_{E1} \alpha_N + 0,9 I_C} \right). \quad (13.7)$$

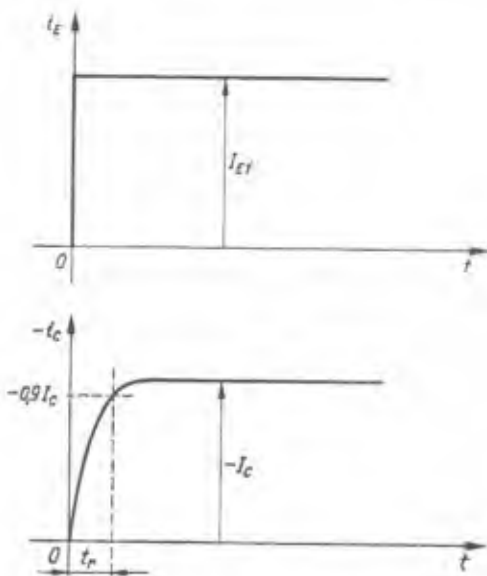
Za $P-N-P$ tranzistor je $I_{E1} > 0$, a $I_C < 0$. Ako je $I_C = -\alpha_N I_{E1}$, tj. ako emitorska struja nije dovoljna da tranzistor uđe u zasićenje, iz jednadžbe (13.7) slijedi da je vrijeme porasta jednako:

$$t_{rb} = \frac{1}{\omega_N} \ln 10 = \frac{2,3}{\omega_N}. \quad (13.8)$$

Kolektorska struja teži u tom slučaju statičkoj vrijednosti I_C kada $t \rightarrow \infty$. Vrijeme porasta može se skratiti ako je $I_{E1} > -I_C/\alpha_N$, tj. ako tranzistor uđe u zasićenje. U tom slučaju je kolektorska struja dana relacijom:

$$I_C \approx \frac{U_{CCB}}{R_C}, \quad (13.9)$$

gdje je U_{CCB} napon napajanja u krugu kolektor-baza, a R_C je opterećni otpor. Skraćeno vrijeme porasta je u tom slučaju to izraziti što je skok emitorske struje I_{E1} veći. Vrijeme porasta bit će također to kraće što je granična frekvencija tranzistora ω_N viša.



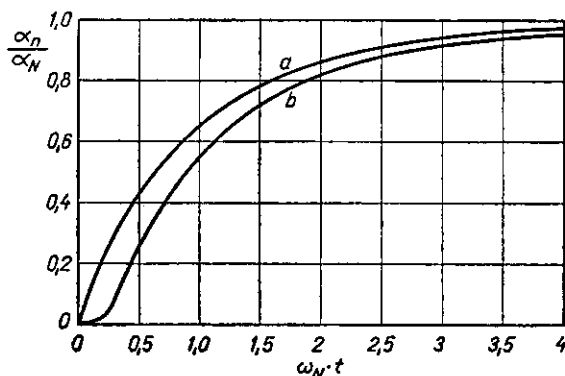
Sl. 13.5. Vremenski oblik kolektorske struje izazvan skokom emitorske struje.

U slučaju da je opterećni otpor velik, odnosno ako je $\omega_N C_{BC} (r_{b'b} + R_C) \gg 1$, porast kolektorske struje neće biti ograničen recipročnom graničnom frekvencijom $1/\omega_N$, tj. vremenom proleta šupljina kroz bazu, već vremenskom konstantom $C_{BC} \cdot (r_{b'b} + R_C) \approx C_{BC} R_C$. To slijedi iz ovisnosti između struja i_e i i_c u ekvivalentnom sklopu 12.33.

U tom slučaju izraz za vrijeme porasta glasi:

$$t_{rb} = R_C C_{BC} \ln \left(\frac{I_{E1} \alpha_N}{I_{E1} \alpha_N + 0,9 I_C} \right). \quad (13.10)$$

Kada član $\omega_N C_{BC} (r_{b'b} + R_C)$ nije ni zanemarivo malen, a ni jako velik u odnosu na jedinicu, vremenski odziv kolektorske struje je kompliciraniji i sadrži dvije vremenske konstante, i to $1/\omega_N$ i $R_C C_{BC}$, a vrijeme porasta ne može se eksplicitno izraziti.



Sl. 13.6. Vremenski odziv kolektorske struje na skok emitterske struje:
a) prema približnoj relaciji (13.6), b) prema točnoj relaciji (13.11).

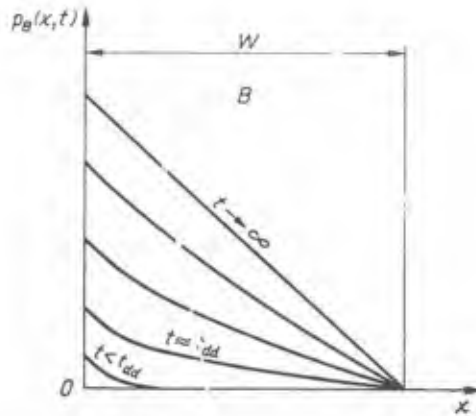
Radi usporedbe dan je na slici 13.6 vremenski odziv kolektorske struje na skok emitterske struje dobiven upotrebom približne jednadžbe (13.6) i odziv dobiven pomoću točne jednadžbe za faktor strujnog pojačanja (12.73), čiji Laplaceov transformat ima oblik:

$$a_n(s) = \operatorname{sech} \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + s \tau_p}. \quad (13.11)$$

Dijagram je prikazan u obliku a_n/a_N , gdje je $a_n = -i_c(t)/I_{E1}$; a $a_N = -I_C/I_{E1}$. Na apscisi je normirano vrijeme $\omega_N t$. U oba slučaja se pretpostavlja da tranzistor na koncu prijelazne pojave ostaje u aktivnom području, tj. da radi kao nezasićena sklopka. Struja I_{CBO} je opravdano zanemarena, jer je puno manja od stvarnih struja emitera i kolektora.

Kao što se iz slike vidi, bitna razlika u odzivu kolektorske struje na skok emitterske struje sastoji se u tome što prema približnom izrazu kolektorska struja počinje rasti odmah, dok prema točnom izrazu postoji kratak vremenski interval $t_{da} \approx 0,2/\omega_N$ tokom kojeg je kolektorska struja praktički jednaka nuli, pa tek onda počinje rasti. To je posljedica činjenice što je potrebno određeno kratko vrijeme t_{da} , nazvano difuziono vrijeme zakašnjenja, da šupljine injektirane sa strane emitera u času $t = 0$ stignu na kolektorski rub baze. Tek nakon toga počinje kolektorska

struja teći. Raspodjela koncentracije šupljina u bazi tranzistora s homogenom bazom izazvana skokom emitterske struje, prikazana na slici 13.7, ilustrira tu činjenicu. Zbog toga što emitterska struja ima oblik skoka struje, gradijent koncentracije je na mjestu $x = 0$ konstantan.



Sl. 13.7. Raspodjela koncentracije šupljina u bazi tranzistora izazvana skokom struje emitera tokom porasta struje kolektora.

U spoju *zajedničkog emitera* dobiva se na osnovu ekvivalentnog sklopa na slici 12.33, vrlo približno slijedeća relacija za omjer Laplaceovih transformata struja kolektora i baze:

$$\frac{I_e(s)}{I_b(s)} = \frac{a_N}{1 - a_N + s \left(\frac{1 + \omega_N C_{BC} R_C}{\omega_N} \right)} \quad (13.12)$$

Točan izraz za $I_e(s)/I_b(s)$ sadržavao bi u nazivniku kvadratičnu jednadžbu i imao bi prema tome dva korijena. Međutim redovito je ispunjen uvjet $4(1 - a_N)\omega_N C_{BC} R_C \ll (1 + \omega_N R_C C_{BC})^2$, što aproksimaciju (13.12) čini praktički točnom. Ukoliko struja baze ima oblik skoka struje: $i_B = 0$ za $t < 0$; $i_B = I_{B1}$ za $t > 0$, njezin je Laplaceov transformat:

$$\mathcal{L}[i_B(t)] = \frac{I_{B1}}{s} \quad (13.13)$$

Vremenski odziv kolektorske struje dobiva se inverznom Laplaceovom transformacijom pomoću izraza (13.12) i (13.13), što daje:

$$i_C(t) = \frac{a_N}{1 - a_N} \cdot I_{B1} \left[1 - e^{-\frac{(1 - a_N)\omega_N t}{1 + \omega_N C_{BC} R_C}} \right] \quad (13.14)$$

Iz jednadžbe (13.14) dobiva se za vrijeme porasta:

$$t_{re} = \frac{1 + \omega_N C_{BC} R_C}{\omega_N (1 - \alpha_N)} \ln \left[\frac{I_{B1}}{I_{B1} - \frac{0,9 I_C (1 - \alpha_N)}{\alpha_N}} \right]. \quad (13.15)$$

U slučaju da je opteretni otpor R_C vrlo malen, odnosno da je $\omega_N C_{BC} R_C \ll 1$, dobiva se još jednostavniji izraz za vrijeme porasta, i to:

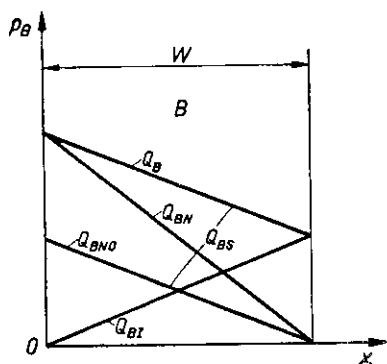
$$t_{re} = \frac{1}{\omega_N (1 - \alpha_N)} \ln \left(\frac{I_{B1}}{I_{B1} - \frac{0,9 I_C}{\beta_N}} \right), \quad (13.16)$$

gdje je $\beta_N = \alpha_N / (1 - \alpha_N)$.

Kao i za spoj zajedničke baze vrijeme porasta se može skratiti povećanjem skoka struje baze na iznos $|I_{B1}| > |I_C / \beta_N|$. Međutim, tranzistor će zbog toga ući u zasićenje.

Ranije je istaknuto da je vremenski odziv kolektorske struje dobiven na osnovu pretpostavke da se parametri tranzistora u aktivnom području ne mijenjaju. Ta pretpostavka je u većoj mjeri netočna za kapacitivnost barijera. Poznato je, naime, da kapacitivnost kolektorske barijere ovisi o naponu na kolektoru prema relaciji:

$$C_{BC} = \frac{k}{\sqrt[n]{u_{CB}}}. \quad (13.17)$$



Sl. 13.8. Naboj manjinskih nosilaca u bazi tranzistora u zasićenju prikazan superpozicijom naboja normalnog i inverznog aktivnog poručja.

EkspONENT n se kreće u granicama od 2 do 3, ovisno o tehnološkom profilu $P-N$ prijelaza, što je objašnjeno u članku 9.5. Budući da se tokom vremena porasta mijenja u_{CB} , treba za C_{BC} uvrstiti srednju vrijednost u intervalu promjena napona u_{CB} . Nadalje, iz izraza (13.15) i (13.16) slijedi da je vrijeme porasta to kraće što je granična frekvencija $\omega_N (1 - \alpha_N) \approx \omega_\beta$ viša.

U fazi isključivanja tranzistora skokom struje $I_{E2} < 0$ u spoju zajedničke baze, odnosno skokom struje $I_{B2} > 0$ u spoju zajedničkog emitera, vremenski odziv kolektorske struje bit će različit ovisno o tome da li je tranzistor u fazi uključivanja bio u zasićenju ili nije. Ako je tranzistor ušao u *zasićenje*, do pada kolektorske struje može doći tek nakon što se odstrani *ekscresni* naboj u bazi Q_{BS} .

Ukupan naboj u bazi Q_B može se prikazati kao suma naboja Q_{BNO} koji za danu struju I_C dovodi tranzistor na rub zasićenja i ekscesnog naboja Q_{BS} . Naboj Q_B može se također prikazati i kao suma naboja normalnog aktivnog područja Q_{BN} i inverznog aktivnog područja Q_{BI} , što je ilustrirano na slici 13.8. Naboj inverznog aktivnog područja je posljedica propusne polarizacije kolektora. Struje emitera i kolektora mogu se u tom slučaju prikazati superpozicijom normalnih struja povezanih s nabojem Q_{BN} i inverznih struja povezanih s nabojem Q_{BI} . Normalnom aktivnom području pripada faktor strujnog pojačanja α_N i granična frekvencija ω_N , a inverznom aktivnom području pripada α_I i ω_I . Redovito je $\alpha_N > \alpha_I$, a $\omega_N > \omega_I$.

Polazeći od takvog rezoniranja Moll je pokazao da su *vremena zadržavanja* određena slijedećim relacijama:

$$t_{d1} = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \frac{I_{E2} - I_{E1}}{I_{E2} + \frac{I_C}{\alpha_N}} \quad (13.18)$$

Gornja relacija vrijedi za spoj *zajedničke baze*, dok se za spoj *zajedničkog emitera* dobiva:

$$t_{d2} = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \frac{I_{B2} - I_{B1}}{I_{B2} - \frac{I_C}{\beta_N}} \quad (13.19)$$

Relacije (13.18) i (13.19) pokazuju da je *vremenska konstanta* mjerodavna za rad u području zasićenja:

$$\tau_s = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \quad (13.20)$$

u oba slučaja ista. Nadalje iz tih relacija slijedi da je vrijeme zadržavanja jednako nuli ako je $I_{E1} = -I_C/\alpha_N$; odnosno $I_{B1} = I_C/\beta_N$. To je logično, jer u tom slučaju tranzistor i nije ušao u zasićenje. Vrijeme zadržavanja bit će to dulje što je tranzistor dublje ušao u područje zasićenja, tj. što su struje uključivanja I_{E1} , odnosno I_{B1} iznosom veće. Skraćenju vremena zadržavanja pridonosi isključivanje sa što većim strujama I_{E2} , odnosno I_{B2} .

Proračun vremena zadržavanja baziran je na pretpostavci da se kolektorska barijera oporavlja prije emitterske. To znači da napon u_{CB} padne na nulu dok je još emiter propusno polariziran, tj. napon $u_{EB} > 0$. Protivna situacija, tj. raniji oporavak emitterske barijere događa se samo izuzetno u slučaju ako su struje isključivanja I_{B2} , odnosno I_{E2} relativno vrlo velike. Iz toga proizlazi da se vrijeme zadržavanja ne može po volji skratiti pretjeranim povećanjem struja isključivanja, jer u tim slučajevima relacije (13.18) i (13.19) više ne vrijede. Postupak izvoda izraza za vrijeme zadržavanja je razmjerno dugotrajan, pa je izostavljen. Te pojave će biti detaljnije analizirane metodom upravljanja nabojem, koja je fizikalno očitiija.

Do pada kolektorske struje dolazi tek nakon što se tranzistor nade na rubu aktivnog područja ($u_{CB} = 0$). Prema tome, vremenske konstante u fazi pada struje bit će iste kao i u fazi porasta struje. *Vrijeme pada* t_p definirano je kao vrijeme tokom

kojeg kolektorska struja padne od I_C na $0,1 I_C$. U slučaju da je vrijeme porasta određeno relacijom (13.7), za vrijeme pada se dobiva:

$$t_{fb} = \frac{1}{\omega_N} \ln \left(\frac{I_C + a_N I_{E2}}{0,1 I_C + a_N I_{E2}} \right). \quad (13.21)$$

Naprotiv, ako je vrijeme porasta određeno relacijom (13.10), za vrijeme pada vrijedi:

$$t_{fb} = R_C \cdot C_{BC} \ln \left(\frac{I_C + a_N I_{E2}}{0,1 I_C + a_N I_{E2}} \right). \quad (13.22)$$

Vrijeme pada u spoju *zajedničkog emitera* određeno je relacijom:

$$t_{fb} = \frac{1 + \omega_N C_{BC} R_C}{\omega_N (1 - a_N)} \ln \left(\frac{I_C - \beta_N I_{B2}}{0,1 I_C - \beta_N I_{B2}} \right). \quad (13.23)$$

U slučaju da je ispunjen uvjet $\omega_N R_C C_{BC} \ll 1$, izraz za vrijeme pada se pojednostavljuje:

$$t_{fb} = \frac{1}{\omega_N (1 - a_N)} \ln \left(\frac{I_C - \beta_N I_{B2}}{0,1 I_C - \beta_N I_{B2}} \right). \quad (13.24)$$

Vrijeme pada bit će to kraće što su struje isključivanja I_{E2} , odnosno I_{B2} iznosom veće. Vremenski odziv kolektorske struje u fazi isključivanja prikazan je ranije na slici 13.3.

13.3. Principi analize svojstava tranzistora metodom upravljanja nabojem

Analiza elektroničkih elemenata metodom *upravljanja nabojem* je jedna približna metoda koja može poslužiti za analizu i komparaciju osnovnih svojstava različitih vrsti elektroničkih elemenata, kao što su bipolarni i unipolarni tranzistori te vakuumске elektronske cijevi.

Osnovna postavka te metode je da naboj smješten na upravljačkoj elektrodi uzrokuje u prostoru između ulazne (emitorske) i izlazne (kolektorske) elektrode naboj koji je iznosom praktički jednak, a predznakom suprotan naboju upravljačke elektrode. U slučaju bipolarnog tranzistora to znači: da naboj većinskih nosilaca u bazi izaziva u bazi isto takav naboj manjinskih nosilaca koji su na putu od emitera do kolektora. Za elektronske cijevi, npr. triodu, to znači da naboj doveden na upravljačku rešetku izaziva iznosom isti prostorni naboj između katode i anode. (Kod triode zbog konačnog faktora pojačanja izvjesnu ulogu u stvaranju prostornog naboja ima i anoda, prema relaciji za efektivni potencijal.)

Struja izlazne elektrode, tj. kolektora u slučaju tranzistora, odnosno anodna struja u slučaju triode povezana je s nabojem u međuelektrodnom prostoru relacijom:

$$I = \frac{Q}{t_{tr}} \quad (13.25)$$

Relacija (13.25) pisana je za istosmjernu struju I , dok je Q stacionaran naboj u međuelektrodnom prostoru, a t_{tr} je vrijeme proleta nosilaca od ulazne do izlazne elektrode. Međutim, i pod dinamičkim prilikama vrlo približno vrijedi relacija istog tipa:

$$i = \frac{q}{t_{tr}} \quad (13.26)$$

U relaciji (13.26) je i ukupna trenutna struja izlazne elektrode, a q trenutni ukupni iznos naboja. U relaciji (13.26) krije se istovremeno i jednostavnost metode upravljanja nabojem, a istovremeno i njen aproksimativni karakter. Aproksimacija se ogleda u činjenici da je trenutna struja izlazne elektrode uz dinamičke prilike formalno strukturom ista kao uz statičke prilike. Drugim riječima: dinamička stanja se promatraju kao niz kvazistatičkih stanja.

U slučaju tranzistora to znači da se raspodjela naboja šupljina u bazi u svakom času aproksimira zakonom pravca, kao na slici 11.10, odnosno prema slici 13.8. Međutim na slici 13.7 je ilustrirano da se naboj šupljina u bazi u trenucima početka prijelazne pojave znatno razlikuje od statičkog naboja zbog konačnog vremena potrebnog da šupljine stignu na kolektorski rub baze. Struja kolektora je stvarno proporcionalna gradijentu koncentracije naboja u bazi uz kolektorsku barijeru. O toj činjenici se, međutim, nije vodilo računa ni kod analize prijelaznih pojava metodom ekvivalentnog sklopa.

Zbog toga je aproksimacija ekvivalentnog sklopa u pogledu točnosti u biti ista kao aproksimacija upravljanja nabojem. Relacije (13.25) i (13.26) izriču, kao što je rečeno, tvrdnju da je struja izlazne elektrode proporcionalna akumuliranom naboju. To vrijedi u slučaju kad je funkcija jedne od elektroda stvarno kolektorska, tj. kad ta elektroda ne injektira. To je ispunjeno kod tranzistora u normalnom aktivnom području. Isto tako je to ispunjeno i u inverznom aktivnom području. U tom slučaju je I , odnosno i , struja reverzno polariziranog emitera. Međutim, za iste struje će naboji i vremena proleta biti u oba slučaja različiti zbog nesimetrije tranzistora. Kako se naboj u području zasićenja može shvatiti kao superpozicija naboja u normalnom aktivnom i inverznom aktivnom području, metoda upravljanja nabojem može se primijeniti i u području zasićenja.

Struja upravljačke elektrode, tj. struja baze tranzistora povezana je s nabojem u bazi relacijom:

$$i_B = -\frac{q_B}{\tau_B} - \frac{dq_B}{dt} \quad (13.27)$$

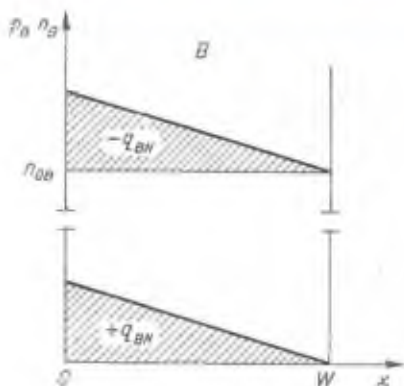
Struja i_B je trenutna ukupna struja baze, a q_B je trenutni ukupni iznos naboja u bazi. Znak minus rezultira iz činjenice da je struja baze $P-N-P$ tranzistora negativna. Relacija (13.27) vrijedi bez ograničenja i do nje se dolazi integracijom jednadžbe

kontinuiteta. Trenutna ukupna struja baze sastoji se od dvije komponente, komponenta $-q_B/\tau_B$ postoji zbog rekombinacije, a komponenta $-dq_B/dt$ predstavlja dodatnu akumulaciju ili izvlačenje naboja i dolazi do izražaja samo pod dinamičkim prilikama. Vremenska konstanta τ_B predstavlja efektivno vrijeme života nosilaca u bazi, koje ovisi o području rada tranzistora.

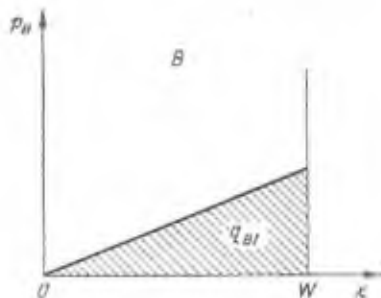
Ukoliko se promatra rad tranzistora u normalnom aktivnom području, tada je u svakom času injektirani naboj šupljina q_{BN} neutraliziran istim dodatnim nabojem većinskih elektrona $-q_{BN}$, što je ilustrirano na slici 13.9. Za kolektorsku struju u bilo kojem času vrijedi na osnovu rečenog:

$$i_C = -\frac{q_{BN}}{\tau_N} \quad (13.28)$$

Relacija (13.28) je identična relaciji (13.26), sa simbolikom koja je uobičajena u analizi normalnog aktivnog područja rada tranzistora. Veličina τ_N se naziva *kolektorska vremenska konstanta normalnog aktivnog područja* i jednaka je prosječnom vremenu proleta šupljina kroz bazu. Predznak minus rezultira iz činjenice da je struja kolektora P-N-P tranzistora negativna.



Sl. 13.9. Ilustracije ravnoteže naboja većinskih i manjinskih nosilaca u bazi tranzistora u aktivnom području.



Sl. 13.10. Naboj manjinskih nosilaca u bazi tranzistora u inverznom aktivnom području.

Nabojska analiza pretpostavlja da je vodljivost baze znatno manja od vodljivosti emitera, što je uvijek ispunjeno, a isto tako i od vodljivosti kolektora. To znači da je naboj manjinskih nosilaca akumuliran u emiteru i kolektoru zanemariv u odnosu na naboj u bazi. Za trenutnu struju baze u normalnom aktivnom području vrijedi relacija:

$$i_B = -\frac{q_{BN}}{\tau_{BN}} - \frac{dq_{BN}}{dt} \quad (13.29)$$

gdje je τ_{BN} efektivno vrijeme života šupljina u bazi (u normalnom aktivnom području), koje uzima u obzir i volumnu i površinsku rekombinaciju. U nabojskoj analizi

se τ_{BN} naziva *vremenska konstanta baze normalnog aktivnog područja*. Iz činjenice da je $i_E = -(i_B + i_C)$ rezultira:

$$i_E = \frac{q_{BN}}{\tau_N} + \frac{q_{BN}}{\tau_{BN}} + \frac{dq_{BN}}{dt}. \quad (13.30)$$

Kolektorska vremenska konstanta τ_N tranzistora s homogenom bazom povezana je s graničnom frekvencijom $\omega_N = \omega_\alpha$ vezom koja slijedi iz relacija (12.59) i (12.75) i glasi:

$$\tau_N = \frac{W^2}{2 D_p} = \frac{1,22}{\omega_N}. \quad (13.31)$$

Pod statičkim prilikama je član $dq_{BN}/dt = 0$, pa iz jednadžbe (13.30) slijedi:

$$I_E = \frac{Q_{BN}}{\tau_N} + \frac{Q_{BN}}{\tau_{BN}} = \frac{Q_{BN}}{\tau_{EN}}. \quad (13.32)$$

Emitorska vremenska konstanta normalnog aktivnog područja τ_{EN} je prema tome jednaka:

$$\frac{1}{\tau_{EN}} = \frac{1}{\tau_N} + \frac{1}{\tau_{BN}}. \quad (13.33)$$

Iz relacija aktivnog područja $\alpha_N = -I_C/I_B$; $\beta_N = I_C/I_B$ slijedi:

$$\alpha_N = \frac{1}{1 + \frac{\tau_N}{\tau_{BN}}}, \quad (13.34)$$

$$\beta_N = \frac{\tau_{BN}}{\tau_N}. \quad (13.35)$$

Kao što se vidi, faktori strujnog pojačanja α_N i β_N mogu se izraziti pomoću vremenskih konstanti baze i kolektora. Iz relacija koje vrijede pod dinamičkim prilikama slijedi da je potrebno poznavati dvije vremenske konstante, i to τ_N i τ_{BN} , da bi se izračunale prijelazne pojave u tranzistoru koji radi u normalnom aktivnom području.

Kada tranzistor radi u inverznom aktivnom području, mijenjaju se uloge emitera i kolektora. Pripadni naboj manjinskih nosilaca q_{BI} prikazan je na slici 13.10.

Jednadžbe za struje tranzistora sada glase:

$$i_{EI} = -\frac{q_{BI}}{\tau_I}, \quad (13.36)$$

$$i_{BI} = -\frac{q_{BI}}{\tau_{BI}} - \frac{dq_{BI}}{dt}, \quad (13.37)$$

$$i_{CI} = +\frac{q_{BI}}{\tau_{BI}} + \frac{q_{BI}}{\tau_I} + \frac{dq_{BI}}{dt}. \quad (13.38)$$

Zbog različitih uvjeta injekcije i transporta kroz bazu, koji su nepovoljniji u inverznom aktivnom području, bit će uvijek $\tau_I > \tau_N$, a $\tau_{BI} < \tau_{BN}$. Za inverzno aktivno područje vrijede također i relacije:

$$\beta_I = \frac{\tau_{BI}}{\tau_I}, \quad (13.39)$$

$$\tau_I = \frac{1,22}{\omega_I}. \quad (13.40)$$

U izrazu (13.40) je ω_I kružna granična frekvencija inverznog aktivnog područja spoja zajedničke baze.

Rad tranzistora u području zasićenja moguće je interpretirati superpozicijom rada u normalnom aktivnom i inverznom aktivnom području (prema slici 13.8). Za trenutne ukupne vrijednosti naboja i struja vrijede relacije:

$$q_B = q_{BN} + q_{BI}, \quad (13.41)$$

$$i_E = i_{EN} + i_{EI}, \quad (13.42)$$

$$i_C = i_{CN} + i_{CI}, \quad (13.43)$$

$$i_B = i_{BN} + i_{BI}. \quad (13.44)$$

Za normalne i inverzne komponente struja vrijede ranije dane relacije.

Ukupni naboj u bazi tranzistora u zasićenju Q_B može se, kao što je ranije rečeno, prikazati kao suma naboja Q_{BNO} , koji za danu kolektorsku struju I_C dovodi tranzistor na rub zasićenja, i *ekscenog* naboja Q_{BS} , koji je posljedica ulaska u zasićenje. To je također ilustrirano na slici 13.4 i 13.8. Uz statičke prilike vrijede relacije:

$$Q_B = Q_{BNO} + Q_{BS} = Q_{BN} + Q_{BI}, \quad (13.45)$$

$$I_C = -\frac{Q_{BNO}}{\tau_N}. \quad (13.46)$$

Ukupna struja baze I_B može se interpretirati kao suma struje I_{BN} , koja dovodi tranzistor na rub zasićenja i *ekscsne struje baze* I_{BS} koja akumulira u bazi ekscsni naboj Q_{BS} :

$$I_B = I_{BN} + I_{BS} = -\frac{Q_{BNO}}{\tau_{BN}} + I_{BS}, \quad (13.47)$$

$$I_{BN} = \frac{I_C}{\beta_N} = I_C \frac{\tau_N}{\tau_{BN}}. \quad (13.48)$$

Pomoću jednadžbi (13.45) do (13.48) moguće je ekscsni naboj Q_{BS} izraziti kao:

$$\begin{aligned} Q_{BS} &= Q_B - Q_{BNO} = -\tau_S I_{BS} = -\tau_S (I_B - I_{BN}) = \\ &= -\tau_S \left(I_B - I_C \frac{\tau_N}{\tau_{BN}} \right). \end{aligned} \quad (13.49)$$

Vremenska konstanta τ_S naziva se konstanta područja zasićenja. Ona je formalno jednaka kvocijentu ekscsnog naboja Q_{BS} i ekscsne struje baze I_{BS} . Vremenska konstanta zasićenja predstavlja također vrlo približno vremensku konstantu kojom se ekscsni naboj q_{BS} akumulira tokom ulaska u područje zasićenja, odnosno kojom se taj naboj izvlači kroz hazu kada tranzistor izlazi iz područja zasićenja.

Vremensku konstantu zasićenja moguće je izračunati pomoću relacija (13.43) i (13.44), koje za statičke prilike glase:

$$I_B = -\frac{Q_{BN}}{\tau_{BN}} - \frac{Q_{BI}}{\tau_{BI}}, \quad (13.50)$$

$$I_C = -\frac{Q_{BN}}{\tau_N} + Q_{BI} \left(\frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{BI}} \right). \quad (13.51)$$

Uzevši u obzir da je $Q_B = Q_{BN} + Q_{BI}$, za ekscsni naboj u bazi vrijedi također relacija:

$$Q_{BS} = Q_{BN} + Q_{BI} - Q_{BNO} = Q_{BN} + Q_{BI} + I_C \tau_N. \quad (13.52)$$

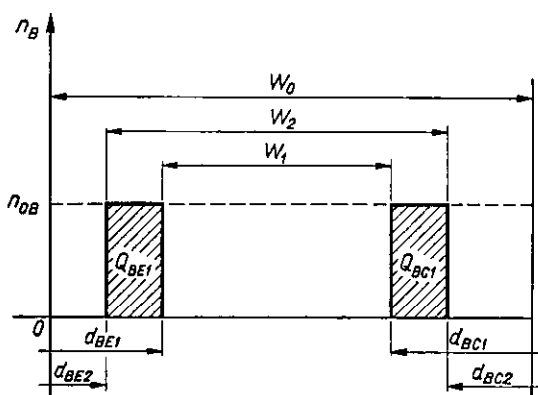
Rješenjem jednadžbi (13.50) i (13.51) po Q_{BN} i Q_{BI} i uvrštenjem u jednadžbu (13.52) dobiva se komparacijom s jednadžbom (13.49) za τ_S slijedeći izraz:

$$\tau_S = \frac{\frac{1}{\tau_{BI}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_N}}{\frac{1}{\tau_{BN} \tau_{BI}} + \frac{1}{\tau_{BN} \tau_I} + \frac{1}{\tau_N \tau_{BI}}} = \frac{a_N (\tau_N + a_I \tau_I)}{1 - a_N a_I}. \quad (13.53)$$

Izraz za τ_S prema relaciji (13.53) je sličan izrazu (13.20) do kojeg je došao Moll. Do toga bi se došlo uvrštenjem izraza (13.31) i (13.40) za ω_N i ω_I . Razlike između obaju izraza potječu u prvom redu odatle što je prema Mollu $\omega_N = 1/t_{tr} = 1/\tau_N$, a $\omega_I = 1/\tau_I$. To ima za posljedicu da bi se transformacijom izraza (13.53) u izraz koji sadrži granične frekvencije pojavio član 1,22 u brojniku te jednadžbe, inače slične jednadžbi (13.20).

13.4. Analiza prijelaznih pojava u tranzistoru metodom upravljanja nabojem

Kod analize *prijelaznih pojava* tokom uključivanja i isključivanja tranzistora treba voditi računa o činjenici da se uz naboj u neutralnom području baze mijenjaju i naboji u *barijerama* zbog promjena napona na njima. Tranzistor koji radi kao sklopka u spoju zajedničkog emitera (prema slici 13.1) u času $t = 0$ se uključuje skokom struje baze I_{B1} . Tako dugo dok tranzistor iz zapornog područja ne dođe na donji rub aktivnog područja ($u_{BE} = 0$), nema injekcije šupljina u bazu i tranzistor se ponaša kao pasivni element. Tokom rada u zapornom području mijenjat će se naponi na emitterskoj i kolektorskoj barijeri, a naboji većinskih nosilaca koji se za to vrijeme moraju akumulirati u barijerama prikazani su na slici 13.11.



Sl. 13.11. Prikaz naboja većinskih nosilaca koje je potrebno akumulirati u barijerama tokom prijelaza iz zapornog područja na donji rub aktivnog područja.

Do časa $t = 0$ je $u_{BE} = u_s > 0$; $u_{CE} = U_{CCE}$, a $u_{CB} = U_{CCE} - u_s$. Struje tranzistora su praktički zanemarive. Kada u času $t = 0$ postane $u_s < 0$, poteći će odmah struja baze $I_{B1} = u_s/R_B$. Tokom vremena zakašnjenja je kolektorska struja zanemariva.

Na slici 13.11 je W_0 tehnološka širina baze, W_1 je širina baze u zapornom području, a W_2 širina baze na *donjem* rubu aktivnog područja. Na slici su označene i pripadne širine barijera. Budući da se baza širi, moraju se tokom vremena zakašnjenja dovesti u barijere naboji Q_{BE1} i Q_{BC1} radi kompenzacije prostornog naboja donora. Za te naboji vrijede relacije:

$$Q_{BE1} = \int_{u_s}^0 C_{BE}(u) du, \quad (13.54)$$

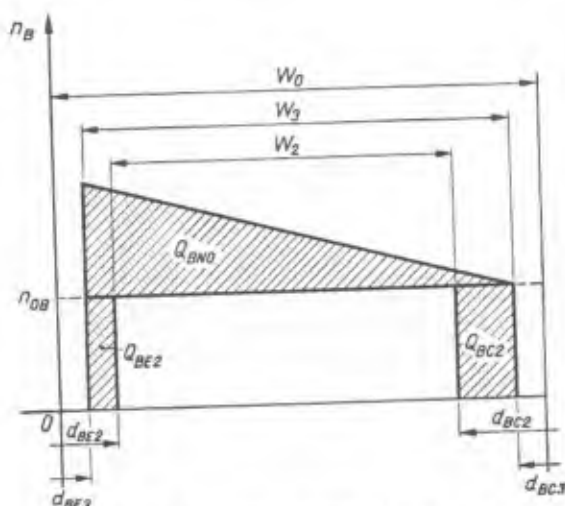
$$Q_{BC1} = \int_{U_{CCE}-u_s}^{U_{CCE}} C_{BC}(u) du. \quad (13.55)$$

Kapacitivnosti barijera ovise o naponu prema relaciji (13.17) i ukoliko je ta ovisnost poznata, mogu se naboji Q_{BE1} i Q_{BC1} proračunati.

Prema tome, za vrijeme zakašnjenja vrijedi relacija:

$$t_{de} = \frac{Q_{BE1} + Q_{BC1}}{-I_{B1}} \quad (13.56)$$

Veza između naboja u barijerama i struje baze nije linearna, pa se za zaporno područje ne može definirati odgovarajuća vremenska konstanta. Iz relacije (13.56) slijedi da će vrijeme zakašnjenja biti to kraće što je tranzistor manje duboko u



Sl. 13.12. Prikaz naboja većinskih nosilaca koji mora biti akumuliran u aktivnom području od ruba zapornog područja do ruba zasićenja.

zapornom području (jer su tada naboji Q_{BE1} i Q_{BC1} manji) i što je skok struje baze veći. Za slučaj rada u spoju *zajedničke baze* tranzistor se uključuje skokom emitorske struje $I_{E1} > 0$. U tom slučaju se za vrijeme zakašnjenja dobiva:

$$t_{db} = \frac{Q_{BE1}}{I_{E1}} \quad (13.57)$$

Budući da tokom faze zakašnjenja u spoju *zajedničke baze* napon na kolektorskoj barijeri ostaje praktički konstantan, izostaje član Q_{BC1} . Kao ni metoda ekvivalentnog sklopa, tako ni metoda upravljanja nabojem ne daje difuziono vrijeme zakašnjenja. Ono je, međutim, uvijek znatno manje od vremena zakašnjenja uzrokovane akumulacijom naboja u barijerama.

Tokom rada tranzistora u normalnom aktivnom području dolazi do porasta kolektorske struje na iznos $I_C \approx U_{CE}/R_C$, ako je struja baze $|I_{B1}| > |I_C|/\beta_N$ dovoljna da tranzistor uđe u zasićenje. Za to vrijeme napon u_{CE} se mijenja od iznosa

U_{CE} na iznos približno jednak nuli, a emitera barijera postaje propusno polarizirana. Ukupni naboj većinskih nosilaca Q_{BNT} , koji za vrijeme rada tranzistora u aktivnom području mora biti doveden u područje baze i u barijere, prikazan je na slici 13.12 i dan je relacijom:

$$Q_{BNT} = Q_{BNO} + Q_{BE2} + Q_{BC2}. \quad (13.58)$$

Širina baze se je dolaskom na rub područja zasićenja proširila na W_3 . Naboj Q_{BE2} je obično malen u odnosu na ostale članove jer su promjene napona u_{BE} u aktivnom području male. Naboj Q_{BC2} može biti relativno znatan zbog velike promjene napona u_{CE} , odnosno u_{CB} . Međutim, obično je $Q_{BNO} > Q_{BC2}$ pa, unatoč nelinearnoj vezi između naboja barijere i struje, vrijede približno slijedeće relacije za struje i_B i i_C :

$$i_C = -\frac{q_{BN}}{\tau_N}, \quad (13.59)$$

$$i_B = -\frac{dq_{BN}}{dt} - \frac{q_{BN}}{\tau_{BN}} = I_{B1}. \quad (13.60)$$

Vremenske konstante τ_N i τ_{BN} su međutim sada nešto povećane jer je u naboju q_{BN} uključena i akumulacija naboja u kolektorskoj barijeri. Ukoliko se izvrši komparacija s metodom ekvivalentnog sklopa, djelovanje naboja Q_{BC} je analogno djelovanju člana $R_C C_{BC}$. Rješenje diferencijalne jednačbe (13.60) daje za q_{BN} slijedeći izraz:

$$q_{BN} = -I_{B1} \cdot \tau_{BN} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{BN}}}). \quad (13.61)$$

Iz relacije (13.59) slijedi:

$$i_C = \beta_N I_{B1} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{BN}}}). \quad (13.62)$$

Prema tome vrijeme porasta jednako je:

$$t_{re} = \tau_{BN} \ln \frac{1}{1 - \frac{0,9 I_C}{\beta_N I_{B1}}}. \quad (13.63)$$

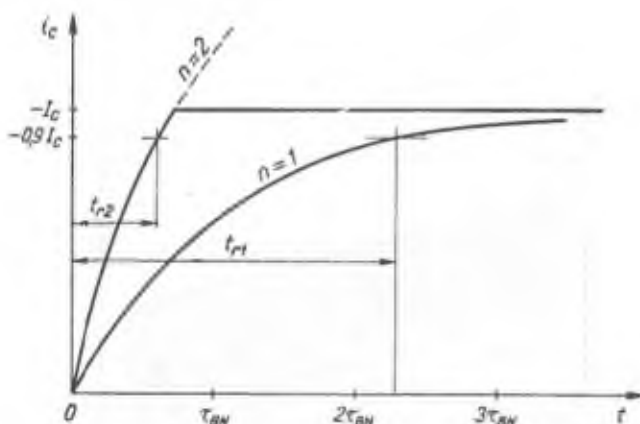
Izraz (13.63) je strukturom analogan izrazima za vrijeme porasta dobivenim metodom ekvivalentnog sklopa, osim što umjesto granične frekvencije u njemu figurira vremenska konstanta τ_{BN} . Ukoliko se definira faktor preuzbude uključivanja tranzistora:

$$n = \frac{\beta_N I_{B1}}{I_C}, \quad (13.64)$$

tranzistor će ući to dublje u zasićenje što je n veći. Za nezasićeni tranzistor je $n = 1$. Pomoću relacije (13.64) izraz za vrijeme porasta može se pisati u obliku:

$$t_{re} = \tau_{BN} \ln \frac{1}{1 - \frac{0,9}{n}}. \quad (13.65)$$

Što je n veći, vrijeme porasta bit će kraće.



Sl. 13.13. Vremenski odziv struje kolektora na skok struje baze:
1. Tranzistor ostaje u aktivnom području. 2. Tranzistor ulazi u zasićenje.

Na slici 13.13 prikazan je vremenski odziv kolektorske struje na skok struje baze I_{B1} u dva slučaja:

1. Tranzistor je uključen strujom I_{B1} koja ga dovodi na rub područja zasićenja ($n = 1$). U tom slučaju je vrijeme porasta $t_{re} = 2,3 \tau_{BN} = t_{r1}$. Kolektorska struja teži asimptotski svom konačnom iznosu $I_C = \beta_N I_{B1}$.

2. Tranzistor je uključen skokom struje baze koja ga dovodi u područje zasićenja ($n = 2$). Sada je vrijeme porasta $t_{re} = 0,6 \tau_{BN} = t_{r2}$, tj. znatno kraće nego u prvom slučaju. Kolektorska struja je ograničena svojstvima vanjskog kruga na iznos $I_C \approx U_{CCE}/R_C$.

U oba slučaja je vremenska konstanta kolektorske struje ista i jednaka τ_{BN} .

Za spoj zajedničke baze dobiva se za vrijeme porasta slijedeći izraz:

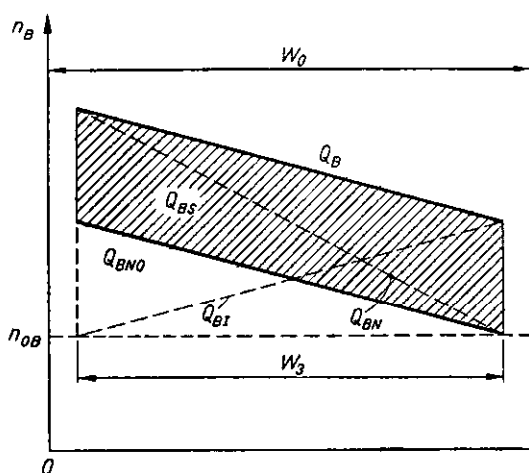
$$t_{rb} = \alpha_N \tau_N \ln \frac{1}{1 - \frac{0,9}{n}}. \quad (13.66)$$

Faktor preuzbude uključivanja za spoj zajedničke baze definiran je pomoću relacije:

$$n = \frac{-\alpha_N I_{E1}}{I_C}, \quad (13.67)$$

gdje je $I_{E1} > 0$ skok emitterske struje uključivanja.

Nakon dolaska na gornji rub aktivnog područja preuzbuđeni tranzistor ulazi u područje zasićenja. Kolektorska struja i struja baze ostaju konstantne, a u bazi se akumulira ekscresni naboj baze q_{BS} tako dugo dok se ne uspostavi stacionarno stanje karakterizirano ekscresnim nabojem Q_{BS} . Širina baze ostaje tokom rada u području zasićenja praktički konstantna jer se naponi na barijerama vrlo malo



Sl. 13.14. Prikaz naboja većinskih nosilaca koji se akumulira u bazi u području zasićenja.

mijenjaju. Naboj većinskih nosilaca koji je potrebno akumulirati u bazi prilikom rada u području zasićenja prikazan je, kao šrafrana površina, na slici 13.14. Akumuliranje naboja u bazi može se prikazati — kao što je reč rečeno — bilo kao porast naboja q_{BS} ili kao porast sume naboja $q_{BN} + q_{BI}$. Za vrijeme rada u području zasićenja, za struje kolektora i baze vrijede relacije (13.43) i (13.44), što daje:

$$-I_{B1} = \frac{q_{BN}}{\tau_{BN}} + \frac{q_{BI}}{\tau_{BI}} + \frac{dq_{BN}}{dt} + \frac{dq_{BI}}{dt}, \quad (13.68)$$

$$-I_C = \frac{q_{BN}}{\tau_N} - q_{BI} \left(\frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{BI}} \right) - \frac{dq_{BI}}{dt}. \quad (13.69)$$

Tokom akumulacije ekscresnog naboja, koji je ovdje prikazan superpozicijom naboja q_{BN} i q_{BI} , struje I_{B1} i I_C ostaju konstantne. Početni uvjeti za rješenje diferencijalnih jednačini (13.68) i (13.69) su za $t = 0$; $q_{BN} = Q_{BNO}$; $q_{BI} = 0$. Rješenje

tih jednadžbi (koje se izostavlja) pokazuje da se ekscesni naboj izgrađuje eksponencijalno s *dvije* karakteristične vremenske konstante. Jedna od tih vremenskih konstanti je *brza*, a druga *spora*. Amplituda člana sa sporom vremenskom konstantom je mnogo veća, pa se član s brзом vremenskom konstantom može praktički uvijek zanemariti. Postupak rješenja pokazuje da za sporu vremensku konstantu vrijedi relacija:

$$\tau_{sp} = \frac{a_N \tau_N + a_I \tau_I}{1 - a_N a_I} \approx \tau_s \quad (13.70)$$

Usporedba s izrazom (13.53) pokazuje da je $\tau_{sp} \approx \tau_s$, pa se τ_s može interpretirati i kao vremenska konstanta područja zasićenja pod dinamičkim prilikama. Prema tome, za struju baze u području zasićenja vrijedi vrlo približno relacija:

$$-i_B = \frac{Q_{BNO}}{\tau_{BN}} + \frac{q_{BS}}{\tau_s} + \frac{dq_{BS}}{dt} \quad (13.71)$$

Ova relacija vrijedi u području zasićenja kako u fazi uključivanja tranzistora ($i_B = -I_{B1} < 0$), tako i u fazi isključivanja tranzistora ($i_B = I_{B2} > 0$). U fazi uključivanja tranzistora struja I_{B1} služi za akumuliranje suvišnog naboja q_{BS} , a u fazi isključivanja struja I_{B2} služi za odstranjenje tog naboja. Kod isključivanja tranzistora kolektorska struja ostaje konstantna i jednaka I_C tako dugo dok se ne odstrani sav ekscesni naboj.

Za određivanje vremena zadržavanja t_s u fazi isključivanja tranzistora skokom struje I_{B2} potrebno je riješiti diferencijalnu jednadžbu (13.71). Početni uvjeti u rješenju te jednadžbe su za $t = 0$ je $q_{BS} = Q_{BS} = -\tau_s (I_{B1} - I_C/\beta_N)$, što slijedi iz jednadžbe (13.49), dok je $i_B = I_{B2}$. Rješenje za q_{BS} glasi:

$$q_{BS} = \tau_s (I_{B2} - I_{B1}) e^{-\frac{t}{\tau_s}} - \tau_s \left(I_{B2} - \frac{I_C}{\beta_N} \right) \quad (13.72)$$

Vrijeme zadržavanja definirano je uvjetom: za $t = t_s$ je $q_{BS} = 0$. To daje:

$$t_{se} = \tau_s \ln \frac{I_{B2} - I_{B1}}{I_{B2} - \frac{I_C}{\beta_N}} \quad (13.73)$$

Utjecaj pogonskih faktora na vrijeme zadržavanja je već analiziran ranije, kod određivanja vremena zadržavanja Mollovom metodom. Ukoliko se definira *faktor preuzbude isključivanja* tranzistora m koji je za spoj zajedničkog emitera definiran relacijom:

$$m = -\frac{I_{B2} \beta_N}{I_C} \quad (13.74)$$

a za spoj zajedničke baze:

$$m = \frac{a_N I_{B2}}{I_C} \quad (13.75)$$

vrijeme zadržavanja za oba spoja prima oblik:

$$t_s = \tau_B \ln \frac{n+m}{1+m} \quad (13.76)$$

Vrijeme zadržavanja bit će to kraće što je n manji, a m veći. Kao i u metodi ekvivalentnog sklopa pretpostavlja se da se kolektorska barijera oporavlja ranije od emitorske, tj. za $t = t_s$; $q_B = Q_{BNO}$. Vrijeme zadržavanja i vrijeme pada ne može se, prema tome, po volji skratiti pretjeranim povećanjem faktora preuzbude isključenja tranzistora.

Tokom vremena pada struje kolektorska struja pada na $0,1 I_C$, prolazeći normalno aktivno područje u kojem dinamičko ponašanje tranzistora određuju vremenske konstante τ_N i τ_{BN} . Struja baze ostaje za to vrijeme jednaka I_{B2} . Prema tome za naboj u bazi q_{BN} vrijedi slijedeća diferencijalna jednačba:

$$I_{B2} = - \frac{q_{BN}}{\tau_{BN}} - \frac{dq_{BN}}{dt} \quad (13.77)$$

U času $t = 0$ je $q_{BN} = Q_{BNO} = -\tau_N I_C$, pa rješenje diferencijalne jednačbe (13.77) glasi:

$$q_{BN} = \tau_N [(I_C - I_{B2} \beta_N) (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{BN}}}) - I_C] \quad (13.78)$$

Pomoću relacije $i_C = -q_{BN}/\tau_N$ i definicije za vrijeme pada dobiva se:

$$t_{fe} = \tau_{BN} \ln \frac{I_C - \beta_N I_{B2}}{0,1 I_C - \beta_N I_{B2}} \quad (13.79)$$

odnosno:

$$t_{fe} = \tau_{BN} \ln \frac{1+m}{0,1+m} \quad (13.80)$$

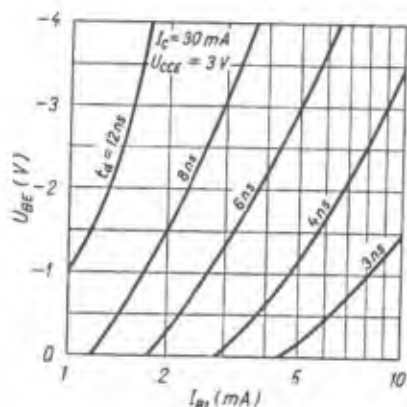
Za spoj zajedničke baze vrijedi relacija:

$$t_{fb} = \alpha_N \tau_N \ln \frac{1+m}{0,1+m} \quad (13.81)$$

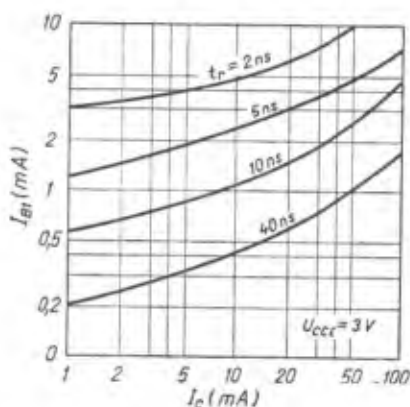
Vrijeme pada bit će to kraće što je faktor preuzbude iskapčanja veći.

Rezultati analize metode upravljanja nabojem pokazuju da se prijelazne pojave u tranzistoru, kao i vremena uključivanja i isključivanja tranzistora mogu opisati pomoću tri vremenske konstante τ_N , τ_{BN} i τ_S . Iako te vremenske konstante stvarno nisu apsolutno konstantne, već njihove vrijednosti ovise u izvjesnoj mjeri o radnoj

točki, rezultati te metode su u dobrom skladu s eksperimentom. Te vremenske konstante mogu se za svaki pojedinačni tranzistor i izmjeriti. Metoda upravljanja nabojem je primjenjiva i za tranzistore s nehomogenom bazom i izrazi za karakteristična vremena imaju i u tom slučaju formalno isti oblik. Međutim, veze između tih konstanti, koje se opet određuju mjerenjem, i geometrijsko-tehnoloških svojstava tranzistora imaju mnogo složeniji oblik. Kao što je rečeno, točnost metode upravljanja nabojem opada ukoliko su znatni dijelovi naboja koji treba akumulirati ili izvlačiti tokom prijelaznih pojava smješteni u barijerama. To je zbog toga što veza između naboja u barijerama i struja uključivanja, odnosno isključivanja nije linearna.



Sl. 13.15. Ovisnost vremena zakašnjenja o struji uključivanja I_{B1} i o početnom zapornom prednaponu U_{BE} .



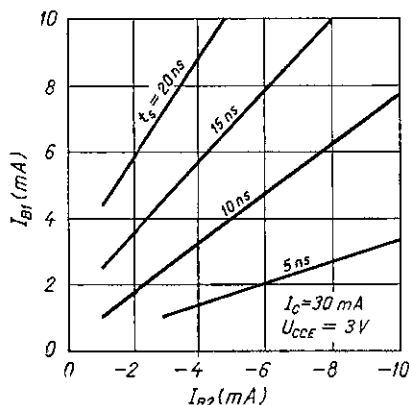
Sl. 13.16. Ovisnost vremena porasta o struji uključivanja I_{B1} i o konačnoj struji kolektora I_C .

Točnost nabojne analize je također umanjena i kod tranzistora s kolektorom male specifične vodljivosti, kao što su difuzioni tranzistori bez epitaksijalnog sloja. Kod njih u području zasićenja može doći do znatne akumulacije naboja u području kolektora. Praktička posljedica toga je povećavanje vremena zadržavanja, ukoliko se posebnim sredstvima ne smanji vrijeme života manjinskih nosilaca u kolektoru. Time se smanjuje količinu akumuliranog naboja u kolektoru. Veza između toga naboja i struje baze nije linearna, pa ako je taj naboj znatan, točnost metode upravljanja nabojem je smanjena.

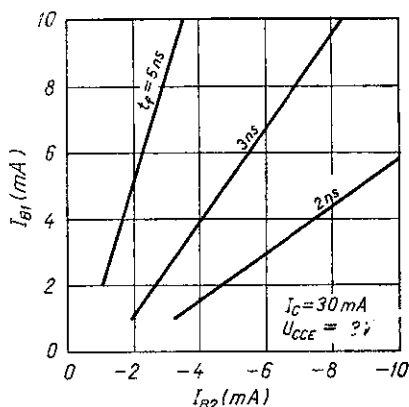
Na slikama 13.15 do 13.18 prikazana su redom vremena zakašnjenja, porasta, zadržavanja i pada za jedan silicijev difuzioni-planarno-epitaksijalni $N-P-N$ tranzistor. Slika 13.15 prikazuje krivulje konstantnog vremena zakašnjenja t_d u ovisnosti o struji uključivanja I_{B1} i početnog zapornog prednapona U_{BE} . Napon kolektorske baterije je $U_{CCE} = +3\text{ V}$, a statička struja kolektora u zasićenju $I_C = +30\text{ mA}$. Vidi se da je vrijeme t_d to manje što je I_{B1} iznosom veći, a U_{BE} iznosom manji. Slika 13.16 prikazuje krivulje konstantnog vremena porasta u ovisnosti o struji I_{B1} i konačnoj struji kolektora I_C . Vidi se da se vrijeme porasta skraćuje smanjenjem omjera I_C/I_{B1} , jer na taj način tranzistor kasnije ulazi dublje u zasićenje. Pažljivim promatranjem slike 13.16 može se konstatirati da vrijeme porasta nije konstantno uz konstantan omjer I_C/I_{B1} , kao što bi na prvi pogled prema

relaciji (13.63) trebalo biti. Treba, međutim, uzeti u obzir da vremenske konstante τ_{BN} i τ_N , odnosno faktor strujnog pojačanja β_N nisu stvarno konstantni, već u izvjesnoj mjeri ovise o nivou injekcije.

Na slici 13.17 prikazane su krivulje konstantnog vremena zadržavanja o struji uključivanja I_{B1} i struji isključivanja I_{B2} . Slika jasno ilustrira činjenicu da je vrijeme zadržavanja to kraće što je I_{B1} iznosom manji, a I_{B2} veći. Na slici 13.18 prikazane su krivulje konstantnog vremena pada u ovisnosti o I_{B1} i I_{B2} . Vrijeme



Sl. 13.17. Ovisnost vremena zadržavanja o struji uključivanja I_{B1} i struji isključivanja I_{B2} .



Sl. 13.18. Ovisnost vremena pada o struji uključivanja I_{B1} i struji isključivanja I_{B2} .

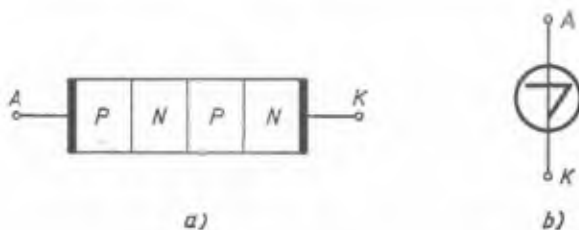
pada je prema slici to kraće što je struja isključivanja I_{B2} veća, kao što i mora biti. Izvjesna ovisnost vremena pada o struji uključivanja u suprotnosti je s relacijama (13.24) i (13.80). Treba međutim voditi računa o činjenici da je provedena analiza prijelaznih stanja približna, pa su prema tome takve i relacije za sva karakteristična vremena. Tranzistor koji je ušao u zasićenje s većom strujom I_{B1} imat će nakon vremena zadržavanja nešto veći preostali naboj u bazi, pa se prema tome može očekivati da će vrijeme pada u izvjesnoj mjeri ovisiti i o I_{B1} .

Prikazani tranzistor spada među vrlo brze tranzistore i vidi se da se njime mogu postići vremena uključivanja i isključivanja reda od nekoliko nanosekundi.

14.1. Pregled i klasifikacija vrsti thyristora

Thyristori je zajednički naziv za različite vrste četveroslojnih $P-N-P-N$ elemenata. Oni mogu biti izvedeni s dvije, tri i četiri elektrode. Pod pojmom elektroda se ovdje podrazumijeva broj priključaka na vanjski električki krug. Najvažniji su thyristori s tri elektrode ili triodni thyristori. Osnovni principi rada su za sve vrste thyristora u biti jednaki.

Shematski prikaz i simbol thyristora s dvije elektrode ili *diodnog thyristora*, za koji se ponekad upotrebljavaju i nazivi *četveroslojna dioda* ili *Shockleyjeva dioda*, dan je na slici 14.1. Priključci na vanjski električki krug izvedni su na vanjskim slojevima P_1 i N_2 , (vidi sl. 14.4) koji se nazivaju *anoda* i *katoda*.



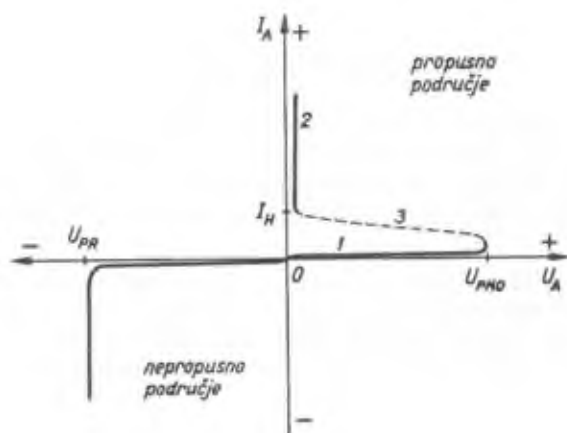
Sl. 14.1. Jednosmjerni diodni thyristor: a) shematski prikaz, b) simbol.

Strujno-naponska karakteristika diodnog thyristora ili četveroslojne diode dana je na slici 14.2. Kada je na anodu priključen pozitivni pol napona, struja kroz četveroslojnu diodu bit će vrlo mala tako dugo dok anodni napon ne prekorači određenu vrijednost nazvanu *prelomni napon* (*breakover voltage*). Iznosi prelomnog napona U_{PMO} ovise o konstrukciji thyristora i mogu varirati u granicama od otprilike 20 V do 2000 V. Nakon uključivanja napon na thyristoru brzo pada na vrlo mali iznos od 1-2 V. Struja može doseći vrlo velike iznose koji se ograničuju pomoću otpora u anodnom krugu. Područje rada u kome je anodni napon pozitivan naziva se *propusno područje*. (Prvi kvadrant.)

U njemu mogu postojati dva stabilna stanja:

1. *Nevodljivo ili isključeno stanje*, karakterizirano vrlo malom anodnom strujom uz visoki anodni napon.
2. *Vodljivo ili uključeno stanje*, karakterizirano vrlo niskim naponom i velikim strujama.

Prijelaz iz jednog stanja u drugo je vrlo brz i ide preko područja *negativnog otpora*, koje je na slici označeno crtkano (3).



Sl. 14.2. Karakteristike jednosmjernog diodnog thyristora.

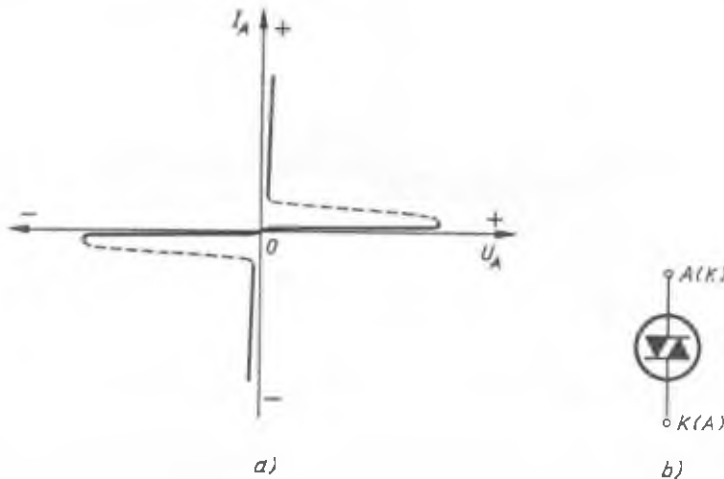
Kada je na anodi minus pol izvora napajanja, thyristor je u *reverznom* ili *nepropusnom području*. (Treći kvadrant.) Anodna struja je vrlo mala i istog reda veličine kao struja u propusnom neuključenom stanju. Kad anodni napon dosegne iznos *probojnog napona* U_{PR} , struja počinje naglo rasti. Za razliku od situacije u propusnom području, porast struje nije popraćen padom napona, već napon ostaje praktički konstantan i jednak probojnom naponu. Dakle, reverzna karakteristika četveroslojne diode je u biti ista kao i karakteristika obične $P-N$ diode. Thyristori su izvedeni tako da su naponi U_{PMO} i U_{PR} približno jednaki.

Iz danog opisa karakteristika slijedi da u reverznom području ne postoji uključeno stanje karakterizirano velikom strujom i malim padom napona. U tom području se prikazani diodni thyristor ne ponaša kao sklopka. Svi thyristori (diodni ili triodni) koji mogu biti u uključenom i isključenom stanju samo uz pozitivan anodni napon nazivaju se *jednosmjerni thyristori*. Takvi thyristori su, dakle, sklopke samo u prvom kvadrantu. Većina današnjih thyristora su jednosmjerni thyristori.

Postoje međutim specijalni diodni i triodni thyristori, koji u oba kvadranta mogu biti u isključenom i uključenom stanju. Takvi thyristori nazivaju se *dvosmjerni thyristori*. Za označivanje *dvosmjernog diodnog thyristora* često se upotrebljava skraćenica **SSS** (*silicon symmetric switch*). Karakteristike dvosmjernog diodnog thyristora i njegov simbol prikazani su na slici 14.3.

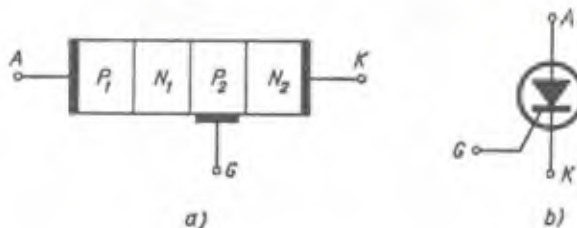
Dvosmjerni diodni thyristor može se pojmovno shvatiti kao dva paralelno i nasuprot spojena jednosmjerna thyristora. Osnovni principi rada tog thyristora su u biti isti kao i kod jednosmjernog diodnog thyristora, pa se neće posebno objašnjavati.

Najvažniji predstavnik familije thyristora je *jednosmjerni triodni thyristor*. Često se za označavanje tog thyristora upotrebljava skraćenica *SCR* (*silicon controlled rectifier*). Shematski prikaz i simbol SCR-a dani su na slici 14.4. Za razliku od diodne izvedbe kod SCR-a postoji i treći priključak na vanjski krug izveden



Sl. 14.3. a) Karakteristike dvosmjernog diodnog thyristora, b) simbol.

s područja P_2 . Ta treća elektroda naziva se *upravljačka elektroda (gate)*. Prebacivanje SRC-a iz isključenog u uključeno stanje vrši se pomoću pozitivnog napona, odnosno struje, na upravljačkoj elektrodi. Na taj način se postiže sniženje prelomnog napona, što je vidljivo iz anodnih karakteristika prikazanih na slici 14.5. Što je

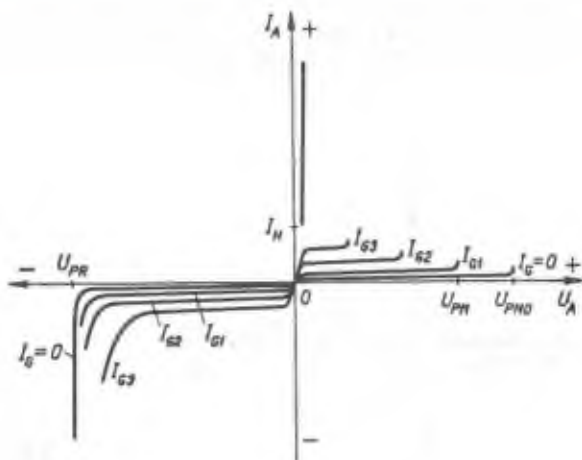


Sl. 14.4. Jednosmjerni triodni thyristor (SCR): a) shematski prikaz, b) simbol.

struja upravljačke elektrode I_G iznosom veća, prelomni napon U_{FM} će biti niži. (Simbol U_{FM0} označava prelomni napon uz $I_G = 0$ i naziva se prelomni napon praznog hoda. U tom slučaju se triodni thyristor reducira u diodni.) Thyristor (diodni i triodni) će prijeći iz uključenog stanja u isključeno stanje ako se anodni napon

snizi na tako nisku vrijednost da anodna struja padne na iznos koji je manji od struje pridržavanja I_H (*holding current*), ili ako se promijeni polaritet anodnog napona.

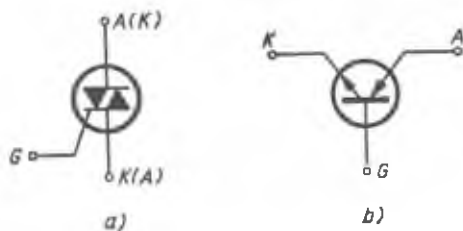
Thyristori za manje snage, čija je maksimalna struja do otprilike 10 A, mogu se iz uključenog stanja prebaciti u neuključeno stanje i pomoću negativne struje



Sl. 14.5. Anodne karakteristike jednosmjernog triodnog thyristora.

upravljačke elektrode. Takvi specijalni thyristori nazivaju se *thyristori s isključivanjem na upravljačkoj elektrodi*. Čest naziv im je skraćenica *GTO* (*Gate turn-off thyristor*).

Postoje također i *triodni dvosmjerni thyristori*. Kao i analogni diodni thyristori oni mogu biti uključeni kako uz pozitivan tako i uz negativan anodni napon. Napon



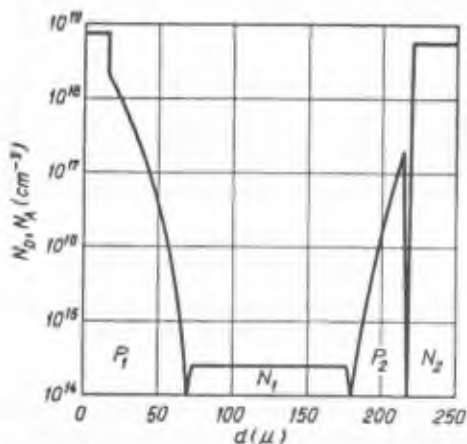
Sl. 14.6. a) Simbol za dvosmjerni triodni thyristor (triac), b) simbol za thyristor s isključivanjem na upravljačkoj elektrodi (GTO).

upravljačke elektrode kojim se postiže uključivanje može biti bilo pozitivan bilo negativan, bez obzira na polaritet anodnog napona. Za takve thyristore je uobičajen naziv *TRIAC*. Simbol triaca i simbol *GTO*-a dani su na slici 14.6.

Četveroslojni elementi rade redovito kao ispravljači ili sklopke. Među svim tim elementima najvažniji je jednosmjerni triodni thyristor. On nalazi vrlo široku

primjenu u uređajima za regulirano pretvaranje električne energije iz jednog oblika u drugi. Među tim primjenama najvažnije su ispravljanje i pretvaranje izmjenične struje u izmjeničnu struju druge frekvencije ili efektivne vrijednosti. U najnovije vrijeme dobivene su jedinice koje mogu dati struje preko 1000 A, uz probojne napone do 2 kV.

Thyristori imaju formalno slične karakteristike kao i plinom punjene cijevi koje rade u području lučnog izboja. Međutim, thyristori su efikasniji jer je pad napona na njima kad su u uključenom stanju između 1-2 V, dok se napon



Sl. 14.7. Tipični tehnološki profil nečistoća thyristora.

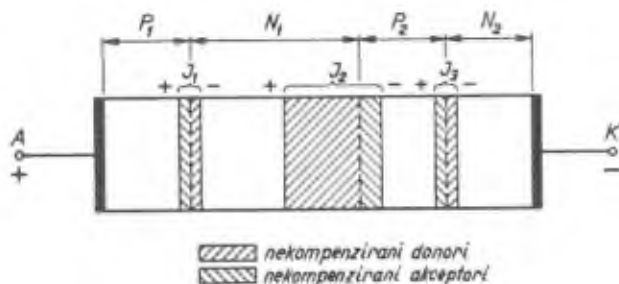
luka kod cijevi kreće u granicama od 10 do 40 V. (Probojni napon thyristora je još uvijek znatno niži nego probojni napon nekih plinom punjenih cijevi. Thyristori su također puno osjetljiviji na preopterećenje, pa se strujni krugovi s thyristorima moraju vrlo pažljivo dimenzionirati.) Daljnja prednost thyristora je širi temperaturni interval unutar kojeg se mogu koristiti, otprilike od -40°C do $+120^\circ\text{C}$. Dinamička svojstva thyristora su također povoljnija od dinamičkih svojstava živinih ispravljača. To znači da se kod thyristora prijelaz iz nevodljivog u vodljivo stanje i obrnuto obavlja brže nego kod živinih ispravljača. Osim toga, uređaji s thyristorima daju velike uštede u volumenu u odnosu na uređaje s živinim cijevima. Sve to dovodi do toga da triodni thyristori postepeno sve više potiskuju plinom punjene cijevi, naročito thyatrona. Gdje su potrebni vrlo visoki probojni naponi, ekstremno velike struje i gdje su pogonski uvjeti podložni velikim promjenama, živine ispravljače još za sada imaju izvjesne prednosti.

U proizvodnji thyristora koriste se isti tehnološki postupci kao u proizvodnji tranzistora. Najčešći procesi su kombinacija difuzionog postupka i legiranja. Kao ishodišni materijal uzima se redovito slabo onečišćeni N-tip silicija s koncentracijom donorskih nečistoća između 10^{14} do 10^{15} cm^{-3} . Difuzijom trovalentnih nečistoća dobivaju se susjedna P-područja, s profilom nečistoća opisanim u članku 11.7. Tim postupkom dobiva se P_1 - N_1 - P_2 sekcija thyristora. Sloj N_2 dobiva se legiranjem zlatne pločice koja sadrži mali postotak antimona. Na taj način se istovremeno dobiva i katodna elektroda. Anodna elektroda je aluminijska pločica legirana na difundirani P_1 -sloj. Tipični tehnološki profil nečistoća thyristora prikazan je na slici 14.7.

14.2.

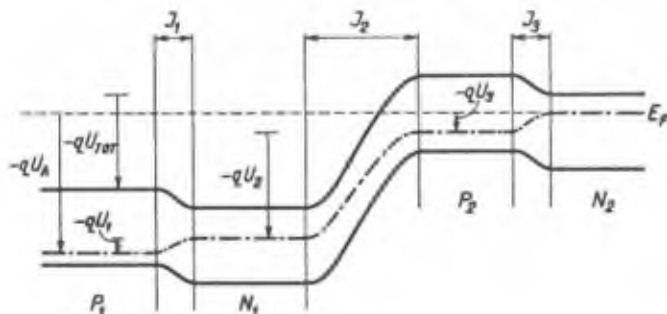
Osnovni principi rada thyristora

Svojstva anodnog strujnog kruga. Princip rada thyristora bit će najprije ilustriran na četveroslojnoj diodi. U stanju ravnoteže, kada nema priključenog napona na barijerama, postoje potencijalne razlike jednake *kontaktnim* potencijalima između susjednih područja. Između slojeva P_1 i N_1 je barijera J_1 i tako redom slijede barijere J_2 i J_3 . Kada se na anodu priključi plus pol napona, elektroni će se gibati prema plus



Sl. 14.8. Shematski prikaz thyristora u propusnom nevodljivom stanju s ucrtanim barijerama.

polu, a šupljine prema minus polu anodnog napona. To znači da će većinski elektroni i šupljine djelomično kompenzirati prostorni naboj u vanjskim barijerama J_1 i J_3 (*emitorske barijere*), dok će se prostorni naboj u centralnoj barijeri J_2 (*kolektorska barijera*) povećati u odnosu na ravnotežno stanje. Vanjske barijere će zbog toga postati uže i propusno polarizirane, a centralna barijera šira i reverzno polarizirana. To je ilustrirano na slici 14.8.

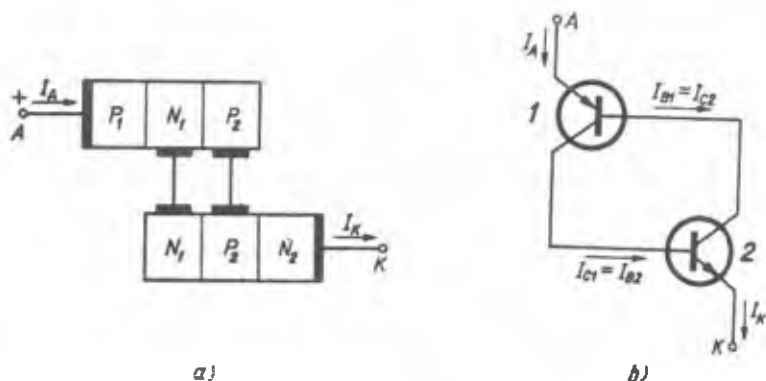


Sl. 14.9. Dijagram energetske pojase thyristora u propusnom nevodljivom stanju.

Pripadni dijagram energetske pojase, uz pretpostavku homogenih područja, prikazan je na slici 14.9. Ukupni napon je $U_{TOT} = U_K + U_A$, gdje je $U_K < 0$ kontaktni potencijal između područja P_1 i N_2 , a U_A je izvana narinut napon. Napon $U_A = U_1 + U_2 + U_3$, gdje su naponi U_1 , U_2 i U_3 dijelovi vanjskog napona U_A koji vladaju na pojedinim barijerama. Područje N_2 odabrano je kao *referentno*.

Daljnji porast anodnog napona izazivat će povećanje prostornog naboja u reverzno polariziranoj barijeri J_2 i na njoj će ležati praktički sav izvana narinut napon tako dugo dok se ne dostigne prelomni napon U_{PMO} .

Da bi se shvatio mehanizam prijelaza iz nevodljivog (isključenog) u vodljivo (uključeno) stanje, pogodno se je poslužiti analogijom predodžbe thyristora pomoću dva tranzistora, što je ilustrirano na slici 14.10.



Sl. 14.10. Analogna predodžba diodnog thyristora pomoću dva tranzistora.

Iz slike 14.8 slijedi da se thyristor može prikazati kao kombinacija $P-N-P$ i $N-P-N$ tranzistora, u kojoj je kolektor jednog tranzistora istovremeno baza drugog tranzistora i obrnuto.

Strujno pojačanje u spoju zajedničke baze $P-N-P$ tranzistora je α_1 , a $N-P-N$ tranzistor ima strujno pojačanje α_2 . Budući da je baza jednog tranzistora istovremeno kolektor drugog tranzistora i obrnuto, za njihove struje vrijedi: $I_{B1} = I_{C2}$, odnosno $I_{C1} = I_{B2}$. Iz simboličkog prikaza analogije danog na slici 14.10b vidi se da su promijenjeni smjerovi struja baze i kolektora u odnosu na tranzistorske konvencije, tako da za pojedinačne tranzistore na slici 14.10b vrijede slijedeće relacije:

$$I_C = \alpha I_E + I_{CBO}, \quad (14.1)$$

$$I_B = (1 - \alpha) I_E - I_{CBO}. \quad (14.2)$$

Ove relacije primjenjive su na oba tranzistora, jer se oni nalaze u normalnom aktivnom području, budući da su im emitorske barijere polarizirane propusno, a zajednička kolektorska barijera nepropusno. Na temelju relacija (14.1) i (14.2) i iz slike 14.10b slijedi:

$$I_{C1} = \alpha_1 I_A + I_{CBO1} = I_{B2} = (1 - \alpha_2) I_K - I_{CBO2}. \quad (14.3)$$

Struje I_{CBO1} , odnosno I_{CBO2} mogu se formalno shvatiti kao reverzne struje kolektora $P-N-P$, odnosno $N-P-N$ sekcije thyristora.

Budući da je $I_A = I_K$, iz relacije (14.3) proizlazi:

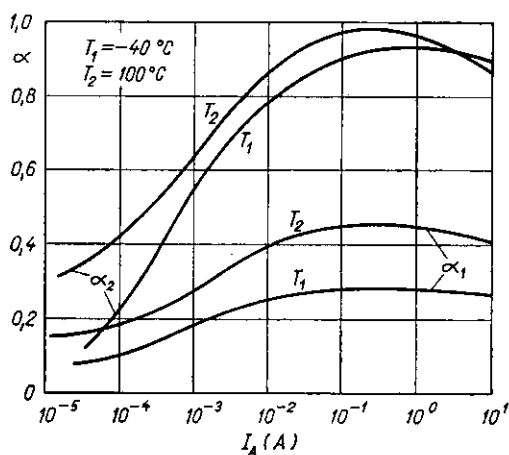
$$I_A = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_1 - \alpha_2}. \quad (14.4)$$

Struja $I_{CBO} = I_{CBO1} + I_{CBO2}$ je stvarna ukupna reverzna struja reverzno polarizirane centralne barijere J_2 . Struju I_{CBO} sačinjavaju minoritetni elektroni područja P_2 , minoritetne šupljine područja N_1 , kao i nosioci generirani u reverzno polariziranoj kolektorskoj barijeri. Iz članka 10.1 je poznato da je kod silicijevih reverzno polariziranih dioda generaciona komponenta reverzne struje dominantna.

Relacija (14.4) pokazuje da će thyristor biti u nevodljivom stanju tako dugo dok je $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$. Kada $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 1$, nazivnik teži nuli, a struja teži beskonačnom iznosu. Dakle thyristor će prijeći iz isključenog u uključeno stanje kada bude:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1. \quad (14.5)$$

Relacija (14.4) vrijedi u isključenom stanju, a relacija (14.5) daje uvjet uključivanja.



Sl. 14.11. Tipična ovisnost faktora strujnog pojačanja α_1 i α_2 o anodnoj struji za dvije različite temperature.

Poznato je svojstvo silicijevih tranzistora da im je faktor strujnog pojačanja na malim strujama vrlo nizak. Kao što je u članku 11.5 istaknuto, tome je prvenstveno uzrok rekombinacija u emitorskoj barijeri, a zatim i površinska rekombinacija. Tipična ovisnost α_1 i α_2 o struji I_A nekog thyristora, na dvije različite temperature, prikazana je na slici 14.11. Iz slike slijedi da se uvjet uključivanja $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ postiže uz to manju struju što je temperatura kristala viša. Povišenjem temperature raste vrijeme života, zbog toga je transportni faktor veći, što djeluje i na povećanje faktora strujnog pojačanja. Dakle, povišenje temperature olakšava uključivanje thyristora. Slika nadalje pokazuje da faktor strujnog pojačanja α_1 , tj. α_{pnP} ostaje

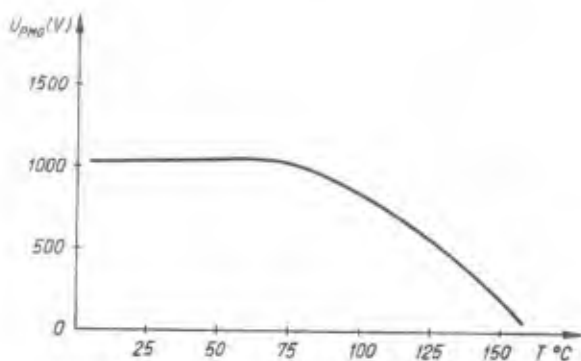
razmjerno malen bez obzira na veličinu anodne struje. To je uglavnom posljedica činjenice što je baza P - N - P tranzistora područje N_1 koje je relativno široko, pa je transportni faktor β_1^* malen.

Anodna struja thyristora u isključenom stanju je tako niska da je uvjet $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ nemoguće postići bez znatnog povišenja anodnog napona. U reverzno polariziranoj barijeri J_2 dolazi zbog povišenja napona do lavinske multiplikacije nosilaca na način ilustriran na slici 10.9. Kad se dosegne prelomni napon thyristor prelazi u vodljivo stanje. Iznos prelomnog napona U_{PMO} može se jednostavno izračunati uz pretpostavku da je faktor lavinske multiplikacije isti za elektrone i šupljine. Za faktor lavinske multiplikacije M vrijedi od ranije poznata relacija:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{PR}}\right)^k}, \quad (14.6)$$

gdje je U_{PR} probojni napon centralne barijere J_2 . Prema tome, relaciju (14.4) treba na višim naponima pisati u obliku:

$$I_A = \frac{M \cdot I_{CBO}}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (14.7)$$



Sl. 14.12. Ovisnost prelomnog napona U_{PMO} nekog thyristora o temperaturi.

Uvjet prijelaza u vodljivo stanje je:

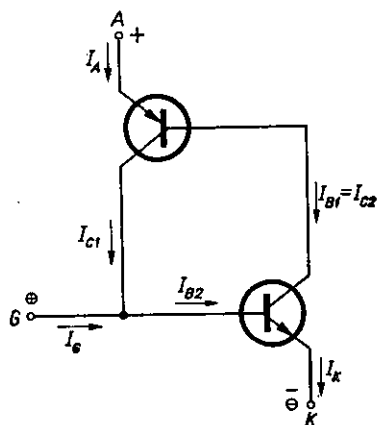
$$M(\alpha_1 + \alpha_2) = 1 \quad (14.8)$$

Relacije (14.5) i (14.8) izriču istu tvrdnju, samo relacija (14.8) eksplicitno pokazuje da je za prijelaz u vodljivo stanje potrebna multiplikacija nosilaca. Iz relacija (14.6) i (14.8) dobiva se prijelomni napon:

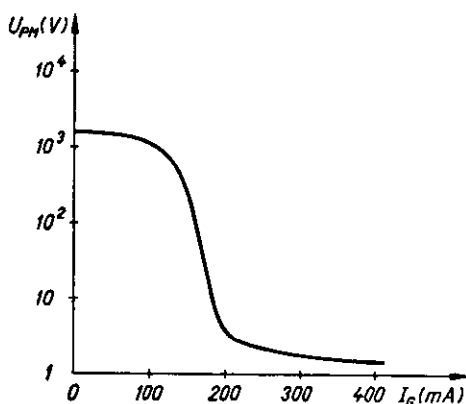
$$U_{PMO} = U_{PR} \sqrt[k]{1 - \alpha_1 - \alpha_2}. \quad (14.9)$$

U jednadžbi (14.9) su α_1 i α_2 faktori strujnog pojačanja (bez multiplikacije) uz struju koja odgovara prelomnom naponu. Ovisnost prelomnog napona o temperaturi za neki thyristor prikazana je na slici 14.12. Minimalni porast prelomnog napona na nižim temperaturama izazvan je porastom probojnog napona U_{PR} s temperaturom. Kod viših temperatura dominira porast članova α_1 i α_2 , pa napon U_{PMO} brzo opada.

Mehanizam uključivanja triodnog thyristora u biti je isti. Do uključivanja dolazi, međutim, kod nižeg prelomnog napona $U_{PM} < U_{PMO}$, jer je zbog pozitivne struje upravljačke elektrode I_G struja kroz thyristor u isključenom stanju veća. Zbog toga su veći α_1 i α_2 , pa je i prelomni napon niži. Analogni prikaz triodnog thyristora pomoću dva tranzistora dan je na slici 14.13.



Sl. 14.13. Predodžba triodnog thyristora pomoću dva tranzistora.



Sl. 14.14. Ovisnost prelomnog napona U_{PM} nekog thyristora o struji upravljačke elektrode.

Iz jednadžbi (14.1) do (14.3) i slike 14.13 slijedi:

$$I_K = I_A + I_G. \quad (14.10)$$

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1) I_A - I_{CBO1} = I_{C2} = \alpha_2 I_K + I_{CBO2}. \quad (14.11)$$

Iz jednadžbi (14.10) i (14.11) dobiva se slijedeći izraz za anodnu struju:

$$I_A = \frac{\alpha_2 I_G + I_{CBO}}{1 - \alpha_1 - \alpha_2}. \quad (14.12)$$

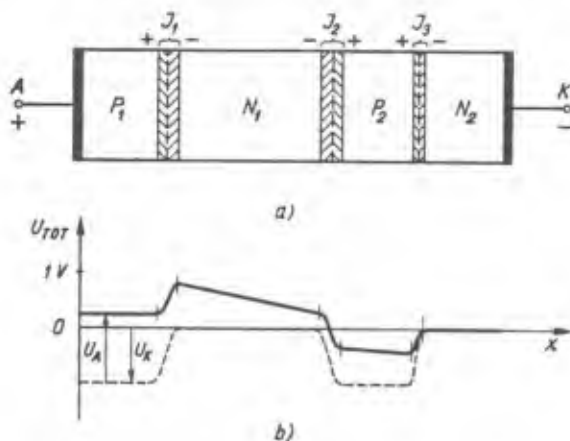
Uvjet uključivanja je opet $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. Sniženje prelomnog napona je to izrazitije što je struja upravljačke elektrode veća. Thyristori čiji je prelomni napon praznog hoda U_{PMO} reda 10^3 V mogu biti uključeni i kod napona U_{PM} od svega nekoliko volti, ako je struja I_G dovoljno velika. Čak šta više, prelomni napon može biti potpuno eliminiran ako struja I_G ima odgovarajući iznos. Ovisnost prelomnog napona nekog triodnog thyristora o struji upravljačke elektrode I_G prikazana je na slici

14.14. Nakon što je thyristor prešao u vodljivo stanje, struja upravljačke elektrode nije više potrebna. Sve barijere su propusno polarizirane, što znači da su oba tranzistora u stanju zasićenja.

Fizikalno tumačenje prijelaza iz nevodljivog u vodljivo stanje povezano je s činjenicom da je baza jednog tranzistora istovremeno kolektor drugog tranzistora i obrnuto. To znači da se struje obaju tranzistora međusobno potpomažu. Ukoliko se npr. promatraju šupljine koje se iz anodnog emitera P_1 injektiraju u bazu N_1 , one se nakon transporta kroz to područje prebacuju preko barijere J_2 u svoj kolektor, tj. u područje P_2 . Međutim područje P_2 je istovremeno baza N_2 - P_2 - N_1 tranzistora.

Budući da šupljine predstavljaju pozitivni naboj, dolazi do povišenja potencijala područja P_2 . To ima za posljedicu povišenje propusne polarizacije na barijeri J_3 . (Vidi sl. 14.9.) Uslijed toga dolazi do pojačane injekcije elektrona iz katodnog emitera, tj. iz područja N_2 . Nakon transporta kroz područje P_2 elektroni prelaze u svoj kolektor koji je istovremeno baza P_1 - N_1 - P_2 tranzistora. Zbog toga se snizuje potencijal područja N_1 i povećava propusna polarizacija barijere J_1 s posljedicom pojačane injekcije šupljina itd. Dakle, uzrok i posljedica se međusobno potpomažu. Učinak struje elektrona na struju šupljina i obrnuto je, dakle, regenerativan.

Uz male struje su faktori strujnog pojačanja vrlo niski (što je ilustrirano na slici 14.11), prvenstveno zbog rekombinacije nosilaca u propusno polariziranim barijerama J_1 i J_3 . Zbog toga je i regenerativni učinak struja nedovoljan za prebacivanje thyristora u vodljivo stanje. Međutim, povišenjem anodnog napona stvaraju se u nepropusno polariziranoj barijeri J_2 dodatni parovi elektron-šupljina. Ti, lavinskom multiplikacijom stvoreni elektroni odnosno šupljine, prelaze u područje N_1



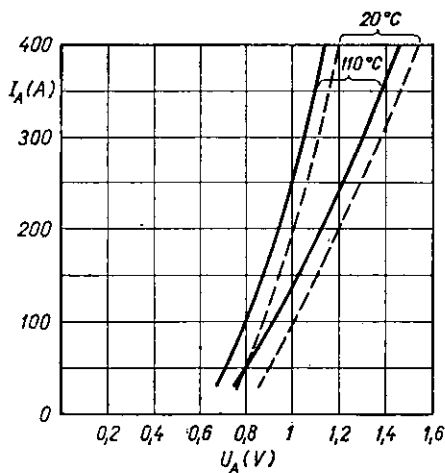
Sl. 14.15. a) Prikaz thyristora u vodljivom stanju s ucrtanim barijerama, b) raspodjela potencijala.

odnosno P_2 , gdje predstavljaju većinske nosioce. Kod prelomnog napona je naboj većinskih nosilaca u područjima N_1 odnosno P_2 toliko velik, da dolazi do kompenzacije najvećeg dijela prostornog naboja donora, odnosno akceptora u centralnoj barijeri J_2 . Ta barijera zbog toga ne može više podržavati visok napon reverzne polarizacije, već se naglo prepolarizira u propusnom smislu i thyristor prelazi u vodljivo stanje.

U vodljivom stanju su sve tri barijere propusno polarizirane, i to dvije vanjske nešto jače nego centralna. Dakle, oba tranzistora rade u području zasićenja kad je thyristor u vodljivom stanju. Struja kroz thyristor se ograničuje na dozvoljeni iznos pomoću vanjskog otpora u anodnom krugu, a pad napona na thyristoru u uključenom stanju je svega 1-1,5 V. Shematski prikaz thyristora u uključenom stanju dan je na slici 14.15a, a pripadna raspodjela potencijala na slici 14.15b.

U raspodjeli potencijala je na ordinatu nanesen ukupni napon $U_{TOT} = U_K + U_A$. Raspodjela potencijala u ravnotežnom stanju označena je crtkano. Područje N_1 nije u vodljivom stanju ekvipotencijalno zbog pada napona izazvanog anodnom strujom. Pri tom treba uzeti u obzir da je to područje relativno široko i slabije vodljivo. Doduše, uslijed velikih struja dolazi do modulacije vodljivosti tog područja, pa je pad napona relativno malen. U ostalim područjima pad napona dolazi mnogo manje do izražaja.

Na slici 14.16 prikazane su *anodne karakteristike* jednog tipa thyristora (SCR-a) u *uključenom stanju* na način kojim se obično prikazuju u priručnicima. Između pojedinih primjeraka istog tipa postoje određene razlike, što se očituje u rasipanju

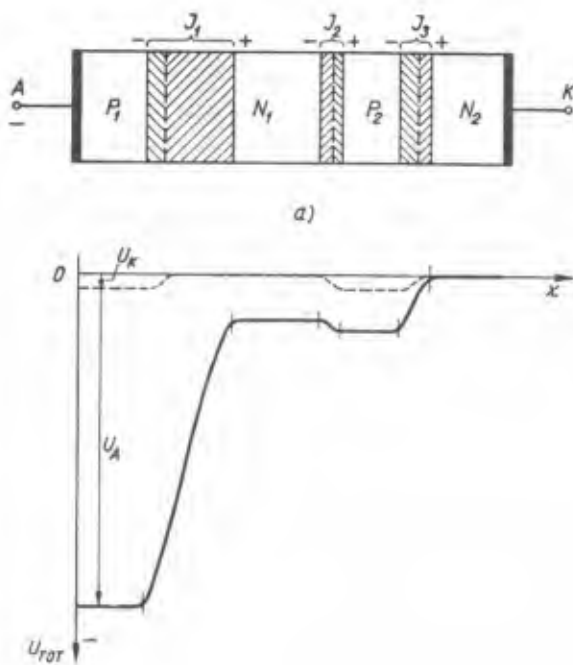


Sl. 14.16. Anodne karakteristike jednosmjernog triodnog thyristora u vodljivom stanju.

karakteristika. Na slici su označene granice rasipanja za dvije temperature. To znači da unutar tih granica leže karakteristike svakog thyristora tog tipa. Vidi se da su karakteristike oblikom slične propusnim karakteristikama $P-N$ dioda, samo uz nešto više napone.

Kada je na anodu priključen *minus* pol anodnog napona, thyristor je u *reverznom području*. Zbog toga što se sada elektroni kreću prema katodi, a šupljine prema anodi, prostorni naboj u vanjskim barijerama će se povećati, a u centralnoj barijeri smanjiti, u odnosu na ravnotežno stanje. Uslijed toga će se *vanjske* barijere polarizirati *nepropusno*, a *centralna* barijera *propusno*.

Na slici 14.17 prikazan je thyristor u reverznom području zajedno s pripadnom raspodjelom potencijala. Najveći dio reverznog napona leži na barijeri J_1 , jer je vodljivost područja N_1 mala. Reverzni napon na barijeri J_3 može iznositi svega nekoliko volti iz razloga što su područja N_2 i P_2 jako vodljiva, što znači da je probojni napon te barijere vrlo nizak. Proboj barijere J_3 , međutim nema za posljedicu porast struje kroz thyristor, jer uz reverznu polarizaciju nema regenerativnog učinka. Stvarni proboj thyristora nastupit će tek probijem barijere J_2 , a taj je napon $U_{PR} \approx U_{PMO}$ visok zbog male vodljivosti područja N_1 . Već je istaknuto da u reverznom području nema uključenog stanja (za jednosmjerne thyristore), pa se porast struje nakon proboja odigrava praktički uz konstantan napon U_{PR} .



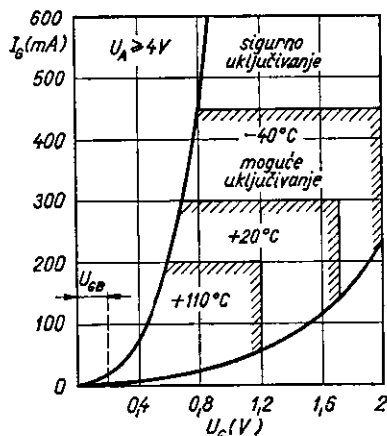
Sl. 14.17. a) Prikaz thyristora u reverznom području s ucrtanim barijerama, b) Raspodjela potencijala.

Ukoliko pozitivna struja upravljačke elektrode postoji i za vrijeme dok je na thyristoru negativan anodni napon, reverzna anodna struja bit će iznosom veća nego u slučaju kada je $I_G = 0$, što je prikazano na slici 14.5. Takav režim rada thyristora se izbjegava, jer ima za posljedicu veće razvijanje snage u thyristoru i porast temperature kristala.

Svojstva kruga upravljačke elektrode. Kao što je već ranije istaknuto, svrha upravljačke elektrode je ta da se pomoću pozitivne struje te elektrode I_G snizi prelomni napon thyristora. Struja kruga upravljačka elektroda-katoda je uz propusnu polarizaciju $U_G > 0$ struja propusno polarizirane diode P_2-N_2 . Na slici 14.18

prikazane su karakteristike $I_G - U_G$ istog tipa thyristora čije su anodne karakteristike u uključenom stanju prikazane na slici 14.16.

Između dvije prikazane karakteristike leže karakteristike svih primjeraka tog tipa thyristora u intervalu temperatura kristala od -40°C do $+110^\circ\text{C}$. Značenje prikazanih $I_G - U_G$ karakteristika je, međutim, šire i one se nazivaju *statičke startne karakteristike thyristora*. Ukoliko iznosi napon U_G i struja I_G leže unutar šrafiranog područja, pojedini primjerci će biti uključeni, a pojedini ne, ovisno o svojstvima pojedinog primjerka. Izvan šrafiranog područja bit će sigurno uključeni svi primjerci toga tipa.



Sl. 14.18. Statičke startne karakteristike jednosmjernog triodnog thyristora.

Naravno da su uvjeti uključivanja thyristora ovisni o temperaturi kristala, što je također vidljivo iz slike. Postoji također i minimalni napon koji sa sigurnošću ne uključuje nijedan primjerak istog tipa thyristora bez obzira na temperaturu. U slučaju odabranog tipa thyristora taj napon je $U_{GB} = 0,2\text{ V}$ i njime je područje uključivanja thyristora ograničeno prema dolje. Karakteristike na slici 14.18 zovu se statičke zbog toga što pretpostavljaju da je pozitivni naponski impuls, odnosno struja upravljačke elektrode, trajao dovoljno dugo. Praktički

to vrijedi za impulse čije je trajanje dulje od 10 do 20 μs . U slučaju vrlo kratkotrajnih impulsa potrebni su viši naponi U_G da bi se thyristor sa sigurnošću uključio.

Thyristori se mogu u principu *isključiti*, tj. prevesti iz vodljivog u nevodljivo stanje i pomoću *negativne struje upravljačke elektrode*. Međutim, struja upravljačke elektrode mora biti u tu svrhu velika, čak do istog reda veličine kao i anodna struja. Kod snažnih thyristora, koji imaju anodne struje reda stotinjak ampera, to je praktički neizvedivo. Naime, zbog potrebne velike struje I_G krug upravljačke elektrode ne može izdržati snagu koja bi se tom prilikom razvila.

Zbog toga se isključivanje pomoću struje upravljačke elektrode koristi samo kod manjih, specijalno konstruiranih thyristora, čija anodna struja ne prelazi otprilike 10 A. To su ranije spomenuti *GTO thyristori*. Za isključivanje potrebno je iz područja P_2 , na koje je priključena upravljačka elektroda, izvući pomoću *negativne struje* I_G toliko šupljina, da preostali broj šupljina nije više dovoljan da podrži rekombinaciju s elektronima koji se iz katodnog emitera N_2 injektiraju u područje P_2 . Uslijed toga će se u području P_2 akumulirati negativan naboj. Potencijal tog područja će postajati sve negativniji, a propusna polarizacija barijere J_3 će nestati. U pojednostavnjenom obliku može se uvjet isključivanja formulirati slijedećom relacijom:

$$\alpha_1 I_A - I_G < (1 - \alpha_2) I_K \quad (14.13)$$

Lijeva strana relacije (14.13) predodžuje struju šupljina područja P_2 . Struja $\alpha_1 I_A$ su šupljine koje ulaze u to područje, a struja I_G su šupljine koje preko

upravljačke elektrode izlaze u vanjski krug. Struju $(1 - a_2) I_K$ predstavljaju elektroni koji ostaju u području P_2 , a dolaze iz katodnog emitera. Struja reverzno polarizirane centralne barijere I_{CBO} je u izrazu (14.13) zanemarena, jer je mala u odnosu na stvarne struje elektroda. S druge strane uz negativnu struju I_G vrijedi:

$$I_A = I_K + I_G, \quad (14.14)$$

što je vidljivo iz slike 14.13. Prema tome, za maksimalni omjer I_A/I_G kojim se može postići isključivanje thyristora slijedi iz izraza (14.13) relacija:

$$A_{iz} = \frac{I_A}{I_G} = \frac{a_2}{a_1 + a_2 - 1}, \quad (14.15)$$

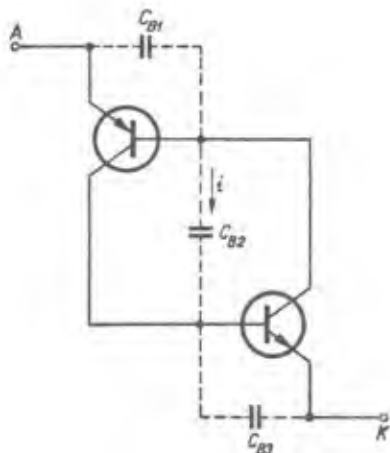
gdje se A_{iz} naziva pojačanje isključivanja i kreće se kod GTO thyristora u granicama od 4 do 20. To pojačanje će biti to veće što je a_2 bliži jedinici, a zbroj $(a_1 + a_2)$ tek neznatno veći od jedinice.

14.3.

Dinamička svojstva thyristora

Efekt brzine porasta anodnog napona (du/dt efekt). U prethodnom članku razmatrana su neka osnovna statička svojstva thyristora. Provedena analiza tih svojstava vrijedi i pod dinamičkim prilikama ukoliko promjene anodnog napona i struje nisu suviše brze. Međutim, ukoliko anodni napon brzo raste, tj. ako je brzina promjene du_A/dt velika, opaža se da će se thyristor uključiti (prijeći iz nevodljivog u vodljivo stanje) kod nižeg anodnog napona nego što je to u slučaju sporog porasta anodnog napona. Ta pojava se naziva *du/dt efekt*.

Poznato je da je uz pozitivni anodni napon u neuključenom stanju centralna barijera polarizirana nepropusno, a dvije vanjske propusno. Svaka barijera ima i određenu kapacitivnost koja ovisi o naponu. Na slici 14.19 dan je analogni prikaz thyristora pomoću dva tranzistora s pripadnim kapacitivnostima barijera. Uslijed porasta anodnog napona teče kroz thyristor kapacitivna struja. Ta struja nabija uglavnom samo kapacitivnost C_{B2} nepropusno polarizirane barijere J_2 , jer su kapacitivnosti vanjskih barijera C_{B1} i C_{B3} praktički kratko spojene zbog propusne polarizacije tih barijera.



Sl. 14.19. Ilustracija du/dt efekta.

Kapacitivna struja je prema tome vrlo približno dana slijedećom relacijom:

$$i = C_{B2} \frac{du_A}{dt} + u_A \frac{dC_{B2}}{dt}. \quad (14.16)$$

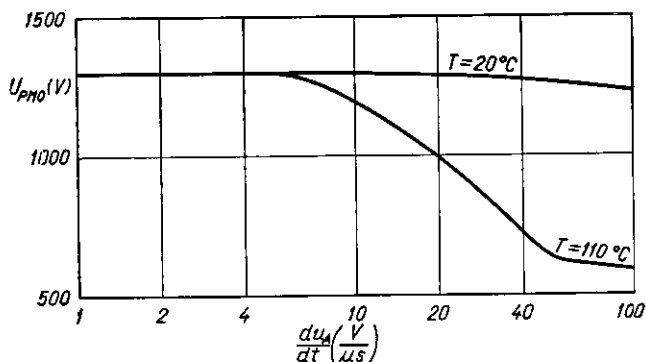
Kapacitivnost C_{B2} ovisna je o naponu, a prema tome i o vremenu. Uzevši u obzir da je barijera J_2 praktički jednostrana zbog toga što je $N_{DN1} \ll N_{AP2}$, vrijedi za kapacitivnost C_{B2} poznata relacija:

$$C_{B2} = \frac{S}{\sqrt{u_A}} \cdot \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon' N_D}{2}}. \quad (14.17)$$

Iz relacija (14.16) i (14.17) se dobiva:

$$i = \frac{du_A}{dt} \cdot \frac{C_{B2}}{2}. \quad (14.18)$$

Ako je brzina promjene du_A/dt velika, kapacitivna struja može biti znatna. Budući da s porastom struje rastu i faktori strujnog pojačanja α_1 i α_2 , thyristor prelazi u vodljivo stanje čim bude ispunjen poznati uvjet $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. Uključivanje thyristora može se, dakle, odigrati kod znatno nižeg iznosa anodnog napona nego što je statički prelomni napon, ako je brzina porasta du_A/dt prevelika. Budući da je kapacitivnost barijere proporcionalna površini presjeka S , dolazi du/dt efekt jače do izražaja kod snažnih thyristora.



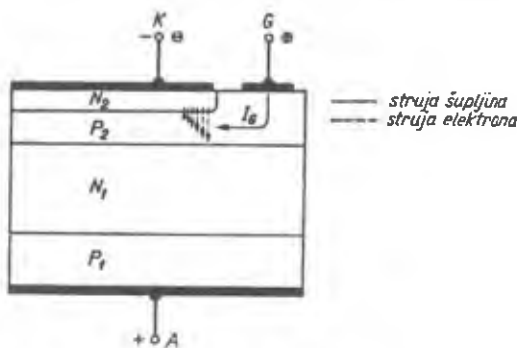
Sl. 14.20. Utjecaj brzine porasta du_A/dt na prelomni napon.

Na slici 14.20 prikazana je ovisnost prelomnog napona U_{PMO} nekog thyristora u ovisnosti o brzini porasta du_A/dt . Kao što se iz slike vidi, kod velikih du_A/dt dolazi do sniženja prelomnog napona, time da je taj efekt daleko izrazitiji na višim temperaturama. Nepovoljan utjecaj temperature objašnjava se činjenicom da su uz iste struje faktori α_1 i α_2 to veći što je temperatura viša.

Jedna od važnih specifikacija thyristora je tzv. du/dt sposobnost. Ona je definirana kao maksimalni iznos $(du_A/dt)_M$, kod kojeg thyristor danog tipa neće neželjeno prijeći u vodljivo stanje. Između pojedinih primjeraka istog tipa thyristora mogu postojati velike razlike u $|du/dt|$ sposobnostima. Zato se pod tim pojmom podrazumijeva minimalna garantirana du/dt sposobnost dobivena pod najnepovoljnijim uvjetima, tj. na maksimalno dozvoljenoj temperaturi.

Uključivanje pomoću du/dt efekta može imati za posljedicu nedozvoljeno nagao porast anodne struje s mogućom posljedicom uništenja thyristora. Ovisnost o du/dt efektu može se umanjiti i time du/dt sposobnost povećati, ako anodni napon ne raste od nule, već od nekog negativnog ili pozitivnog iznosa. U istom smislu djeluje negativna struja upravljačke elektrode. U slučaju negativnog početnog anodnog napona moraju se tokom porasta anodnog napona sve barijere prepolarizirati, za što je potrebno određeno vrijeme. Kad je početni anodni napon pozitivan, centralna barijera je već reverzno polarizirana, njena kapacitivnost je manja, pa kapacitivna struja ima manji učinak. Negativna struja upravljačke elektrode umanjuje regenerativan učinak u području upravljačke elektrode P_2 , što povoljno djeluje na du/dt sposobnost. Za razne tipove thyristora du/dt sposobnost leži otprilike u granicama od $10 \text{ V}/\mu\text{s}$ do znatno preko $100 \text{ V}/\mu\text{s}$.

Efekt brzine porasta anodne struje (di/dt efekt). Thyristori su osjetljivi na brz porast anodne struje. Efekt porasta struje ili di/dt efekt ilustriran je na slici 14.21, na kojoj je prikazan presjek kroz slojeve tipičnog thyristora.



Sl. 14.21. Ilustracija di/dt efekta.

Neposredno nakon uključivanja pozitivnog impulsa, na upravljačkoj elektrodi će puni iznos napona U_G postojati samo na onom dijelu barijere J_3 koji je najbliži dovodu upravljačke elektrode. Na udaljenijim dijelovima područja P_2 potencijal će biti niži, a zbog toga će biti niža i propusna polarizacija. Do toga dolazi zbog transverznog otpora područja P_2 što izaziva transverzalni pad napona uslijed prolaska struje upravljačke elektrode. To znači da će u prvom času injekcija elektrona iz područja N_2 biti izrazita samo u blizini upravljačke elektrode, što je ilustrirano na slici 14.21. Drugim riječima: u početku je samo uska sekcija thyristora

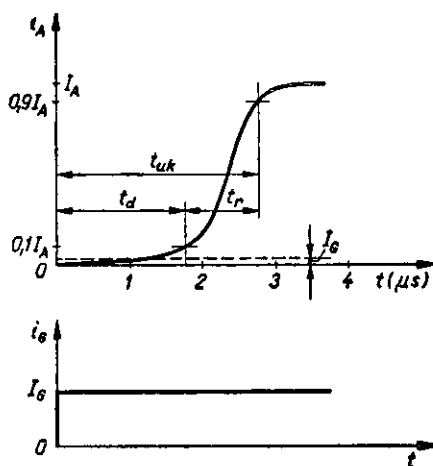
u uključenom stanju, a njegov veći dio u isključenom stanju. Ako vanjski električki krug zahtijeva vrlo brz porast anodne struje, neće biti vremena da se anodna struja jednoliko rasporedi duž čitavog presjeka. Uslijed toga se unutar usko lokaliziranog područja razvija relativno znatna snaga, pa može doći do pretjeranog zagrijavanja s mogućim uništenjem thyristora. Ukoliko se brzina porasta di_A/dt drži unutar propisanih granica, struja će se zbog regenerativnog učinka dovoljno brzo raspodijeliti homogeno duž čitavog presjeka i sigurnost thyristora neće biti ugrožena.

Zbog veće površine i s time povezanim većim transversalnim otporom, snažni su thyristori jače osjetljivi na di/dt efekt od manjih thyristora. Efekt porasta struja dolazi jače do izražaja kad se thyristor uključuje prekoračenjem prelomnog napona U_{PMO} ili du/dt efektom, nego kada se uključuje impulskom struje upravljačke elektrode. Taj efekt je također jače izražen na višim temperaturama.

Kao di/dt sposobnost definira se maksimalna brzina porasta anodne struje (na neku specificiranu vrijednost), kod koje thyristorima danog tipa ne prijeti uništenje. Maksimalne dozvoljene brzine porasta $(di_A/dt)_M$ variraju od primjerka do primjerka istog tipa, pa se di/dt sposobnost određuje pod najnepovoljnijim uvjetima. Tipični iznosi di/dt sposobnosti su nekoliko desetaka ampera po mikrosekundi. Ako je konačna anodna struja mala u odnosu na maksimalno dozvoljenu struju, di/dt sposobnost je veća.

Vrijeme uključivanja i isključivanja thyristora. Poznato je da se thyristori mogu uključiti prekoračenjem prelomnog napona U_{PMO} , prekoračenjem maksimalno dozvoljene brzine porasta du/dt i pomoću pozitivnog strujnog impulsa upravljačke elektrode. Kod triodnih thyristora redovito se koristi uključivanje pomoću struje upravljačke elektrode.

Od časa u kojem je ispunjen uvjet uključivanja thyristora potrebno je određeno vrijeme da anodna struja i anodni napon poprime stacionarne iznose koji su diktirani impedancijom u anodnom krugu. Na slici 14.22 prikazan je tipičan vremenski

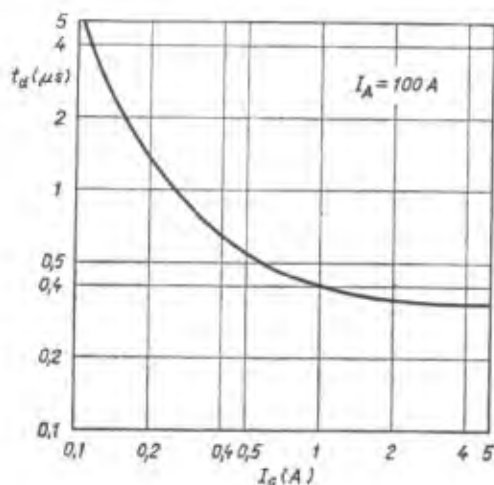


Sl. 14.22. Vremenski odziv anodne struje thyristora izazvan skokom struje upravljačke elektrode.

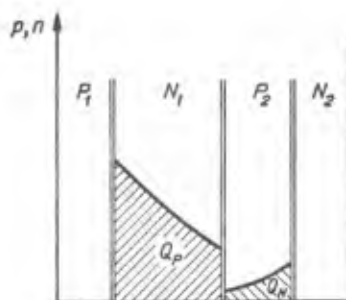
oblik anodne struje izazvan skokom struje upravljačke elektrode. *Vrijeme zakašnjenja* t_d definirano je kao vremenski interval od momenta primjene struje I_g do momenta u kojem je anodna struja porasla na 10% svoje stacionarne vrijednosti, tj. na iznos $0,1 I_A$. *Vrijeme porasta* t_r definirano je kao vremenski interval unutar kojeg anodna struja poraste od $0,1 I_A$ do $0,9 I_A$. U definicijama vremena zakašnjenja i porasta pretpostavlja se da je opterećenje u anodnom krugu omsko. Suma vremena zakašnjenja i porasta naziva se *vrijeme uključivanja thyristora*: $t_{uk} = t_d + t_r$.

Vrijeme zakašnjenja uvjetovano je činjenicom da je manjinskim nosiocima u bazno-kolektorskim područjima N_1 i P_2 potrebno konačno vrijeme za transport kroz ta područja. Uslijed toga regenerativni efekt koji dovodi do porasta anodne

struje ne dolazi odmah do izražaja. Naime, primjena pozitivnog skoka struje I_G znači istovremeno i uvođenje pozitivnog naboja u područje P_2 . Zbog toga dolazi trenutno do injekcije elektrona iz katodnog emitera N_2 . Injektiranim manjinskim elektronima potrebno je, međutim, konačno vrijeme proleta t_{tr1} da difundiraju kroz područje P_2 i da se preko barijere J_2 prebace u područje N_1 gdje predstavljaju većinske nosioce. Time je izazvana pojačana injekcija šupljina iz anodnog emitera P_1 . Međutim, manjinskim šupljinama treba opet konačno vrijeme proleta t_{tr2} da difundiraju preko područja N_1 u područje P_2 , itd. Čim je uz danu anodnu struju skok struje upravljačke elektrode veći, vrijeme zakašnjenja bit će kraće i težit će svom minimalnom iznosu. Slika 14.23 ilustrira tu činjenicu. Uz dani iznos struje I_G vrijeme zakašnjenja bit će to kraće što je brzina porasta te struje di_G/dt veća. Iz toga bi proizlazilo da je optimalan oblik skok struje I_G . Međutim, iznad neke određene brzine porasta di_G/dt i iznosa I_G ne opaža se više skraćanje vremena t_d .



Sl. 14.23. Ovisnost vremena zakašnjenja o struji upravljačke elektrode.



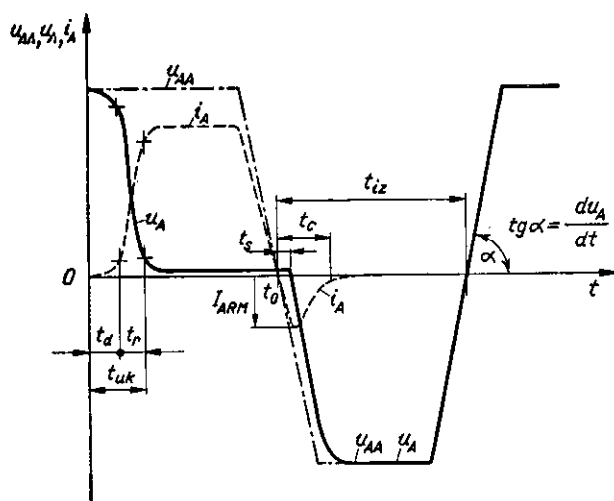
Sl. 14.24. Prikaz akumuliranog naboja manjinskih nosilaca unutar thyristora u stacionarnom uključenom stanju.

Nakon vremena zakašnjenja na thyristoru se nalazi još 90% prelomnog napona koji odgovara danoj struji I_G . (Uz pretpostavku omskog opterećenja u anodnom krugu.) Tokom vremena porasta struje i_r struja će narasti na $0,9 I_A$, a napon pasti na 10% od svojeg početnog iznosa. Prema tome je tokom porasta struje trenutna snaga $i_A \cdot u_A$ koja se u thyristoru razvija relativno znatna. To naročito vrijedi u slučaju ako je konačna anodna struja I_A velika i ukoliko se thyristor uključuje uz visok anodni napon.

U razmatranju di/dt efekta istaknuto je da je unutar kratkog vremena nakon primjene impulsa struje upravljačke elektrode vođenje thyristora lokalizirano na uski dio njegove površine koja se nalazi u blizini kontakta upravljačke elektrode. Znači, ako je brzina porasta anodne struje prevelika, dolazi uslijed razvijanja snage do nedozvoljenog lokalnog pregrijavanja i uništenja thyristora. Tipična vremena

uključivanja su nekoliko μs do desetak μs . Nakon što anodna struja poraste na iznos koji je 2 do 3 puta veći od struje pridržavanja, impuls struje rešetke može se odstraniti i nema više nikakav utjecaj na daljnji porast anodne struje.

Na koncu prijelazne pojave uključivanja, vrlo brzo nakon vremena uključivanja, struja thyristora poprima svoj stacionarni iznos I_A . Sve barijere su propusno polarizirane, a oba tranzistora nalaze se u stanju zasićenja. Odgovarajuća raspodjela naboja manjinskih nosilaca unutar thyristora prikazana je na slici 14.24. Glavnina akumuliranog naboja nalazi se u području N_1 . To je zbog toga što je to područje najslabije vodljivo i najšire. Znatno manji dio naboja akumuliran je u području P_2 (elektroni), jer je to područje užo i bolje vodljivo. Naboj manjinskih nosilaca unutar anodnog i katodnog emitera, tj. područja P_1 i N_2 je vrlo malen zbog njihove visoke vodljivosti. Koncentracije manjinskih nosilaca su uz vanjske barijere više nego uz centralnu, jer su te barijere jače propusno polarizirane.



Sl. 14.25. Vremenski oblici napona napajanja u_{AA} , anodnog napona u_A i anodne struje i_A tokom uključivanja i isključivanja thyristora.

Najčešći način isključivanja thyristora je promjena polariteta anodnog napona. Slično kao kod isključivanja poluvodičkih dioda i tranzistora, prijelazne pojave kod isključivanja thyristora trajat će tako dugo dok se ne odstrani sav akumulirani naboj. Najveća količina akumuliranog naboja nalazi se u području N_1 , pa će trebati najduže vrijeme da se taj naboj odstrani bilo strujom suprotnog polariteta, bilo rekombinacijom.

Slika 14.25 prikazuje vremenske oblike napona napajanja u_{AA} , anodnog napona u_A i anodne struje i_A tokom uključivanja i isključivanja thyristora. U času $t = 0$ priključen je pozitivni impuls struje upravljačke elektrode I_G kojim se thyristor (SCR) uključuje. Prijelazna pojava uključivanja već je objašnjena, a na slici su naznačena vremena t_d , t_r i t_{uk} . Nakon određenog vremena napon napajanja

u_{AA} počinje opadati s određenom brzinom pada $du_{AA}/dt < 0$, a u času $t = t_0$ mijenja smjer. Anodna struja počinje također opadati i u času $t = t_0$ također mijenja smjer. Uz negativan anodni napon struja je u prvo vrijeme određena relacijom $i_A \approx u_{AA}/R_P$, gdje je R_P potrošač u anodnom krugu. Ona teži k svojoj maksimalnoj negativnoj vrijednosti I_{ARM} , koji dostiže otprilike nakon vremena zadržavanja t_i . Za to vrijeme je napon na thyristoru vrlo malen i pozitivan. Takvo ponašanje thyristora je razumljivo, kad se uzme u obzir da je unutar područja N_1 i P_2 bio akumuliran znatan naboj tokom njegovog vođenja. Zbog toga thyristor predstavlja za to vrijeme vrlo mali otpor, pa struju diktira vanjski električki krug. Promjena smjera struje iziskuje samo promjenu gradijenta koncentracije uz rub barijere. (Vidi članak 10.7.)

U času $t = t_0$ napon na thyristoru je praktički jednak nuli. Nakon toga se vanjske barijere počinju reverzno polarizirati, a struja počinje iznosom opadati. Najprije se reverzno polarizira barijera J_2 . To je zbog toga što se naboj iz područja P_2 brže izvlači nego iz područja N_1 . Ta barijera kao što je već ranije rečeno preuzima na sebe svega nekoliko volti reverznog napona, jer joj je toliki probojni napon. Nakon toga reverzni napon preuzima i barijera J_1 , koja određuje probojni napon thyristora kao cjeline. Anodna struja brzo opada, a napon na thyristoru postaje konačno jednak naponu izvora. *Vrijeme oporavka thyristora* t_e definirano je kao vremenski interval od časa promjene polariteta anodne struje do časa kada na thyristoru leži praktički čitav reverzni napon izvora napajanja. To je otprilike vrijeme nakon kojeg je reverzna struja pala na iznos $0,1 I_{ARM}$. Dakle, vrijeme oporavka definira vrijeme nakon kojega thyristor blokira reverzni napon.

Ako bi se nakon vremena oporavka na thyristor priključio pozitivan anodni napon određene brzine porasta, unutar inače dozvoljenih granica, thyristor bi prešao u uključeno stanje. Znači da nakon vremena oporavka thyristor još nije u mogućnosti da blokira pozitivni anodni napon. Naime, iako su nakon vremena oporavka vanjske barijere reverzno polarizirane, praktički kao i uz statičke prilike, koncentracije nosilaca unutar područja N_1 i P_2 nisu još pale na svoje statičke iznose. Potreban je dakle, još jedan daljnji vremenski interval da bi thyristor ponovno zadobio sposobnost blokiranja pozitivnog anodnog napona. Preostali naboj mora se uglavnom rekombinirati jer je struja vrlo mala, pa je zbog toga izvlačenje naboja zanemarivo. Zbog toga je za svaki thyristor jedan od osnovnih podataka *vrijeme isključivanja* t_{iz} . To vrijeme je definirano kao vremenski interval od časa promjene polariteta anodne struje ($i_A = 0$) do časa ponovnog zadobivanja sposobnosti blokiranja pozitivnog anodnog napona maksimalno dozvoljenog iznosa i maksimalno dozvoljene brzine porasta.

Na trajanje vremena isključivanja djeluju razni faktori, među kojima su najvažniji temperatura kristala, propusna anodna struja I_A , maksimalna reverzna struja I_{ARM} , iznos reverznog anodnog napona, te iznos napona upravljačke elektrode. Efekt temperature je izrazit. Naime, porast temperature produžuje vrijeme života, pa se zbog toga rekombinacija sporije odvija, a vrijeme isključenja se produžuje. Prvenstveno je važno vrijeme života šupljina u području N_1 . U istom smislu djeluje i porast propusne anodne struje I_A . Uz veću anodnu struju akumulira se veća količina naboja, pa je potrebno dulje vrijeme da se taj naboj odstrani.

Porast maksimalnog iznosa reverzne struje I_{ARM} i iznosa reverznog anodnog napona skraćuje vrijeme isključivanja, jer se uslijed toga naboj iz thyristora brže izvlači. Ukoliko je u fazi isključivanja thyristora na upravljačkoj elektrodi priključen napon, on će produžiti vrijeme isključivanja ako je pozitivan, a skratiti ako je

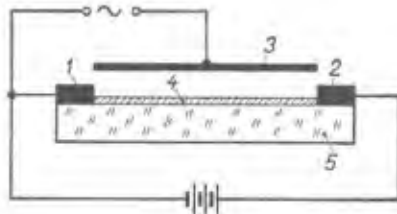
negativan. To djelovanje je očito jer se u prvom slučaju pospješuje regeneracija unutar thyristora, a u drugom slučaju se ona onemogućuje uslijed izvlačenja pozitivnog naboja iz zone P_1 — slično kao kod *GTO* thyristora. Vremena isključivanja velikih i sporih thyristora mogu biti dulja i od 100 μ s. Međutim, brzi thyristori imaju vremena isključivanja reda 1 μ s.

15. UNIPOLARNI TRANZISTORI ILI TRANZISTORI S EFEKTOM POLJA

15.1. Osnovna obilježja i klasifikacija tranzistora s efektom polja

Pokušaji da se pomoću vanjskog električkog polja upravlja prolaz struje kroz poluvodiče i na taj način postigne efekt pojačanja, starijeg su datuma od bipolarnih $P-N-P$ ili $N-P-N$ tranzistora. Već 1934. godine došao je *Heil* na ideju da pomoću vanjskog polja *okomitog* na površinu nekog poluvodiča (telur, vanadijev-pentoksid, kadmijev sulfid) upravlja iznosom struje kroz poluvodič. Na slici 15.1 dan je prikaz pokušaja realizacije te ideje.

Tanki sloj poluvodičkog materijala (4) nanesen je na podlogu od izolatorskog materijala (5). Poluvodič je uključen u strujni krug pomoću metalnih priključaka (1) i (2). U neposrednoj blizini paralelno sloju poluvodiča, smještena je metalna elektroda (3) koja tvori s poluvodičem pločasti kondenzator. Ukoliko je između elektroda 1 i 3 priključen napon, postojat će između pločica kondenzatora električko polje. To polje će ovisno o svojoj jakosti i smjeru inducirati, tj. povećavati ili smanjivati količinu naboja u poluvodiču. Na taj način će se povećavati ili smanjivati njegova vodljivost. Jakost struje kroz poluvodič može se, dakle, upravljati pomoću električkog polja u izolatoru. Budući da se u upravljačkom (ulaznom) krugu (1,3) ne troši snaga (uz pretpostavku savršenog dielektrika), moguće je pojačanje snage u izlaznom krugu (1,2).



Sl. 15.1. Ilustracija osnovne ideje unipolarnog tranzistora.

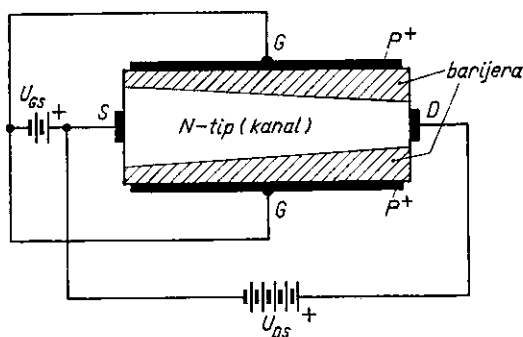
Ideja ilustrirana na slici 15.1 predstavlja rudiment onoga što se u modernim tehnološkim izvedbama naziva *unipolarni tranzistor* ili *tranzistor s efektom polja*. Osnovna ideja tog tranzistora je bazirana na osnovnim zakonima elektrodinamike, tj. na Gaussovom zakonu:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div} \varepsilon_0 \varepsilon' \cdot \mathbf{F} = \sigma. \quad (15.1)$$

Vektor jakosti električkog polja u izolatorskom materijalu između pločica kondenzatora je $\mathbf{F}$, relativna dielektrička konstanta tog materijala je ε' , dok je σ gustoća

induciranog *površinskog* naboja u poluvodiču. Ukoliko su veličine F i ϵ_0 dane u jedinicama MKS sustava, onda je jedinica za gustoću površinskog naboja σ dana u As/m^2 . Na granici između izolatora i poluvodiča dolazi do diskontinuiteta električkog polja i ono završava (ponire ili izvire) na induciranom naboju uz površinu poluvodiča.

Shockley i *Pearson* su 1948. godine eksperimentirajući s germanijem kao poluvodičkim materijalom, prema ideji prikazanoj na slici 15.1, konstatali da je vodljivost bila povećana svega za oko 10% od onog iznosa koji bi slijedio na temelju jednadžbe (15.1). *Bardeen* je na osnovu toga pretpostavio da je dominantan dio induciranog naboja bio zarobljen i imobiliziran na površini u *površinskim energetske stanjima*. (Vidi članak 9.6.) Poteškoće u vezi sa svojstvima površine dovele su do toga da je interes za tranzistore s efektom polja, čija vodljivost ovisi o svojstvima površine poluvodiča, bio sveden na minimum za slijedećih desetak godina.



Sl. 15.2. Prikaz spojnog FET-a s izvorima napajanja.

Da bi mimoišao poteškoće u vezi s površinom *Shockley* je 1952. godine dao ideju i razradio osnovnu teoriju jednog drugog tipa tranzistora s efektom polja. Naziv mu je *spojni tranzistor s efektom polja* (*junction field-effect transistor*, a skraćeno *JFET*). Taj tip FET-a prikazan je u presjeku na slici 15.2 s izvorima napajanja koji osiguravaju njegov normalni rad. Slabo vodljivi, u prikazanom slučaju N-tip poluvodiča, tvori s jako vodljivim P^+ područjima dva $P-N$ spoja. Na krajevima poluvodiča N-tipa nanese su metalne elektrode označene sa S i D , a između njih priključen je napon U_{DS} . Između priključaka P^+ područja označenih sa G i elektrode S priključen je napon U_{GS} koji osigurava *reverznu* polarizaciju $P-N$ spoja. Budući da je N-područje puno slabije vodljivo, barijera će se širiti praktički isključivo na njegovu stranu, što je označeno na slici. Kroz preostali električki neutralni dio poluvodiča N-tipa, nazvan *kanal*, teći će struja koja će ovisiti kako o naponu U_{DS} tako i o naponu U_{GS} . Za dani napon U_{DS} struja će biti to manja što je napon reverzne polarizacije U_{GS} iznosom viši. Naime, uz viši napon reverzne polarizacije U_{GS} bit će kanal uži, odnosno njegov presjek manji, a otpor veći. Širina kanala neće biti na svakom mjestu ista. Ona će biti najveća uz elektrodu S jer je na tom mjestu napon reverzne polarizacije jednak naponu U_{GS} . Najmanja širina kanala je uz elektrodu D jer je tu napon reverzne polarizacije najviši i jednak $U_{DG} = U_{DS} - U_{GS}$. Iz slike je očito da su naponi $U_{DS} > 0$; $U_{DG} > 0$; $U_{GS} = -U_{SG} < 0$. Kod spojnog FET-a je struja *potisnuta u dubinu* poluvodiča i smetnje koje potječu od površinskih stanja ne dolaze do izražaja.

Oznake za elektrode dao je Shockley. Za elektrodu S (*source*) upotrijebit će se naziv *uvod*, za elektrodu D (*drain*) naziv *odvod*, dok će se za elektrodu G (*gate*) uzeti naziv *upravljačka elektroda*. Krug upravljačka elektroda-uvod je *ulazni krug*, a krug odvod-uvod je *izlazni krug*. Prema tome, spoj na slici 15.2 predočuje *spojni FET s N-kanalom* u spoju *zajedničkog uvoda*. Isto tako moguće je ostvariti i *spojni FET s P-kanalom*. Prva praktička realizacija spojnog *FET*-a datira iz 1953. godine. Kao poluvodički materijal bio je upotrijebljen germanij, a *P-N* spoj je bio ostvaren tehnikom legiranja. Kao što će pokazati kasnija razmatranja zadovoljavajući rad spojnog *FET*-a ovisi u velikoj mjeri o vrlo uskom (nekoliko mikrona, pa i manje), relativno slabo vodljivom kanalu koji se nalazi između dvaju jako vodljivih područja suprotnog tipa. To se u tehnologiji legiranja nije moglo ostvariti. Zbog toga je interes za spojni *FET* tokom duljeg vremena bio sveden na minimum.

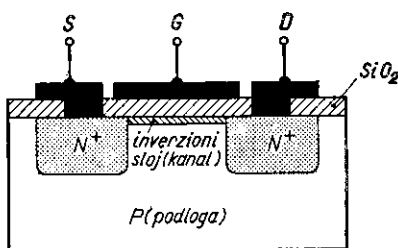
Napredak u tehnologiji silicija (u tehnici difuzije i epitaksije, bolje razumijevanje svojstava površine i dobivanje zadovoljavajućih svojstava površine tehnikom pasivizacije), postignut je početkom šezdesetih godina u domeni konvencionalnih tranzistora. Taj napredak je omogućio i dobivanje tranzistora s efektom polja koji imaju zadovoljavajuća svojstva. Zbog toga je od 1962-1963. godine interes za *FET* u stalnom i intenzivnom porastu.

Tako je iz tehnologije silicija izrastao *FET* čiji su bitni dijelovi prikazani na slici 15.3. Ishodišni materijal ili *podloga* (supstrat) je slabo vodljivi silicij *P*-tipa. Površina je pasivizirana i zaštićena tankim slojem *silicijevog dioksida* (SiO_2). Selektivnom difuzijom (nakon odstranjenja oksida na odabranim mjestima) donor-skih nečistoća dobivena su dva odvojena jako vodljiva N^+ područja koja tvore područja uvoda i odvoda. Na sloj silicijevog dioksida koji leži između uvoda i odvoda nanosena je tanka metalna elektroda koja predstavlja upravljačku elektrodu. Svojstva međupovršine Si-SiO_2 su redovito takva da vrlo uski sloj silicija uz površinu dobiva karakter poluvodiča *N*-tipa. Drugim riječima: na *P*-podlozi stvara se *kanal N*-tipa uz površinu, tj. *inverzioni* sloj. Ako je upravljačka elektroda pozitivna prema uvodu, tj. napon $U_{GS} > 0$, električko polje u izolatoru-oksidu privlačit će dodatne elektrone iz podloge na površinu i kanal će se sve više obogaćivati s elektronima. Naprotiv, ako je napon $U_{GS} < 0$, elektroni će biti odbijeni od površine i kanal će biti osiromašen elektronima. Konačno, uz dovoljno negativan napon U_{GS} površina će postati također poluvodič *P*-tipa. Tako dugo dok je površinski kanal *N*-tipa, tj. dok postoji inverzioni sloj, struja u krugu odvod-uvod će moći teći. Uz kanal *P*-tipa i područja uvoda i odvoda *N*-tipa struja ne može teći. Struja će biti to veća što je napon U_{GS} pozitivniji i što je napon izlaznog kruga $U_{DS} > 0$ viši.

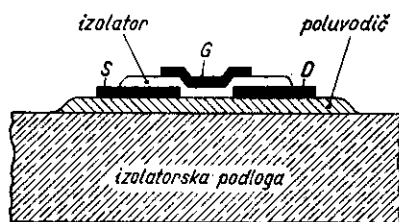
Za razliku od spojnog *FET*-a prikazanog na slici 15.2, *FET* prikazan na slici 15.3 može raditi i uz napon $U_{GS} > 0$. Naime, kod spojnog *FET*-a s *N*-kanalom bi napon $U_{GS} > 0$ izazvao propusnu polarizaciju *P-N* spoja upravljačka elektroda-kanal, s posljedicom velike struje u ulaznom krugu i nemogućnošću normalnog rada u izlaznom krugu. Kod *FET*-a prikazanog na slici 15.3, upravljačka elektroda je *izolirana* od kanala slojem silicijevog dioksida, pa struja u krugu upravljačke elektrode ne može teći. Zbog toga taj *FET* spada u kategoriju *tranzistora s efektom polja s izoliranom upravljačkom elektrodom* (*insulated gate field-effect transistor*; skraćenica *IGFET*). Međutim za taj tip tranzistora uobičajen je naziv *MOSFET* (*metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*), i to zbog silicija kao ishodišnog materijala i oksida kao izolacije upravljačke elektrode. Moguće je također izraditi

i *MOSFET s P-kanalom*. U tom slučaju je podloga silicij *N*-tipa, a područja uvoda i odvoda su *P*⁺ područja. Rad je moguć ako se na *N*-podlozi obrazuje uz površinu *inverzioni* kanal *P*-tipa. Detaljnija analiza rada *MOSFET*-a bit će dana kasnije.

Spojni *FET* se također proizvodi isključivo od silicija, a *P-N* spojevi se najčešće ostvaruju tehnikom difuzije nečistoća. Prednost silicija pred germanijem je općenito šire dozvoljeno temperaturno područje rada, a kod *FET*-a posebno, daleko manja struja reverzno polariziranog *P-N* spoja. To ima za posljedicu puno veći ulazni otpor.



Sl. 15.3. Osnovna konfiguracija *MOSFET*-a sa *N*-kanalom.

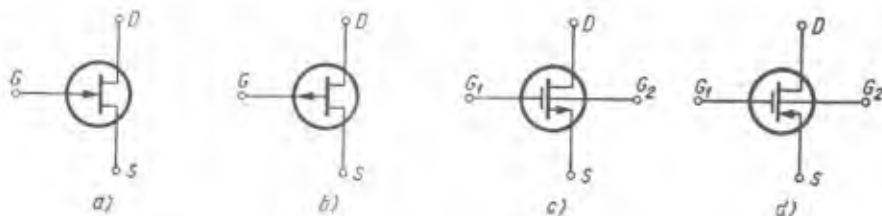


Sl. 15.4. Bitni dijelovi *FET*-a s tankim filmom.

U kategoriju tranzistora s efektom polja s izoliranom upravljačkom elektrodom, tj. *IGFET*-a, spada također tranzistor prikazan na slici 15.4. Podloga je u ovom slučaju od izolacionog materijala, npr. stakla. Kanal u obliku vrlo tankog filma dobiven je naporivanjem nekog poluvodičkog materijala, npr. kadmijevog sulfida na izolacionu podlogu. Kanal je izoliran od upravljačke elektrode uskim slojem pogodnog izolacionog materijala (silicijev-monoksid, cinkov sulfid). Taj tip *FET*-a se često naziva *tranzistor s tankim filmom* (*thin-film transistor*; skraćenica *TFT*). Može biti izveden sa *N*-kanalom i sa *P*-kanalom. Princip rada je sličan radu *MOSFET*-a. Prednost mu je jednostavnost izvedbe. Međutim, stabilnost rada za sada znatno zaostaje za *MOSFET*-om, a pogotovo za spojnim *FET*-om. Obje varijante *IGFET*-a predstavljaju modernu realizaciju osnovne ideje prikazane na slici 15.1.

Principijelna razlika između *FET*-a i konvencionalnih *P-N-P* i *N-P-N* tranzistora je u tome što se struja kroz kanal *FET*-a sastoji praktički isključivo od *većinskih nosilaca*. Za objašnjenje osnovnih svojstava i karakteristika tih tranzistora su manjinski nosioci praktički bez značenja. To vrijedi kako za spojni *FET*, tako i za *IGFET*. Zbog toga *FET* spada u kategoriju *unipolarnih* tranzistora. Za rad konvencionalnih tranzistora bitni su manjinski i većinski nosioci, oni spadaju, kao što je već ranije rečeno, u kategoriju *bipolarnih* tranzistora. Već sada je moguće uočiti da tranzistori s efektom polja imaju daleko veći ulazni otpor od *bipolarnih* tranzistora, što je u mnogim primjenama velika prednost. Ulazni otpor spojnog *FET*-a je reda $10^9 \Omega$ na sobnoj temperaturi. Kod *MOSFET*-a ulazni otpor može ići i do $10^{15} \Omega$ i njegov konačni iznos je rezultat nesavršenosti silicijevog dioksida kao izolacionog materijala. Ulazni otpor *MOSFET*-a je ravan ulaznom otporu najboljih elektrometarskih cijevi. Ostale prednosti i mane *FET*-a bit će jasnije kad se detaljnije prouče njihova svojstva.

Na slici 15.5 dani su uobičajeni simboli *FET*-a. Simboli *MOSFET*-a nisu još standardizirani, tako da se u literaturi i priručnicima često nailazi na drukčije simbole.

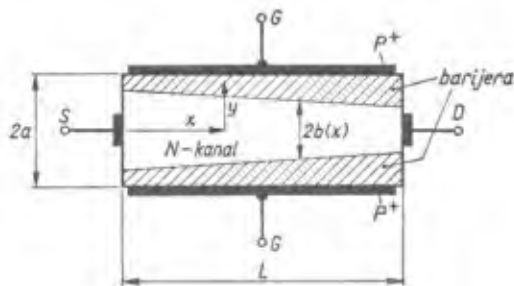


Sl. 15.5. Simboli tranzistora s efektom polja: a) Spojni *FET* sa *N*-kanalom, b) spojni *FET* sa *P*-kanalom, c) *MOSFET* sa *N*-kanalom, d) *MOSFET* sa *P*-kanalom.

Kod *MOSFET*-a elektroda G_2 predstavlja priključak podloge. Podloga najčešće nema ulogu aktivne elektrode i spojena je na uvod. Međutim, ponekad se ona koristi kao dodatna upravljačka elektroda. Simbol za tranzistor s tankim filmom isti je kao i za *MOSFET*, samo otpada elektroda G_2 , jer je podloga izolator i bez ikakvog utjecaja na rad.

15.2. Analiza osnovnih svojstava spojnog tranzistora s efektom polja

Na slici 15.6 dan je presjek spojnog *FET*-a s *N*-kanalom s naznakom mjerodavnih dimenzija. Dužina kanala je L , širina potpuno otvorenog kanala je $2a$, a njegova dubina, okomita na ravninu slike, je W . Izvori napajanja su izostavljeni,

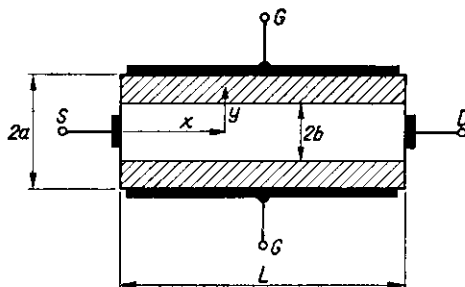


Sl. 15.6. Osnovna geometrija spojnog *FET*-a s naznakom mjerodavnih dimenzija.

ali se smatra da osiguravaju normalnu polarizaciju, kao na slici 15.2. Pretpostavljeno je da je koncentracija nečistoća u *N*-kanalu konstantna, a *P*-*N* spoj da je skokovit. Prema tome, vodljivost potpuno otvorenog kanala ($U_{GS} = U_{DS} = 0$) je:

$$G_0 = \frac{1}{R_0} = \frac{q \mu N_D \cdot W \cdot 2a}{L} = \sigma \frac{W \cdot 2a}{L} \quad (15.2)$$

Pokretljivost elektrona je μ , dok je koncentracija slobodnih elektrona u kanalu $n \approx N_D$. Prema tome, specifična vodljivost kanala je $\sigma = q \mu N_D$. Treba uzeti u obzir da uz vanjske napone jednake nuli na P - N spoju postoji kontaktni potencijal i odgovarajuća širina barijere. To znači da je širina potpuno otvorenog kanala nešto manja od $2a$. Međutim, za sada će se utjecaj kontaktnog potencijala zanemariti. Ukoliko je između uvoda i upravljačke elektrode priključen napon U_{GS} ,



Sl. 15.7. Ilustracija oblika kanala i barijera uz $U_{GS} < 0$; $U_{DS} = 0$.

barijera koja je praktički jednostrana širit će se isključivo na slabu vodljivu N -stranu, pa će stvarna širina kanala $2b$ biti manja od $2a$. Ako je napon $U_{DS} = 0$, širina kanala će biti konstantna, što je ilustrirano na slici 15.7. U tom se slučaju veza između širine kanala i napona između upravljačke elektrode i uvoda dobiva metodom objašnjenim u članku 9.5, tj. rješenjem jednodimenzionalne *Poissonove* jednadžbe:

$$\frac{d^2 U}{dy^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon'} = -\frac{q N_D}{\epsilon_0 \epsilon'}. \quad (15.3)$$

Gradijent potencijala u barijeri dU/dy dobiva se integriranjem jednadžbe (15.3), što daje:

$$\frac{dU}{dy} = \frac{q N_D}{\epsilon_0 \epsilon'} (b - y). \quad (15.4)$$

Na rubu barijere, $y = b$, je jakost polja ili gradijent potencijala jednak nuli. To je omogućilo određivanje konstante integracije. Oblik prostornog naboja ρ i jakosti polja u barijeri prikazani su ranije na slici 9.14. Integriranje jednadžbe (15.4) daje iznos potencijala u barijeri:

$$U(y) = \frac{q N_D}{2 \epsilon_0 \epsilon'} [(a - b)^2 - (b - y)^2]. \quad (15.5)$$

Kod integriranja izraza (15.4) uzet je potencijal P^+ područja ili upravljačke elektrode jednak nuli, tj. $U(y) = 0$, za $y = a$. Prema tome, izraz (15.5) daje potencijal neke točke unutar barijere prema upravljačkoj elektrodi. Izrazi (15.4) i (15.5) vrijede za $y \geq b$, tj. unutar barijere. Koordinate $y < b$ leže unutar električki neu-

tralnog kanala koji je ekvipotencijalan. Iz izraza (15.5) slijedi da je potencijal ruba kanala $U(b)$ prema upravljačkoj elektrodi jednak:

$$U(b) = U_{SG} = -U_{GS} = \frac{q N_D}{2 \epsilon_0 \epsilon'} (a - b)^2. \quad (15.6)$$

Potencijal ruba kanala je istovremeno i potencijal uvoda i odvoda uz napon $U_{DS} = 0$.

Povišenjem napona reverzne polarizacije barijere postaju sve šire, tako da kod nekog određenog napona dolazi do *dodira* gornje i donje barijere. U tom slučaju je širina kanala jednaka nuli. Napon kod kojega do toga dolazi naziva se *napon dodira* U_P (*pinch-off voltage*). Taj napon se dobiva uvrštenjem $b = 0$ u izraz (15.6), što daje:

$$U_P = \frac{q N_D \cdot a^2}{2 \epsilon_0 \epsilon'}. \quad (15.7)$$

Dakle, napon dodira može se definirati kao onaj napon uvoda prema upravljačkoj elektrodi kod kojega je širina kanala jednaka nuli. Budući da je uz $U_{SG} = -U_{GS} = U_P$ čitavo N -područje praktički bez elektrona, njegova vodljivost će biti zanemariva.

Kod nekog određenog napona $U_{SG} = -U_{GS}$ vodljivost kanala bit će jednaka:

$$G = \frac{q \mu N_D \cdot 2 b \cdot W}{\epsilon_0 \epsilon' L}. \quad (15.8)$$

Iz jednadžbi (15.6) i (15.7) slijedi:

$$b = a \left[1 - \left(\frac{-U_{GS}}{U_P} \right)^{1/2} \right]. \quad (15.9)$$

Uvrštenjem izraza (15.9) u (15.8) i upotrebom relacije (15.2) konačno proizlazi:

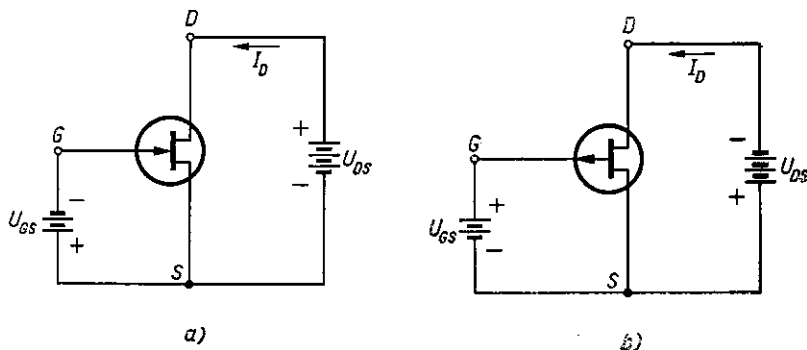
$$G = G_0 \left[1 - \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right)^{1/2} \right]. \quad (15.10)$$

Ako je napon U_{DS} vrlo nizak, tada će širina kanala duž njegove dužine biti praktički konstantna. Uz te uvjete se za *struju odvoda* I_D dobiva:

$$I_D = G U_{DS} = U_{DS} G_0 \left[1 - \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right)^{1/2} \right]. \quad (15.11)$$

Dakle, kod vrlo niskih napona U_{DS} ponaša se spojni *FET* kao *linearni otpor* čijim se iznosom može upravljati pomoću napona upravljačke elektrode.

Na slici 15.8 prikazani su spojni *FET* s *N*-kanalom i s *P*-kanalom s izvorima napajanja koji omogućuju njihov pravilan rad u spoju zajedničkog uvida. Na slici je prikazan i konvencionalno pozitivan smjer struje odvoda I_D . Ona je kod *FET*-a s *N*-kanalom stvarno pozitivna. Svi polariteti kod *FET*-a s *P*-kanalom su suprotni, što znači da je kod njega $U_{GS} > 0$; $U_{DS} < 0$; $I_D < 0$ i $U_P < 0$.



Sl. 15.8. Prikaz ispravne polarizacije *FET*-a: a) sa *N*-kanalom, b) sa *P*-kanalom.

Ukoliko napon U_{DS} nije vrlo nizak, širina kanala neće biti na svakom mjestu ista. On će biti najširi uz uvod, a najuži uz odvod i imat će oblik koji je u principu prikazan na slici 15.6. Prema tome, provedena analiza ovisnosti $I_D = f(U_{DS}, U_{GS})$ koja je rezultirala u jednadžbi (15.11) više ne vrijedi. Međutim, ukoliko je promjena širine kanala postepena, a to će biti ako napon U_{DS} nije previsok, moguće je širinu kanala $2b$ približno odrediti na isti način kao i ranije, tj. rješenjem jednodimenzionalne Poissonove jednadžbe. Suženje kanala izazvano je padom napona duž kanala, a taj pad napona je opet uzrokovan prolazom struje. Potencijal ruba kanala $U = U[b(x)]$ na proizvoljnom mjestu x , gdje je širina kanala $2b(x)$, dobiva se upotrebom relacija (15.6) i (15.7) i prema tome iznosi:

$$U = U[b(x)] = U_P \left[1 - \frac{b(x)}{a} \right]^2. \quad (15.12)$$

Potencijal upravljačke elektrode je i ovdje referentan.

Za struju odvoda vrijedi sada slijedeća relacija:

$$I_D = \sigma \cdot 2b(x) \cdot W \cdot \frac{dU}{dx}. \quad (15.13)$$

Član dU/dx predstavlja gradijent potencijala duž kanala i nije konstantan. Presjek kanala $2b(x) \cdot W$ idući prema odvodu postaje sve manji, a zbog toga mora gradijent dU/dx postajati sve veći, budući da struja u svakom presjeku kanala mora biti ista i jednaka I_D . Član $\sigma \cdot 2b(x) \cdot W$ je prema tome vodljivost jedinične dužine kanala.

Uzevši u obzir da za širinu kanala $2b(x)$ na temelju relacije (15.12) vrijedi:

$$\frac{b(x)}{a} = \left[1 - \left(\frac{U}{U_P} \right)^{1/2} \right], \quad (15.14)$$

množenjem objiju strana jednadžbe (15.13) sa dx i integriranjem se dobiva:

$$\int_0^L I_D \cdot dx = \sigma \cdot W \cdot 2a \int_{U_{SG}}^{U_{DG}} \left[1 - \left(\frac{U}{U_P} \right)^{1/2} \right] dU. \quad (15.15)$$

Uz uvod S je potencijal kanala prema referentnoj upravljačkoj elektrodi $U_{SG} = -U_{GS}$, a uz odvod D je taj potencijal jednak $U_{DG} = U_{DS} - U_{GS}$. Prema tome za struju odvoda također vrijedi:

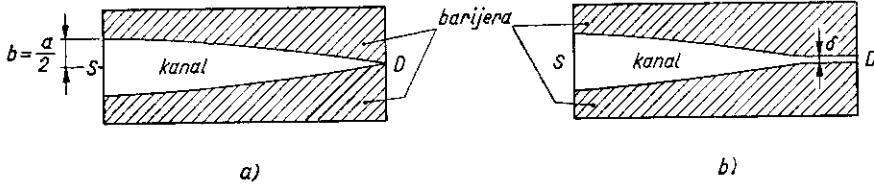
$$I_D = \frac{\sigma \cdot W \cdot 2a}{L} \int_{-U_{GS}}^{U_{DS} - U_{GS}} \left[1 - \left(\frac{U}{U_P} \right)^{1/2} \right] dU. \quad (15.16)$$

Preinaka granica integracije izvršena je zbog toga da bi se struja odvoda dobila u obliku $I_D = f(U_{DS}, U_{GS})$, tj. u spoju zajedničkog uvida koji je najčešći. Konačan rezultat glasi:

$$I_D = \frac{G_0 U_P}{3} \left\{ 3 \frac{U_{DS}}{U_P} - 2 \left[\left(\frac{U_{DS} - U_{GS}}{U_P} \right)^{3/2} - \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right)^{3/2} \right] \right\}. \quad (15.17)$$

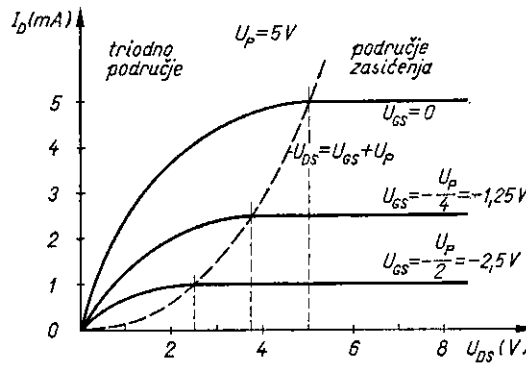
Izraz za struju I_D pokazuje da će ona biti to veća što je napon U_{DS} viši, a napon U_{GS} iznosom manji. Već je ranije rečeno da kod *FET*-a s *N*-kanalom napon U_{GS} ne smije biti pozitivan, jer bi u tom slučaju *P-N* spoj upravljačka elektroda-kanal bio propusno polariziran. Za *FET* s *P*-kanalom izraz (15.17) također vrijedi, samo su svi polariteti suprotni. Promatran s matematičkog stanovišta, izraz za struju I_D ima maksimum za napon $U_{DS} = U_P + U_{GS}$, a nakon toga bi struja počela opadati. Fizikalno je, međutim, takav zaključak neispravan. Naime, uz $U_{DS} = U_P + U_{GS}$, je napon $U_{DG} = U_P = U_{DS} - U_{GS}$, i uz odvod širina kanala postaje jednaka nuli. To je ilustrirano na slici 15.9a za slučaj: $U_{GS} = -U_P/4$; $U_{DS} = 3/4 U_P$ i $U_{DG} = U_P$. Nakon što dođe do dodira barijera, daljnji porast napona U_{DS} ne dovodi niti do pada struje, što bi uslijedilo iz jednadžbe (15.17), a niti do porasta struje. Posljedica daljnjeg porasta napona U_{DS} je ta da se mjesto početka dodira počinje seliti prema uvodu. To je ilustrirano na slici 15.9b. Pad napona duž kanala izazvan je prolaskom struje. Uslijed pada napona dolazi do suženja kanala i konačno do dodira barijera. Prestankom uzroka nestala bi i posljedica. Nakon što napon U_{DS} prekorači iznos $U_P + U_{GS}$ struja odvoda u prvoj aproksimaciji ostaje konstantna.

Pojednostavnjena je također i tvrdnja da kod nastupa dodira širina kanala pada na nulu. Treba voditi računa o tome da je struja u svakom presjeku kanala jednaka i da se može pisati u obliku $I_D = q \cdot n \cdot v_d S(x)$. Sa v_d je označena driftna brzina elektrona, a $S(x)$ je presjek kanala na mjestu x . Budući da bi kod dodira presjek kanala trebao pasti na nulu, morala bi driftna brzina biti beskonačna da



Sl. 15.9. Ilustracija oblika kanala: a) Uz napone U_{DS} i U_{GS} koji dovode do dodira barijera uz odvod, b) uz napon $U_{DS} > U_{GS} + U_P$.

struja I_D ima konačan iznos. Poznato je, međutim, iz članka 3.5 da prekoračenjem kritične jakosti polja u poluvodiču pokretljivosti nosilaca počinju opadati i konačno driftna brzina zadobiva konstantan iznos. U siliciju N-tipa to se događa kod jakosti polja oko 15 kV/cm. Prema tome, nakon prekoračenja napona dodira širina kanala mora ostati konačna i poprima neku vrlo malu vrijednost δ , što je ilustrirano na slici 15.9b.



Sl. 15.10. Izlazne karakteristike idealnog spojnog FET-a s homogenim kanalom N-tipa u spoju zajedničkog uvoda.

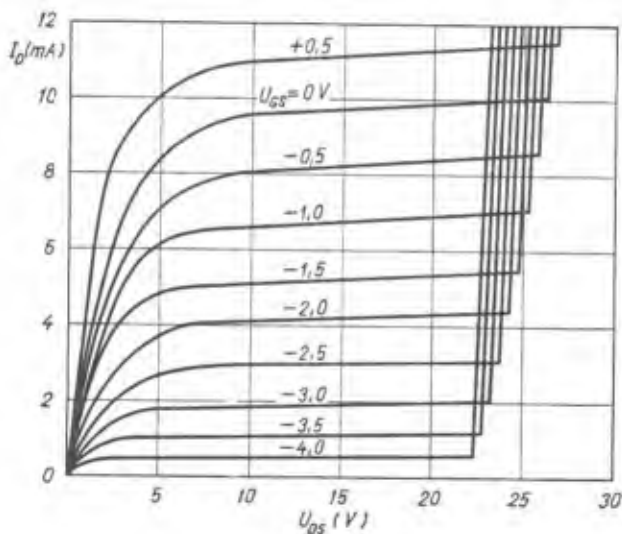
Dani izraz za struju odvoda vrijedi, dakle, do napona $U_{DS} = U_P + U_{GS}$, a nakon toga struja zauzima konstantan iznos, za koji iz jednadžbe (15.17) slijedi:

$$I_D = \frac{G_0 U_P}{3} \left[1 - 3 \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right) + 2 \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right)^{3/2} \right]. \quad (15.18)$$

Budući da uz napone $U_{DS} > U_P + U_{GS}$ struja I_D ostaje praktički konstantna, to se područje naziva *područje zasićenja*. Maksimalna struja odvoda dobiva se uz napon $U_{GS} = 0$, što daje:

$$I_{DSS} = \frac{G_0 U_P}{3} \quad (15.19)$$

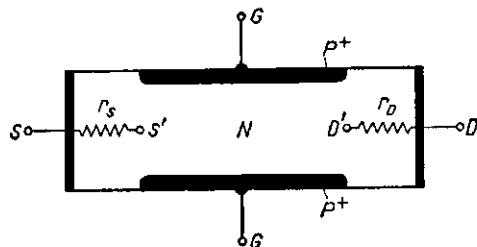
Na osnovu izloženog moguće je napon dodira U_P definirati kao onaj napon između odvoda i uvoda U_{DS} uz napon $U_{GS} = 0$ kod kojega dolazi do dodira barijera na mjestu odvoda. Oblik *izlaznih karakteristika*: $I_D = f(U_{DS})$ uz U_{GS} kao parametar idealnog spojnog FET-a prikazan je na slici 15.10. U prvom području, gdje struja I_D raste, vrijedi jednačba (15.17). To područje se naziva *triodno područje*. U području zasićenja vrijedi jednačba (15.18). Oba područja su odijeljena krivuljom napona dodira $U_{DG} = U_P$, odnosno $U_{DS} = U_P + U_{GS}$, koja je crtkano označena na slici. U početku triodnog područja, tj. za vrlo niske napone U_{DS} jednačba (15.17) prelazi u jednačbu (15.11); uz te uvjete se FET ponaša kao linearan otpor.



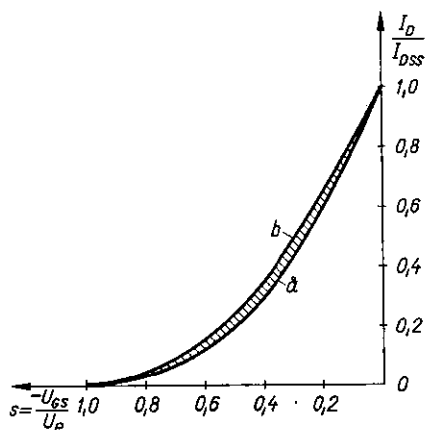
Sl. 15.11. Izlazne karakteristike realnog spojnog FET-a sa N-kanalom.

Na slici 15.11 prikazane su izlazne karakteristike nekog realnog spojnog FET-a s N-kanalom. Usporedba s idealiziranim karakteristikama pokazuje dobro slaganje. Izvjesna odstupanja ne iznenađuju, uzevši u obzir drastična pojednostavnjenja kod izvoda jednačbe za struju odvoda. Tako je pretpostavljeno da je pokretljivost nosilaca konstantna. Međutim, kod viših napona U_{DS} jakost polja u kanalu, a naročito u blizini odvoda je obično veća od kritične, tako da pokretljivost počinje

opadati. Drugim riječima: pokretljivost elektrona duž kanala obično nije konstantna. Isto tako je pretpostavljeno da je dužina kanala puno veća od njegove širine i da se širina mijenja postepeno. Kada se napon U_{dg} počinje približavati naponu dodira, a naročito kad je viši od njega, ta tvrdnja prestaje biti točna. Nadalje, treba napomenuti da područje upravljačke elektrode ne može ići do rubova kanala. Zbog toga rubovi kanala nisu pod kontrolom napona upravljačke elektrode. To je vidljivo iz slike 15.12, gdje su sa r_s i r_d označeni otpori *neaktivnog* dijela kanala, uz područja uvida i odvoda. Jednadžbe (15.17) i (15.18) vrijede zapravo uz napone između točaka G , S' i D' . Naročito treba paziti na to da je otpor r_s što manji, jer on dovodi do smanjenja strmine *FET*-a, kao što će kasnije biti pokazano. Relativna jednostavnost izraza za struju I_D je također posljedica činjenice da je pretpostavljen homogen kanal.



Sl. 15.12. Ilustracija parazitnih otpora uvida i odvoda.



Sl. 15.13. Granice prijenosnih karakteristika u području zasićenja, za razne tehnološke postupke u proizvodnji *FET*-a.

Karakteristike realnog spojnog *FET*-a pokazuju vrlo blag porast struje u području zasićenja, tako da koljeno karakteristika, odnosno napon dodira U_p , nije u njima oštro definiran. Nagao porast struje odvoda kod viših napona je rezultat *proboja* *P-N* barijere upravljačka elektroda - kanal u blizini odvoda. Gornja karakteristika na slici 15.11 snimljena je uz napon $U_{GS} = +0,5$ V. Unatoč toj propusnoj polarizaciji struja upravljačke elektrode bit će neznatna, jer silicijeve diode trebaju 0,5-0,6 V propusnog napona da bi struja postala zamjetljiva.

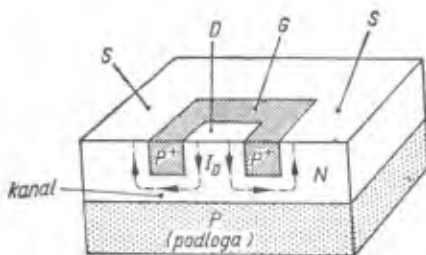
Prijenosne karakteristike $I_G = f(U_{GS})$ uz napon U_{DS} kao parametar u području zasićenja slijede jednadžbu (15.18). Budući da su uz idealizirane pretpostavke izlazne karakteristike u području zasićenja horizontalne, tj. neovisne o naponu U_{DS} , familija karakteristika se reducira u jednu krivulju. Kod realnog spojnog *FET*-a, čije su izlazne karakteristike prikazane na slici 15.11, karakteristike u području zasićenja imaju vrlo blagi nagib, tako da će prijenosne karakteristike ovisiti u vrlo maloj mjeri i o naponu U_{DS} . Na slici 15.13 prikazane su prijenosne karakteristike prema jednadžbi (15.18) u normiranom obliku. Označivši sa s omjer $-U_{GS}/U_p$, oblik tih karakteristika zadovoljava jednadžbu:

$$I_D/I_{DSS} = 1 - 3s + 2s^{3/2}. \quad (15.20)$$

Pokazano je eksperimentalno i teoretski da prijenosne karakteristike bilo kojeg spojnog *FET*-a, bez obzira na tehnološki postupak, leže u granicama između karakteristike za *FET* s homogenim kanalom prema jednadžbi (15.19) i karakteristike koja zadovoljava jednadžbu:

$$I_D/I_{DSS} = (1 - s)^2 \quad (15.20)$$

Karakteristika prema jednadžbi (15.19) označena je na slici 15.13 sa *a*, a ona prema jednadžbi (15.20) sa *b*. Kao što se vidi, granice prijenosnih karakteristika su vrlo uske. Zbog toga se kao dobra aproksimacija za prijenosnu karakteristiku bilo kojeg spojnog *FET*-a može uzeti jednostavna kvadratična karakteristika prema jednadžbi (15.20). Prijenosna karakteristika *IGFET*-a je također opisana tom jednadžbom.



Sl. 15.14. Osnovna struktura spojnog *FET*-a dobivenog tehnikom dvostruke difuzije.

Najčešći tehnološki postupak za dobivanje spojnog *FET*-a je postupak difuzije nečistoća. Na slici 15.14 prikazani su bitni dijelovi spojnog *FET*-a sa *P*-kanalom dobivenog tehnikom dvostruke difuzije. Na slabo vodljivoj *P*-podlozi ($N_A \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), debljine od 150 do 250 μ , dobiva se difuzijom donora površinske koncentracije $N_{D0} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ područje uvida, odvoda i kanala. Drugom difuzijom akceptora vrlo visoke površinske koncentracije ($N_{A0} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), dobiva se područje upravljačke elektrode. Širina kanala je oko 1-2 μ . Podloga je najčešće spojena na uvod. Ona se, međutim, ponekad koristi i kao druga upravljačka elektroda. Pri tome se mora uvijek osigurati reverzna polarizacija *P*-*N* spoja podloga-kanal.

Osnovni parametri *FET*-a su napon dodira U_p , struja odvoda I_{DSS} , strmina g_m , kao i kapacitivnosti između elektroda. Isto tako je važan ulazni otpor, koji je povezan sa strujom reverzno polariziranog *P*-*N* spoja. Napon dodira dan je jednadžbom (15.7). Poželjno je da napon dodira bude nizak (nekoliko volti), jer je u tom slučaju područje zasićenja koje se najčešće koristi šire. Malom iznosu napona U_p doprinosi niska koncentracija nečistoća u kanalu, kao i što uži kanal. Struja I_{DSS} prema jednadžbi (15.10) proporcionalna je produktu $G_0 \cdot U_p$, odnosno produktu faktora $N_D^2 \cdot a^3$. Znači, veća struja zasićenja iziskuje bolje vodljivi i širi kanal. U odnosu na zahtjev za niskim naponom U_p to iziskuje kompromis.

Strmina je vrlo važan parametar *FET*-a, jer je njoj direktno proporcionalno naponsko pojačanje. Definirana je na analogan način kao za cijevi i bipolarne tranzistore:

$$g_m = \left(\frac{di_D}{du_{GS}} \right)_{U_{DS}} = \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \quad (15.21)$$

Primjena definicije na izraz (15.17) daje:

$$g_m = G_0 \left[\left(\frac{U_{DS} - U_{GS}}{U_p} \right)^{1/2} - \left(-\frac{U_{GS}}{U_p} \right)^{1/2} \right] \quad (15.22)$$

Ta relacija vrijedi za triodno područje. Za područje zasićenja dobiva se iz relacije (15.22) i uvjeta $U_{DS} - U_{GS} = U_P$ slijedeći izraz za strminu:

$$g_m = G_0 \left[1 - \left(-\frac{U_{GS}}{U_P} \right)^{1/2} \right]. \quad (15.23)$$

Za $U_{GS} = 0$ strmina ima maksimalni iznos:

$$g_{mM} = G_0. \quad (15.24)$$

Iz izraza (15.23) i (15.10) proizlazi da je strmina u području zasićenja kod danog napona U_{GS} jednaka vodljivosti kanala kod istog napona U_{GS} uz vrlo niski napon U_{DS} . Maksimalna strmina je prema jednadžbi (15.24) jednaka vodljivosti potpuno otvorenog kanala. Kao što se vidi, veća strmina postiže se dobro vodljivim i kratkim kanalom. Tipične strmine spojnog *FET*-a u području zasićenja su nekoliko mA/V uz struje I_{DSS} reda nekoliko miliampera. Strmine koje se postižu upotrebom podloge kao druge upravljačke elektrode su obično znatno manje.

Izlazna dinamička vodljivost *FET*-a, tj. nagib $I_D = f(U_{DS})$ karakteristika dana je relacijom:

$$g_o = \frac{1}{r_o} = \left(\frac{dI_D}{dU_{DS}} \right)_{U_{GS}} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}}, \quad (15.25)$$

što na osnovu jednadžbe (15.17) daje:

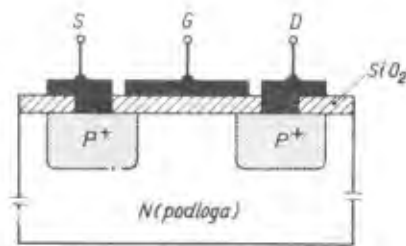
$$g_o = G_0 \left[1 - \left(\frac{U_{DS} - U_{GS}}{U_P} \right) \right]^{1/2}. \quad (15.26)$$

Izraz (15.26) vrijedi u triodnom području. U početku tog područja, uz vrlo male napone U_{DS} , izraz (15.26) prelazi u izraz (15.10). To znači da je uz te uvjete dinamička vodljivost jednaka statičkoj. To je svojstvo linearnih otpora, a tim svojstvom *FET* raspolaže u početku triodnog područja. Za idealni spojni *FET* je dinamička vodljivost u području zasićenja jednaka nuli. Karakteristike realnog *FET*-a imaju u području zasićenja konačan, iako mali nagib. To znači da imaju i konačnu, iako vrlo malu dinamičku vodljivost, odnosno velik izlazni dinamički otpor.

15.3. Fizikalni osnovi rada tranzistora s efektom polja s izoliranom upravljačkom elektrodom

U uvodnim izlaganjima u članku 15.1 je istaknuto da *MOSFET* i *TFT* spadaju u kategoriju tranzistora s efektom polja s izoliranom upravljačkom elektrodom. Principi rada tih obaju predstavnika *IGFET*-a su u biti isti. Ovdje će biti analizirani principi rada *MOSFET*-a, jer su oni za sada mnogo češće u upotrebi. *MOSFET* može biti izveden sa *P*-kanalom na podlozi *N*-tipa i sa *N*-kanalom na podlozi *P*-tipa. Rad *MOSFET*-a ovisi o nastajanju inverzionog sloja na podlozi — što je već u uvodu rečeno. Međutim, uvjeti nastajanja inverzionog sloja različiti su u oba slučaja, tako da će biti potrebno da se u izvjesnoj mjeri posebno analiziraju.

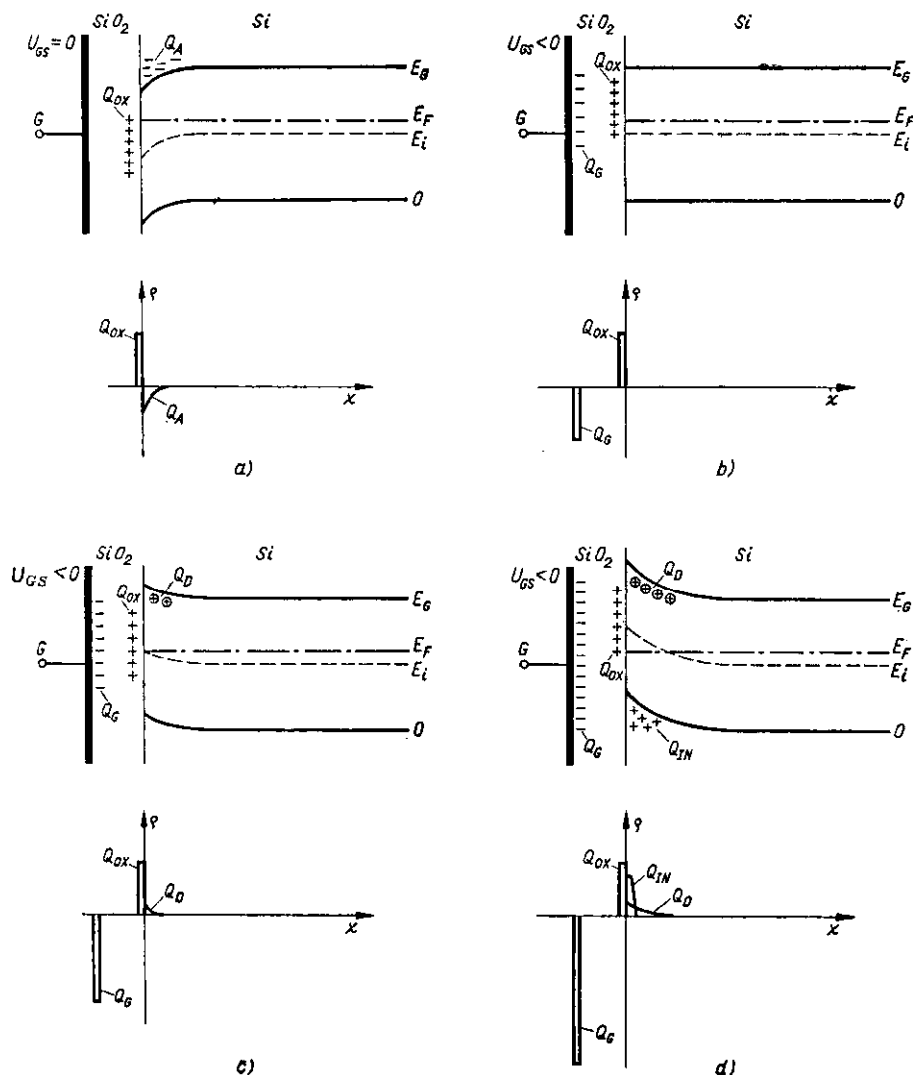
Na slici 15.15 prikazana je osnovna geometrijska konfiguracija *MOSFET*-a sa *P*-kanalom na *N*-podlozi. Debljina relativno slabo onečišćene podloge je od 150 do 250 μ . Debljina oksida je obično od 800 do 2000 Å. Dubina difuzije *P*⁺ područja uvida i odvoda je nekoliko mikrona, a udaljenost tih područja, koja je istovremeno i dužina kanala, kreće se od nekoliko mikrona do nekoliko desetaka mikrona.



Sl. 15.15. Osnovna konfiguracija *MOSFET*-a sa *P*-kanalom.

Da bi se razumjeli uvjeti pod kojima može teći struja, potrebno je objasniti svojstva međupovršine *Si-SiO₂*. Već je ranije istaknuto da na površini silicija postoje površinska energetska stanja, koja mogu imati donorski ili akceptorski karakter. Da li će ta stanja biti popunjena elektronima ili ne, ovisi o položaju nivoa tih stanja u odnosu na Fermijev nivo. Površinska energetska stanja raspoređena su unutar zabranjenog pojasa, a njihova koncentracija ovisi o načinu obrade površine silicija, kao i okolišnom ambijentu. Do sada je karakter tih površinskih stanja u priličnoj mjeri nerazjašnjen. Međutim, eksperimentalno je pokazano da u prisustvu silicijevog dioksida površina silicija ima redovito tendenciju da postane poluvodič *N*-tipa. To se događa bez obzira da li je podloga poluvodič *P*-tipa ili *N*-tipa. Dakle, u slučaju da je podloga *N*-tipa, površina će biti još jače izraženi *N*-tip; odnosno, na površini će se obrazovati obogaćeni sloj. Ako je podloga *P*-tipa, površina će biti slabiji *P*-tip, ili čak *N*-tip. Drugim riječima: na podlozi *P*-tipa površina će biti osiromašeni sloj ili inverzioni sloj. (Vidi članak 9.6.) Sva ova razmatranja vrijede za slučaj kada je vanjski napon $U_{GS} = 0$. Primjenom napona upravljačke elektrode, ovisno o njegovom iznosu i polaritetu, nastajat će inverzija, ili će se već postojeća inverzija površine pojačavati ili slabiti. Postojanje inverzionog sloja na površini podloge bitan je preduvjet za rad *MOSFET*-a. Naime, uz površinu koja je istog tipa vodljivosti kao i podloga, a drugačijeg tipa vodljivosti od područja uvida i odvoda, rad *MOSFET*-a nije moguć. U tom bi slučaju površinski kanal s područjima uvida i odvoda predstavljao dva reverzno polarizirana *P-N* spoja. Struju kanala na relaciji uvod-odvod moraju sačinjavati nosioci onog tipa koji odgovara većinskim nosiocima područja uvida i odvoda, a to iziskuje stvaranje inverzionog sloja.

S obzirom na tendenciju stvaranja površine N-tipa, može se efekt površinskih stanja sumarno i pojednostavnjeno predstaviti djelovanjem *pozitivnog naboja u oskidu* Q_{ox} , koji je smješten uz samu međupovršinu SiO_2 -Si. Takav pozitivni naboj



Sl. 15.16. Dijagram energetske pojase i prostornog naboja uz međupovršinu Si-SiO₂ uz razne napone U_{GS} . Podloga je N-tip. a) Napon $U_{GS} = 0$. Površina je akumulacioni sloj. b) Napon $U_{GS} < 0$. Površina je u ovom specijalnom slučaju istih svojstava kao i podloga. c) Napon $U_{GS} < 0$. Površina je osiromašeni sloj. d) Napon $U_{GS} < 0$. Površina je inverzioni sloj. Rad MOSFET-a je sada moguć. (MOSFET sa P-kanalom obogaćenog tipa.)

ima tendenciju da iz dubine podloge privuče negativne naboje, tj. elektrone prema površini. To znači da će koncentracija elektrona uz površinu silicija biti veća nego u dubini podloge. Elektroni ne mogu prijeći u silicijev dioksid, jer nemaju dovoljnu energiju, već će se nagomilavati uz površinu silicija.

Na slici 15.16 prikazan je energetski dijagram silicija u dubini i u blizini površine u prisustvu silicijevog dioksida, čije je djelovanje predstavljeno pozitivnim nabojem Q_{ox} . Upravljačka elektroda G smještena je na vanjskoj strani oksida i ovisno o njenom naponu U_{gs} postojat će na njoj naboj Q_G . Iznos i predznak napona Q_G ovisit će o iznosu i predznaku napona U_{gs} . Istovremeno je prikazan i dijagram prostornog naboja. Apscisa obaju dijagrama je zajednička i predstavlja geometrijsku koordinatu. Uzet je slučaj podloge N -tipa. Fermijev nivo je označen sa E_F , i on je konstantan, dok je sa E_i označen nivo sredine zabranjenog pojasa. Koncentracije elektrona i šupljina na bilo kojem mjestu određene su poznatim relacijama:

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} \quad (15.27)$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \quad (15.28)$$

Slika 15.16a prikazuje slučaj kada je $U_{gs} = 0$, pa je prema tome i $Q_G = 0$. Zbog prisustva pozitivnog naboja Q_{ox} bit će elektroni iz dubine privučeni na površinu, pa će njihova površinska koncentracija biti veća od volumne. Koncentracija manjinskih šupljina bit će naprotiv, veća u dubini nego na površini, jer je na svakom mjestu $p \cdot n = n_i^2$. Energetski nivoi uz površinu bit će zakrivljeni prema dolje, a površina će sadržavati suvišak elektrona, tj. *akumulacioni sloj* čiji je naboj Q_A . Sistem upravljačka elektroda-silicijev dioksid-silicij kao cjelina je neutralan. U ovom specijalnom slučaju je $Q_{ox} + Q_A = 0$, što je ilustrirano na slici. Pod tim prilikama rad MOSFET-a nije moguć.

Na slici 15.16b prikazan je slučaj kada je na upravljačku elektrodu priključen negativan napon U_{gs} . Zbog toga će i naboj te elektrode Q_G biti negativan. Ilustriran je specijalan slučaj kada je $Q_G = -Q_{ox}$. U tom slučaju dodatnog naboja na površini nema i energetski pojasi su svugdje ravni. Površina je opet N -tip i rad MOSFET-a nije moguć.

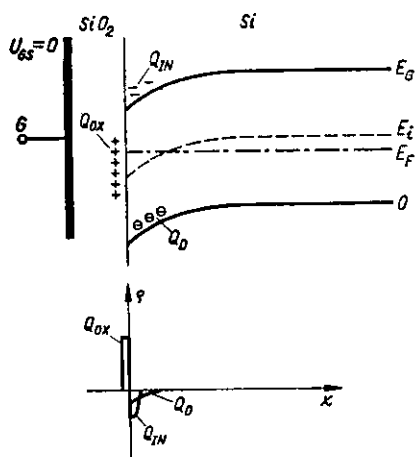
Ukoliko napon U_{gs} postaje još negativniji, doći će konačno do situacije kada će površina postati P -tip na N -podlozi, tj. inverzioni sloj. Proces prelaska od akumulacionog sloja do inverzionog sloja je, međutim, kontinuiran. Prije nego što na površini nastane inverzioni sloj, površina ima svojstvo osiromašenog sloja. Osiromašeni površinski sloj je onaj sloj kod kojega je površinska koncentracija većinskih nosilaca manja od koncentracije većinskih nosilaca u dubini poluvodiča. Ta situacija je ilustrirana na slici 15.16c. Napon U_{gs} je sada još negativniji nego u slučaju b. U prikazanom specijalnom slučaju je površina intrinzična. To znači da na površini nivo sredine zabranjenog pojasa koincidira s Fermijevim nivoom, tj. $E_F = E_i$. Naboj nosilaca u površinskom sloju je zanemariv. Prostorni naboj u poluvodiču predstavlja naboj osiromašenog sloja, tj. nekompenziranih donora Q_D . Naime, uslijed djelovanja negativnog naboja Q_G su elektroni potisnuti u dubinu poluvodiča, a donori uz površinu su ostali nekompenzirani. Opet je ispunjen uvjet neutralnosti: $Q_G + Q_{ox} + Q_D = 0$. Rad MOSFET-a još nije moguć.

Daljnijim povišenjem negativnog napona U_{gs} stvara se konačno inverzioni sloj. Ta situacija je ilustrirana na slici 15.16d. Inverzioni sloj prema definiciji nastaje onda kada je površinska koncentracija šupljina jednaka koncentraciji elek-

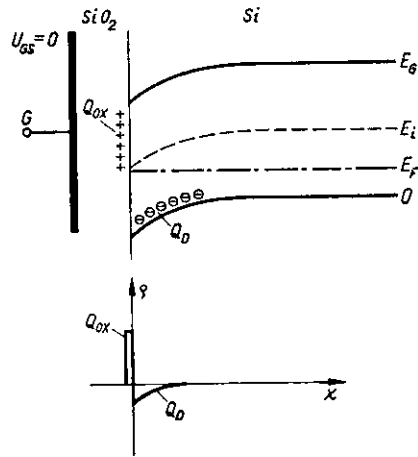
trona u dubini podloge N -tipa, tj. kada je $p_s = n_v$. U tom slučaju je Fermijev nivo na površini jednako udaljen od sredine zabranjenog pojasa kao i u dubini poluvodiča, ali na suprotnu stranu. Kao *napon praga* ili *napon dodira* U_p definira se onaj napon između upravljačke elektrode i uvida kod kojega baš nastaje inverzioni sloj. To je istovremeno i onaj napon U_{GS} kod kojega struja kroz kanal na relaciji uvod-odvod praktički može početi teći. Za sumu svih naboja opet vrijedi relacija neutralnosti:

$$Q_G + Q_{ox} + Q_{IN} + Q_D = 0. \quad (15.29)$$

Naboj Q_{IN} je naboj inverzionog sloja. Širina inverzionog sloja, koja je istovremeno i širina kanala je vrlo mala, reda $0,01 \mu$. Inverzioni sloj je daleko uži od osiromašenog sloja u kome dominira naboj nekompenziranih nečistoća Q_D . Povišenjem negativnog napona U_{GS} naboj inverzionog sloja Q_{IN} sve će više rasti, pa će vodljivost kanala biti sve veća. Naboj osiromašenog sloja ostaje pri tome praktički nepromi-



Sl. 15.17. Dijagram energetske pojase i prostornog naboja uz granicu Si-SiO₂ za slučaj podloge P -tipa uz napon $U_{GS} = 0$. Inverzioni sloj (inicijalni kanal) već postoji i rad MOSFET-a je već moguć. (MOSFET sa N -kanalom osiromašenog tipa.)

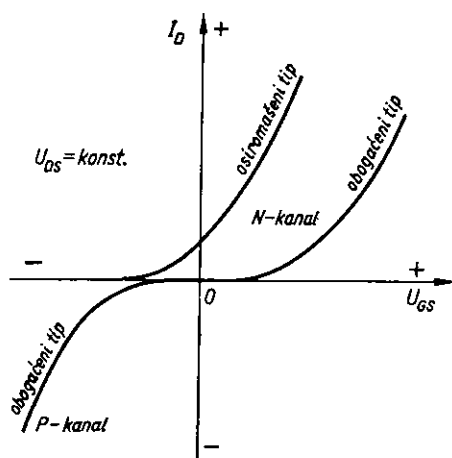


Sl. 15.18. Dijagram energetske pojase uz granicu Si-SiO₂ za slučaj podloge P -tipa, uz napon $U_{GS} = 0$. (Površina je osiromašeni sloj, nema inicijalnog kanala; MOSFET sa N -kanalom obogaćenog tipa.)

jenjen. U svim iznesenim primjerima pretpostavljalo se da je napon između odvoda i uvida $U_{DS} = 0$. Uz taj uvjet prikazani dijagrami vrijede na bilo kojem mjestu duž kanala. Struja kanala I_D će, naravno, moći teći tek kada se priključi napon U_{DS} . Analiza strujno-naponskih ovisnosti $I_D = f(U_{DS}, U_{GS})$ bit će dana u slijedećem članku.

S obzirom na prilike uz površinu, MOSFET s P -kanalom moći će raditi samo uz negativan napon U_{GS} . Uz to mora biti ispunjen i uvjet $|U_{GS}| > |U_p|$. Pomoću negativnog vanjskog napona U_{GS} se inverzioni sloj obogaćuje šupljinama. Zbog toga se takav tip MOSFET-a naziva *obogaćeni tip* (enhancement type). On može raditi samo u *obogaćenom modu* (enhancement mode). Dakle, MOSFET sa P -kanalom može biti samo obogaćenog tipa.

Međutim, *MOSFET* može imati i *N*-kanal na *P*-podlozi, što je ilustrirano na slici 15.3. Zbog prisustva pozitivnog naboja u oksidu Q_{ox} , koji je smješten uz granicu $\text{SiO}_2\text{-Si}$, površina će biti *N*-tip i bez prisustva vanjskog napona U_{GS} . Dijagram energetskih pojasa i prostornog naboja prikazan je na slici 15.17. Inverzioni sloj postoji i uz napon $U_{GS} = 0$. Prema tome, ako napon U_{GS} postaje negativan, elektroni će biti odbijani od površine, ali će rad biti moguć tako dugo dok početni inverzioni sloj (*inicijalni kanal*) ne nestane. Kao napon dodira definira se onaj napon između upravljačke elektrode i uvoda U_{GS} kod kojega prethodno postojeći inverzioni sloj baš nestaje.



Sl. 15.19. Prijenosne karakteristike *MOSFET*-a sa *N*-kanalom i sa *P*-kanalom u području zasićenja.

Budući da je rad tog *MOSFET*-a moguć i uz $U_{GS} < 0$, tj. pod uvjetima osiromašenja kanala elektronima, naziva se taj režim rada *osiromašeni mod* (*depletion mode*). Rad je, naravno, moguć i uz pozitivne napone U_{GS} , jer se u tom slučaju inverzioni kanal obogaćuje elektronima. Prikazani *MOSFET* sa *N*-kanalom može, dakle, raditi i u obogaćenom i osiromašenom modu. Takav tip *MOSFET*-a naziva se *osiromašeni tip* (*depletion type*). Dijagrami energetskih pojasa se uz razne napone U_{GS} zakrivljuju na analogan način kao i na slici 15.16, pa se prikaz izostavlja.

Postoje također i *MOSFET*-i sa *N*-kanalom *obogaćenog tipa*. Oni mogu raditi samo u *obogaćenom modu*, tj. uz napon $U_{GS} > 0$. To se postiže jačim onečišćenjem podloge. U tu svrhu mora biti koncentracija akceptora u *P*-podlozi nešto veća od 10^{16} cm^{-3} . Naime, uz te prilike ne može doći do inverzije površine uz napon $U_{GS} = 0$, pa nema inicijalnog kanala. Površina je zbog toga osiromašeni sloj, što je ilustrirano na slici 15.18. U prikazanom slučaju je površina skoro intrinzična, a naboj u oksidu jednak je približno naboju osiromašenog sloja, tj. naboju nekompenziranih akceptora.

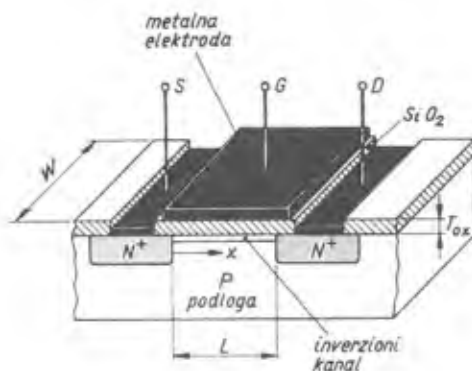
Rezimirajući, može se reći da je *MOSFET* sa *P*-kanalom redovito obogaćenog tipa. Može raditi samo uz napone $U_{GS} < 0$. Napon dodira U_P je također negativan. To isto vrijedi i za napon U_{DS} i struju I_D . Dobar dio *MOSFET*-a sa *N*-kanalom su osiromašenog tipa. Mogu, dakle, raditi uz $U_{GS} \geq 0$. Napon dodira $U_P < 0$.

MOSFET sa *N*-kanalom obogaćenog tipa može raditi samo uz napon $U_{GS} > 0$. Kod njega je i napon dodira pozitivan. Bez obzira na tip je napon $U_{DS} > 0$ i struja $I_D > 0$.

Prijenosne karakteristike $I_D = f(U_{GS})$ u području zasićenja prikazane na slici 15.19 ilustriraju navedene mogućnosti. Treba napomenuti da bi u principu bilo moguće dobiti i *MOSFET* sa *P*-kanalom osiromašenog tipa, koji bi, dakle, mogao raditi uz napon $U_{GS} > 0$. U tu svrhu bi bilo potrebno tehnološkim putem stvoriti inverzioni sloj, tj. inicijalni kanal. To bi bilo moguće postići jednom posebnom, vrlo plitkom difuzijom akceptora u gornju površinu podloge. Takva mogućnost se za sada komercijalno ne koristi.

15.4. Analiza osnovnih svojstava *MOSFET*-a

Na slici 15.20 prikazana je osnovna geometrija *MOSFET*-a s pripadnim dimenzijama. Za osnovu analize uzet će se *MOSFET* s *N*-kanalom. Podloga je, dakle, *P*-tip i pretpostavit će se da je na istom potencijalu kao i uvod.



Sl. 15.20. Osnovna prostorna geometrijska konfiguracija *MOSFET*-a sa *N*-kanalom.

Gustoća površinskog naboja u siliciju σ određena je jednačom (15.1). Zbog velike razlike u otporima silicijevog dioksida i silicija sav izvana priključeni napon U_{GS} ležat će na oksidu. To znači da je jakost polja u siliciju zanemariva u odnosu na jakost polja u oksidu, koja je prema tome jednaka U_{GS}/T_{ox} , gdje je T_{ox} debljina sloja oksida, prema slici 15.20. Na osnovu rečenog iz jednačbe (15.1) proizlazi:

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon' U_{GS}}{T_{ox}} \quad (15.30)$$

Ukoliko je napon U_{GS} pozitivan, bit će inducirana gustoća površinskog naboja negativna. Relacija (15.30) daje ukupnu gustoću izvana induciranog površinskog

naboja. Međutim, za rad *MOSFET*-a mjerodavna je gustoća pokretnog naboja u inverzionom sloju σ_m . Budući da je napon U_{GS} kod kojega dolazi do inverzije jednak naponu dodira U_P , za σ_m vrijedit će slijedeća relacija:

$$\sigma_m = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon'}{T_{ox}} (U_{GS} - U_P). \quad (15.31)$$

Za sada je pretpostavljeno da je napon između odvoda i uvoda $U_{DS} = 0$. Uz takve prilike je gustoća naboja u inverzionom sloju po dužini kanala L na svakom mjestu ista i određena relacijom (15.31). Međutim, kada je između odvoda i uvoda priključen napon U_{DS} koji omogućuje prolaz struje kanala (odvoda) I_D , doći će duž kanala do pada napona. Potencijal bilo kojeg mjesta x bit će U , gdje je $0 \leq U \leq U_{DS}$. Uslijed toga će gustoća naboja $\sigma_m(x)$ ovisiti o koordinati x i za nju će vrijediti relacija:

$$\sigma_m(x) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon'}{T_{ox}} (U_{GS} - U - U_P). \quad (15.32)$$

Za vodljivost jedinične dužine kanala $G(x)$ dobiva se iz relacije (15.32) slijedeći izraz:

$$G(x) = \mu \cdot \sigma_m(x) \cdot W, \quad (15.33)$$

gdje je μ pokretljivost elektrona, dok je sa W prema slici 15.20 označena dubina kanala. Vodljivost $G(x)$ ovisit će kao i $\sigma_m(x)$ o koordinati x . Njena dimenzija je Ω^{-1} cm. Prema tome, za struju kanala, koja je istovremeno i struja odvoda I_D , vrijedi:

$$I_D = G(x) \cdot \frac{dU}{dx}, \quad (15.34)$$

odnosno:

$$I_D = \frac{\mu \varepsilon_0 \varepsilon' \cdot W}{T_{ox}} (U_{GS} - U_P - U) \cdot \frac{dU}{dx}. \quad (15.35)$$

Budući da je struja I_D na svakom mjestu duž kanala ista, a vodljivost $G(x)$ nije, neće niti jakost polja duž kanala dU/dx biti konstantna. Množenjem objiju strana jednadžbe (15.35) sa dx i integracijom dobiva se:

$$I_D \int_0^L dx = \frac{\mu \varepsilon_0 \varepsilon' \cdot W}{T_{ox}} \int_0^{U_{DS}} (U_{GS} - U_P - U) \cdot dU, \quad (15.36)$$

iz čega slijedi:

$$I_D = \frac{\mu \varepsilon_0 \varepsilon' \cdot W}{T_{ox} \cdot L} U_{DS} \left(U_{GS} - U_P - \frac{U_{DS}}{2} \right). \quad (15.37)$$

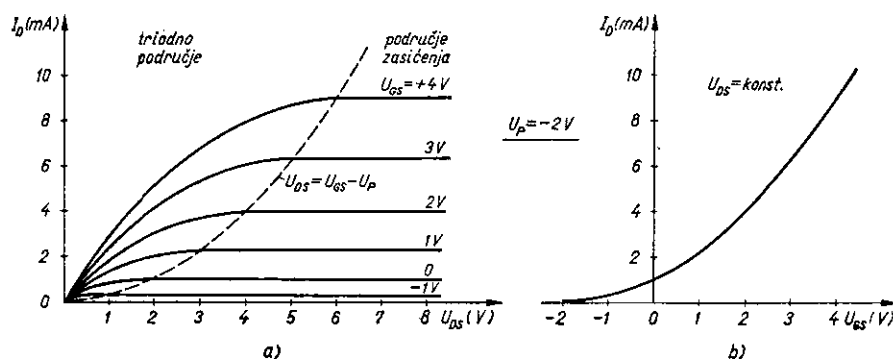
Pretpostavljeno je da je pokretljivost elektrona konstantna, tj. neovisna o naponima U_{DS} i U_{GS} , što nije sasvim točno. Kod viših napona U_{DS} jakost polja duž ka-

nala, koji je kratak, bit će veća od kritične jakosti polja, naročito u blizini odvoda, pa će se pokretljivost smanjivati. Utjecaj napona U_{GS} na pokretljivost manifestira se u komponenti brzine okomitoj na međupovršinu Si-SiO₂. Tu dolazi djelomično do neelastičnog reflektiranja elektrona, što se također manifestira kao pad pokretljivosti, naročito kod viših napona U_{GS} . Unatoč tome je relacija (15.37) u dobrom skladu s eksperimentom.

Promatrana sa matematičkog stanovišta jednadžba (15.37) ima maksimum za struju I_D uz napon $U_{DS} = U_{GS} - U_P$. Za više napone U_{DS} struja bi počela padati i za napon $U_{DS} = 2(U_{GS} - U_P)$ bi pala na nulu. Fizikalno je takvo ponašanje nemoguće. Zbog toga jednadžba (15.37) vrijedi samo do napona $U_{DS} = U_{GS} - U_P$, a nakon toga zauzima konstantan iznos koji se dobiva uvrštenjem $U_{DS} = U_{GS} - U_P$ u jednadžbu (15.37), što daje:

$$I_D = \frac{\beta}{2} (U_{GS} - U_P)^2, \quad (15.38)$$

gdje je $\beta = (\mu \epsilon_0 e' W / T_{ox} L)$. Jednadžba (15.38) vrijedi u području zasićenja, dok jednadžba (15.37) vrijedi u triodnom području. Nakon što napon U_{DS} prekorači iznos $U_{GS} - U_P$, struja ostaje u prvoj aproksimaciji konstantna. Ona ne može opadati jer je uzrok pada napona duž kanala baš struja I_D . Nestankom struje kao uzroka nestao bi i pad napona kao posljedica.



Sl. 15.21. Karakteristike idealnog MOSFET-a sa N-kanalom osiromašenog tipa: a) Izlazne karakteristike, b) prijenosne karakteristike.

S obzirom na navedena pojednostavnjenja, karakteristike MOSFET-a koje rezultiraju iz jednadžbi (15.37) i (15.38) bit će idealizirane. One su prikazane na slici 15.21 za MOSFET sa N-kanalom osiromašenog tipa. Na slici a dane su izlazne karakteristike, a na slici b prijenosne karakteristike u području zasićenja. Za prikazani MOSFET je napon dodira $U_P = -2$ V. U izlaznim karakteristikama je triodno područje odijeljeno od područja zasićenja crtkanom krivuljom koja udovoljava uvjetu $U_{DS} = U_{GS} - U_P$.

Jednadžba (15.38) pokazuje da *MOSFET* u području zasićenja ima kvadratičnu prijenosnu karakteristiku. Ona se može pisati i u obliku:

$$I_D = \frac{\beta}{2} U_P (1 - s)^2, \quad (15.39)$$

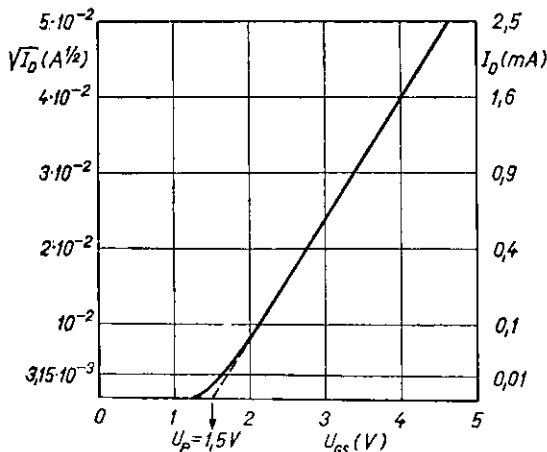
gdje je $s = U_{gs}/U_P$. Izrazi za struju odvoda vrijede isto tako i za *MOSFET* obogaćenog tipa bez obzira da li je kanal *N*-tip ili *P*-tip.

Iz relacije (15.37) proizilazi da u početku triodnog područja, uz vrlo niske napone U_{ds} , za struju odvoda vrijedi vrlo približno:

$$I_D = \beta U_{ds} (U_{gs} - U_P). \quad (15.40)$$

Relacija (15.40) pokazuje da je u početku triodnog područja struja I_D direktno proporcionalna naponu U_{ds} , tj. da između tih veličina postoji linearna veza. To znači da se *MOSFET* u tom području ponaša kao *linearan otpor* čiji se iznos može mijenjati pomoću napona upravljačke elektrode U_{gs} . Statički i dinamički otpor su u tom slučaju jednaki i iz jednadžbe (15.40) proizilazi:

$$\frac{1}{G_0} = R_0 = \frac{U_{ds}}{I_D} = r_0 = \frac{\partial u_{ds}}{\partial i_D} = \frac{1}{\beta (U_{gs} - U_P)}. \quad (15.41)$$



Sl. 15.22. Ilustracija načina određivanja napona dodira iz prijenosnih karakteristika.

Ukoliko se prijenosna karakteristika realnog *MOSFET*-a u području zasićenja stvarno vladala prema relaciji (15.38), tada prikaz $\sqrt{I_D} = f(U_{gs})$ mora dati pravac. Na slici 15.22 dan je takav prikaz. Puno izvučena linija daje rezultate mjerenja i vidi se da je suglasnost s navedenim relacijama vrlo dobra. Odstupanja nastaju tek kod vrlo malih iznosa struje I_D . Ekstrapolacija pravca do $I_D = 0$ daje najbolji način utvrđivanja napona dodira U_P . Za dani *MOSFET* je $U_P = +1,5$ V, što znači da je on obogaćenog tipa sa *N*-kanalom. Praktički je uobičajeno da se kao

napon dodira definira onaj napon U_{GS} kod kojega je struja $I_D = 10 \mu A$ u području zasićenja. Razlike između oba načina utvrđivanja napona U_P su redovito male.

Kao i kod spojnog *FET*-a, tako i kod *MOSFET*-a strmina je jedan od osnovnih parametara. Iz definicije dane jednačbom (15.21) i jednačbe (15.37) proizlazi:

$$g_m = \beta U_{DS}. \quad (15.42)$$

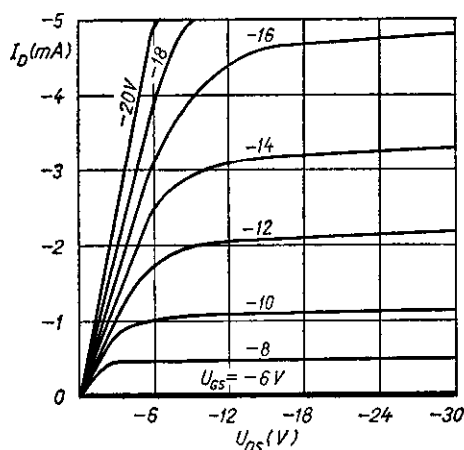
Gornja relacija vrijedi u triodnom području, dok se za područje zasićenja dobiva:

$$g_m = \beta (U_{GS} - U_P), \quad (15.43)$$

odnosno:

$$g_m = \sqrt{2 \beta I_D}. \quad (15.44)$$

Iz jednačbe (15.44) proizlazi da će strmina u području zasićenja biti to veća što je veća struja I_D i dubina kanala W , a manja debljina oksida T_{ox} i dužina kanala L .



Sl. 15.23. Izlazne karakteristike realnog *MOSFET*-a sa *P*-kanalom.

Usporedba relacija (15.43) i (15.41) pokazuje da je strmina u području zasićenja kod danog U_{GS} jednaka vodljivosti *FET*-a u linearnom području. Uz struje I_D od nekoliko miliampera mogu se dobiti strmine od nekoliko mA/V.

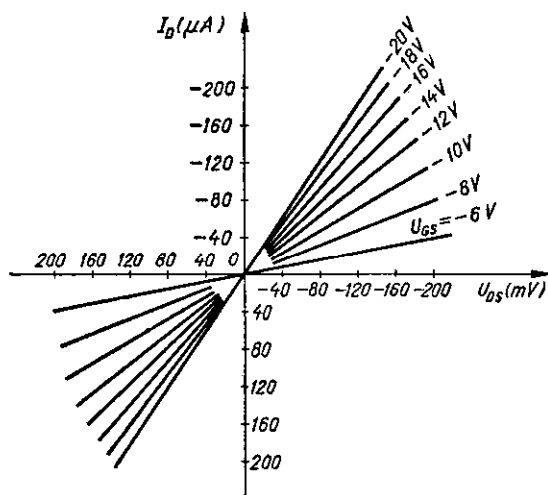
Izlazni dinamički otpor, odnosno vodljivost, dobiva se iz relacije:

$$g_0 = \frac{1}{r_0} = \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} = \beta (U_{GS} - U_P - U_{DS}). \quad (15.45)$$

Gornja relacija vrijedi u triodnom području, dok je u području zasićenja $g_0 = 0$, odnosno dinamički otpor beskonačan. To je posljedica činjenice da su izlazne karakteristike idealnog *MOSFET*-a u području zasićenja horizontalne.

Na slici 15.23 prikazane su *izlazne karakteristike* nekog realnog MOSFET-a s *P*-kanalom. Na njima se jasno razabire triodno područje i područje zasićenja s konačnim nagibom karakteristika.

Slika 15.24 daje karakteristike istog MOSFET-a u području *linearnog promjenljivog otpora*. Kao što se vidi, te karakteristike su simetrične u odnosu na ishodište. Doduše, uz napon $U_{DS} > 0$ je *P-N* spoj odvod-podloga propusno polariziran. Unatoč tome normalan rad MOSFET-a je moguć, jer za silicijeve *P-N* spojeve potrebno je barem 0,5 V propusnog napona da bi struja postala zamjetljiva. Dakle, uz napon $U_{DS} < 0$ područje linearnog promjenljivog otpora ograničeno je postepenim zakrivljenjem karakteristika u triodnom području, a uz napon $U_{DS} > 0$ je to područje ograničeno eksponencijalnim porastom struje I_D uslijed propusne polarizacije spoja odvod-podloga. Iz slike 15.24 je vidljivo, kao što i iz jednadžbe (15.41) slijedi, da je iznos otpora to manji što je napon U_{GS} iznosom veći, tj. što je

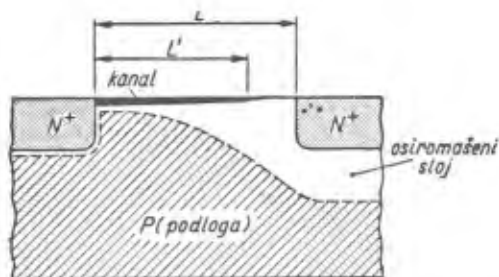


Sl. 15.24. Karakteristike MOSFET-a sa *P*-kanalom u području linearnog promjenljivog otpora.

MOSFET dublje u obogaćenom modu. Međutim, iz slike je također vidljivo da kod visokih iznosa U_{GS} utjecaj tog napona na otpor postaje sve manji. To je posljedica ranije spomenute činjenice da se uz više napone U_{GS} pokretljivost nosilaca u kanalu smanjuje, pa član β koji sadrži pokretljivost počinje opadati.

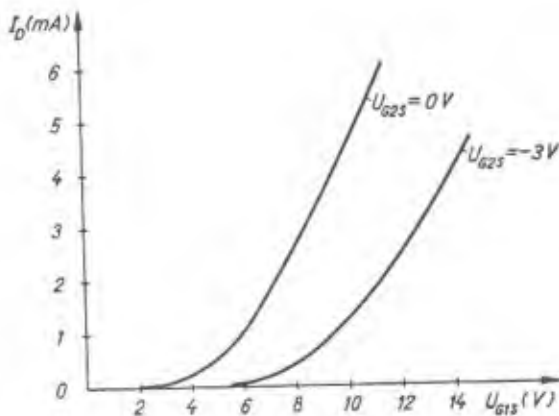
Objašnjenju činjenice da struja odvoda umjereno raste u području zasićenja poslužit će slika 15.25. Ona prikazuje samo isječak MOSFET-a bez oksidnog sloja. Osiromašeni sloj koji obuhvaća područje *P-N* barijera uz uvod i odvod i područje ispod kanala bit će to širi što je napon U_{DS} iznosom viši. Uz napone $U_{DS} > U_{GS} - U_P$ dolazi do skraćivanja kanala, tako da će njegova efektivna dužina L' biti manja od njegove geometrijske dužine L . Na efektivnoj dužini kanala djeluje napon $U_{DS} = U_{GS} - U_P$, dok na dijelu $L - L'$ djeluje višak iznad

toga iznosa. Vodljivost kanala je međutim to veća što je kanal kraći, pa će posljedica porasta napona U_{DS} biti i umjeren porast struje I_D u području zasićenja. Izvjesnu ulogu u povećanju struje I_D u području zasićenja ima i kapacitivna (elektrostatska) veza između N^+ područja odvoda i kanala kroz osiromašeni sloj podloge.



Sl. 15.25. Ilustracija oblika osiromašenog sloja i kanala za napon $U_{DS} > U_{GS} - U_P$.

To znači da porast napona U_{DS} , koji izaziva povećanu koncentraciju nekompenziranih pozitivnih donora u N^+ području odvoda, uslijed kapacitivne veze povećava u izvjesnoj mjeri koncentraciju elektrona u inverzionom sloju kanala, uslijed čega i struja raste. Drugim riječima: područje odvoda djeluje u izvjesnom smislu i kao



Sl. 15.26. Prijenosne karakteristike MOSFET-a sa N-kanalom obogaćenog tipa, uz prednapon podloge U_{GS} kao parametar.

upravljačka elektroda s vrlo slabim učinkom. Efekt te povratne veze dolazi jače do izražaja kod slabije onečišćene podloge. U principu se na sličan način objašnjava i porast struje I_D spojnog FET-a u području zasićenja. Izlazni dinamički otpor MOSFET-a u području zasićenja je obično nekoliko desetaka kilooma, a kod spojnog FET-a je obično za red veličina veći.

U primjenama *MOSFET*-a podloga je obično na potencijalu uvoda i ona nema ulogu aktivne elektrode. Međutim, ponekad se i *podloga* koristi kao *aktivna elektroda* i ona ima u tom slučaju ulogu *druge upravljačke elektrode* G_s . U tom slučaju je potencijal podloge promjenljiv i različit od potencijala uvoda. Do takve primjene *MOSFET*-a dolazi kada se želi *dvostruko upravljanje struje* I_D , npr. kod miješanja (konverzije). Prednapon podloge U_{G2S} mora biti takav da uvijek osigura reverznu polarizaciju *P-N* spoja uvod-podloga i odvod-podloga.

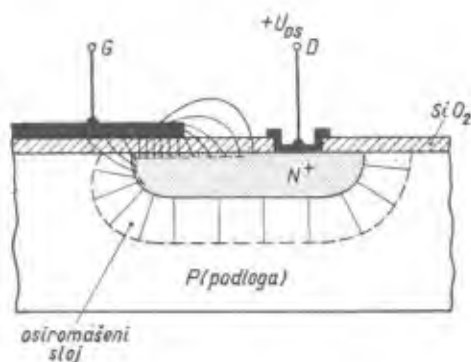
Općenito će se utjecaj prednapona podloge manifestirati u smanjenju struje odvoda I_D uz dane napone U_{DS} i U_{G1S} . (Sa U_{G1S} označen je napon normalne upravljačke elektrode.) Prijenosne karakteristike uz napon U_{G2S} kao parametar prikazane su na slici 15.26. Djelovanje reverznog napona podloge na struju odvoda objašnjava se činjenicom što taj napon izaziva širenje osiromašenog sloja ispod uvoda, kanala i odvoda. Naime do širenja osiromašenog sloja ispod kanala dolazi uslijed toga što podloga privlači većinske nosioce i ostavlja širi sloj nekompenziranih nečistoća. Uslijed toga raste i naboj osiromašenog sloja Q_D . Budući da prema relaciji (15.29) mora biti $Q_G + Q_{ox} + Q_D + Q_{IN} = 0$, mora uz isti U_{G1S} , odnosno Q_G , doći do smanjenja naboja Q_{IN} u inverzionom sloju. Uslijed toga i struja odvoda opada. Kao što se iz slike 15.26 vidi utjecaj napona U_{G2S} manifestira se istovremeno i u povišenju napona dodira.

15.5. Utjecaj viših napona i temperature na karakteristike tranzistora s efektom polja

Utjecaj viših napona. Kod spojnog *FET*-a dolazi do naglog povećanja struje odvoda kada se napon U_{DS} približi iznosu probojnog napona što je bilo ilustrirano na slici 15.11. Lavinski proboj *P-N* spoja nastupa između osiromašenog sloja kanala u blizini odvoda i upravljačke elektrode kada napon U_{DG} dosegne iznos *probojnog napona*. Zbog toga će se proboj u $I_D = f(U_{DS})$ karakteristikama manifestirati kod napona $U_{DS} = U_{DG} + U_{GS}$ koji je to niži što je iznos napona reverzne polarizacije upravljačke elektrode U_{GS} iznosom viši. To se iz karakteristika jasno razabire.

Ponašanje *MOSFET*-a na višim naponima je slično, pa je maksimalni napon U_{DS} također ograničen probojem koji se manifestira vrlo naglim porastom struje odvoda I_D . Do proboja ovdje dolazi u reverzno polariziranom spoju odvod-podloga. Taj proboj je također lavinskog tipa. Međutim, iznos probojnog napona je znatno niži nego što odgovara koncentraciji nečistoća u slabije onečišćenoj strani *P-N* spoja i zbog toga se ne može odrediti iz dijagrama na slici 10.10. Razlozi koji dovode do sniženja probojnog napona kvalitativno su ilustrirani na slici 15.27. Dubina difuzije N^+ područja odvoda je redovito vrlo mala, ona može biti plića i od $1\ \mu$. Zbog lateralnog širenja difundiranih nečistoća dolazi do rubne zakrivljenosti *P-N* spoja, s vrlo malim polumjerom zakrivljenosti. Posljedica toga je nejednolika raspodjela električkog polja u barijeri duž njezine površine s jakom koncentracijom polja u perifernim zonama. Budući da je na tim mjestima polje puno jače, i proboj će nastupiti ranije nego duž ravnih dijelova barijere.

Dijagram na slici 10.10, međutim, računa s jednolikom raspodjelom polja i zbog toga nije u ovom slučaju primjenjiv. Nejednolika raspodjela polja duž periferije barijere je osim toga potencirana blizinom metalne upravljačke elektrode, što je također ilustrirano na slici 15.27.



Sl. 15.27. Ilustracija nejednolike raspodjele polja u $P-N$ barijeri odvod-podloga uslijed male dubine difuzije i prekrivanja metalne upravljačke elektrode.

Kod *MOSFET*-a obogaćenog tipa mora upravljačka elektroda prekrivati čitavo područje kanala. Zbog konstrukcijskih tolerancija ona pokriva također djelomično i područja uvida i odvoda. Uslijed toga je efekt distorzije polja još izrazitiji. Nužnost prekrivanja čitavog kanala kod tranzistora obogaćenog tipa rezultira iz činjenice što oni nemaju inicijalni kanal. Dakle, u slučaju da nema kompletnog prekrivanja, ne bi se mogao na svakom mjestu stvoriti inverzioni sloj posredstvom vanjskog napona U_{GS} i rad ne bi bio moguć. Kod *MOSFET*-a osiromašenog tipa postoji inicijalni kanal, pa se oni redovito izvode na taj način da upravljačka elektroda ne ide do ruba kanala na strani odvoda. Time se u izvjesnoj mjeri povećava parazitni nemodulirani otpor odvoda r_D (vidi sliku 15.12), što ne predstavlja neku veću smetnju. Međutim, smanjuje se distorzija polja, što povoljno djeluje na probojni napon. Glavna prednost nekompletnog prekrivanja kanala uz odvod je smanjenje parazitne kapacitivnosti između odvoda i upravljačke elektrode C_{gd} , što rezultira u boljem radu na visokim frekvencijama. Tipični probojni naponi U_{DS} su nekoliko desetaka volti.

Maksimalni dozvoljeni napon između upravljačke elektrode i uvida ograničen je probojnom jakosti polja silicijevog dioksida koja iznosi između $5 \cdot 10^6$ do 10^7 V/cm. Uzevši u obzir da je debljina oksida reda 1000 Å, maksimalno dozvoljeni naponi upravljačke elektrode su također obično nekoliko desetaka volti.

Temperaturna ovisnost karakteristika FET-a. Kod tranzistora s efektom polja najvažnija je temperaturna ovisnost struje I_D u području zasićenja. Naime, snaga koja se razvija jednaka je produktu $I_D \cdot U_{DS}$, pa je važno znati da li struja I_D s porastom temperature raste ili opada. Analiza utjecaja temperature bit će provedena na pojednostavljen način za spojni *FET*, međutim kvalitativno isti zaključci vrijede i za *MOSFET*.

Iz izraza (15.18) za struju zasićenja slijedi da ona ovisi o vodljivosti otvorenog kanala G_0 , te o naponima upravljačke elektrode i dodira. Treba, međutim, uzeti u obzir da ti naponi predstavljaju ukupne napone koji uz vanjske napone uključuju i kontaktni potencijal. Dakle, struja odvoda u području zasićenja može se pisati u obliku:

$$I_D = f(U_{GS} + U_K, U_P, G_0). \quad (15.46)$$

Relacija (15.46) je općenita i nije ograničena samo na spojni *FET* s homogenim kanalom. Napon U_P je ukupni napon koji dovodi do dodira barijera i on je praktički neovisan o temperaturi, dok U_{GS} predstavlja izvana narinuti napon, a U_K je kontaktni potencijal između upravljačke elektrode i uvida. Temperaturna ovisnost vodljivosti G_0 svodi se u prvoj aproksimaciji na temperaturnu ovisnost pokretljivosti, za koju je poznato da opada s temperaturom prema relaciji:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^n, \quad (15.47)$$

gdje je μ_0 pokretljivost na sobnoj temperaturi T_0 , a eksponent n leži u granicama od $-1,5$ do $-2,5$. Iznos kontaktnog potencijala također opada s porastom temperature što je objašnjeno u članku 9.2. Za spojni *FET* s *N*-kanalom, uz uvid kao referentnu elektrodu je $U_K < 0$, što znači da će temperaturni koeficijent tog napona biti pozitivan, tj. $dU_K/dT > 0$. Za promjenu struje odvoda s temperaturom se iz relacije (15.46) prema tome dobiva:

$$\frac{dI_D}{dT} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \cdot \frac{dU_K}{dT} + \frac{\partial I_D}{\partial G_0} \frac{dG_0}{dT}, \quad (15.48)$$

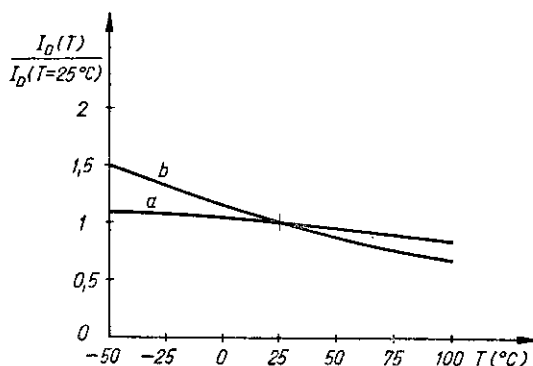
što uz pomoću relacija (15.2) i (15.21) konačno daje:

$$\frac{dI_D}{dT} = g_m \cdot \frac{dU_K}{dT} + I_D \cdot \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT}. \quad (15.49)$$

Prvi član na desnoj strani izraza (15.49) je pozitivan, a drugi negativan. Efekt pada pokretljivosti obično dominira, pa će zbog toga struja I_D iznosom umjereno *opadati* s porastom temperature. Ta činjenica vrijedi, naravno, i za spojni *FET* sa *P*-kanalom, samo što će s obzirom da je $I_D < 0$, a $U_K > 0$, svi članovi u izrazu (15.49) imati suprotan predznak.

Struja odvoda *MOSFET*-a u području zasićenja može se prema relaciji (15.38) prikazati u obliku $I_D = f(\beta, U_{GS}, U_P)$. Napon U_{GS} je izvana narinuti napon i prema tome neovisan o temperaturi. Temperaturnu ovisnost struje odvoda treba, prema tome, tražiti u temperaturnoj ovisnosti napona dodira i člana β koji sadrži pokretljivost. Napon dodira *MOSFET*-a je, kao što je već poznato, definiran kao vanjski napon između upravljačke elektrode i uvida koji dovodi do inverzije kanala. Porastom temperature će naboj u inverzionom sloju umjereno rasti. To se događa zbog toga što će se postepeno oslobađati elektroni zarobljeni u površinskim energetskim stanjima i prelaziti u inverzioni sloj. Učinak toga efekta doveo bi do porasta

struje s temperaturom. Međutim, kao i kod spojnog *FET*-a, obično dominira pad pokretljivosti uslijed porasta temperature. Zbog toga će i struja I_D umjereno opadati s porastom temperature. Izmjerena ovisnost $I_D = f(T)$ za spojni *FET* i *MOSFET* prikazana na slici 15.28 ilustrira iznesene zaključke. Budući da je strmina *FET*-a to veća što je veća struja I_D , i strmina će umjereno opadati s porastom temperature. Treba istaći da je kod *FET*-a moguće postići čak i temperaturnu kompenzaciju struje odvoda pogodnim izborom geometrijsko-tehnoloških parametara i napona U_{GS} , na što upućuje karakter relacije (15.49).



Sl. 15.28. Karakteristike temperaturne ovisnosti struje I_D u području zasićenja: a) *MOSFET*. b) Spojni *FET*.

Pad izlazne struje s porastom temperature kod unipolarnih tranzistora predstavlja njihovu značajnu prednost u odnosu na bipolarne tranzistore. Porast temperature će redovito dovoditi do smanjenja snage koja se u njima razvija. Zbog toga će se temperatura automatski stabilizirati, pa opasnost termičkog bijega, do kojeg može doći u bipolarnim tranzistorima (ukoliko nije ispunjena relacija 11.77), ne postoji. Naravno da treba voditi računa da snaga $P = U_{DS} \cdot I_D$ ne prijeđe propisanu vrijednost. Ta snaga ovisi o termičkom otporu *FET*-a i temperaturi okoline, a ograničena je maksimalnom temperaturom kristala, koja je kao i za silicijeve bipolarne tranzistore do 200 °C.

15.6. Dinamička svojstva tranzistora s efektom polja

Principi analize dinamičkih svojstava *FET*-a u režimu malih signala su u biti isti kao i za elektronske cijevi i bipolarne tranzistore. Međutim, s obzirom na to da je ulazni otpor *FET*-a i elektronskih cijevi velik, bit će i njihovi ekvivalentni sklopovi formalno vrlo slični, dok će se znatno razlikovati od ekvivalentnih sklopova bipolarnih tranzistora. Posljedica velikog ulaznog otpora je ta da se struja upravljačke elektrode može zanemariti na niskim frekvencijama kao i kod elektronskih cijevi.

Do ekvivalentnog sklopa *FET*-a može se doći uzevši u obzir već poznatu činjenicu da je trenutna ukupna struja odvoda i_D određena relacijom:

$$i_D = f(u_{GS}, u_{DS}, U_P). \quad (15.50)$$

Gornja relacija je općenita i vrijedi kako za spojni *FET* tako i za *MOSFET*. Vrlo mala promjena struje odvoda di_D dobiva se kao totalni diferencijal relacije (15.50) što daje:

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \cdot du_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \cdot du_{DS}. \quad (15.51)$$

Napon dodira je za dani *FET* konstantan, pa ne može djelovati na promjenu struje odvoda. Uzevši u obzir da je $\partial i_D / \partial u_{GS} = g_m$, a $\partial i_D / \partial u_{DS} = g_0 = 1/r_0$, može se relacija (15.51) pisati u obliku:

$$di_D = g_m \cdot du_{GS} + \frac{1}{r_0} \cdot du_{DS}. \quad (15.52)$$

Na niskim frekvencijama su parametri g_m i r_0 realni.

Diferencijali di_D , du_{GS} i du_{DS} , odnosno male konačne promjene Δi_D , Δu_{GS} i Δu_{DS} mogu se interpretirati kao izmjenične komponente tih veličina, pa se za izmjenične komponente relacija (15.52) može pisati u obliku:

$$i_d = g_m \cdot u_{gs} + \frac{1}{r_0} u_{ds}, \quad (15.53)$$

odnosno:

$$u_{ds} = -g_m \cdot r_0 u_{gs} + r_0 \cdot i_d. \quad (15.54)$$

Ukoliko se definira *faktor pojačanja*:

$$\mu = - \left(\frac{du_{DS}}{du_{GS}} \right)_{i_D} = - \left(\frac{\partial u_{DS}}{\partial u_{GS}} \right) = - \left(\frac{u_{ds}}{u_{gs}} \right)_{i_d=0}, \quad (15.55)$$

proizlazi da je:

$$\mu = g_m \cdot r_0, \quad (15.56)$$

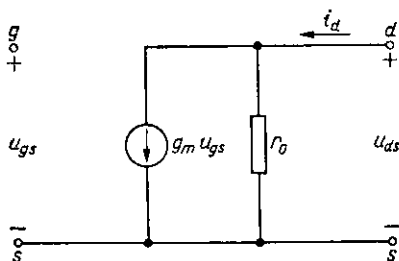
odnosno:

$$u_{ds} = -\mu \cdot u_{gs} + r_0 \cdot i_d. \quad (15.57)$$

Relacije (15.53) i (15.57) su potpuno analogne relacijama (7.23) i (7.24) dobivenim za rad elektronskih cijevi u režimu malih signala. Isto tako je i relacija (15.56) analogna Barkhausenovoj relaciji (6.46). Prema tome, moguće je *FET* u režimu malih signala na niskim frekvencijama prikazati pomoću ekvivalentnog sklopa sa strujnim ili naponskim izvorom, koji su formalno analogni odgovarajućim sklopovima elektronskih cijevi. Za *FET* se redovito koristi *ekvivalentni sklop sa strujnim izvorom* čija je cijevna verzija bila prikazana na slici 7.26. To je zbog

toga što *FET* u režimu malih signala redovito radi u području zasićenja, a tamo je $r_o \gg R_P$, gdje je R_P otpor potrošača u vanjskom krugu. Kod elektronskih cijevi do takve situacije redovito dolazi kod pentoda, što je bilo istaknuto.

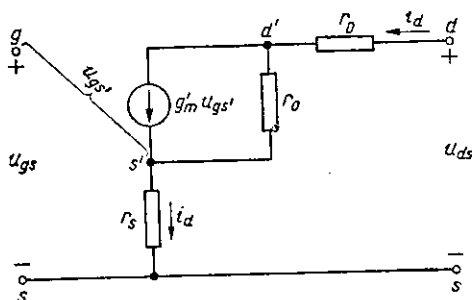
Prema tome ekvivalentni sklop *FET*-a sa strujnim izvorom u spoju zajedničkog uvida imat će oblik prikazan na slici 15.29. U ekvivalentnom sklopu opravdano je izostavljen otpor između upravljačke elektrode i uvida r_{gs} , jer je taj otpor koji



Sl. 15.29. Ekvivalentni sklop *FET*-a za područje niskih frekvencija.

predstavlja ulazni otpor *FET*-a vrlo velik. Iz istih razloga nije uzet u obzir ni otpor povratne veze r_{gd} . Na niskim frekvencijama se dakle unipolarni tranzistor (za razliku od bipolarnog tranzistora) može kao i elektronska cijev predstaviti kao *unilateralan, linearan aktivni četveropol*, bez obzira na iznos otpora u izlaznom krugu.

Realni *FET*, bilo spojni, bilo s izoliranom upravljačkom elektrodom, ima zbog konstrukcionih nužnosti nemodulirane parazitne otpore uvida i odvoda r_s i r_D , što je bilo ilustrirano na slici 15.12. Zbog toga vanjski naponi u_{gs} i u_{ds} ne djeluju u punom iznosu na aktivni tj. idealni *FET*. Uzevši u obzir te otpore dobiva se toč-



Sl. 15.30. Ilustracija efekta parazitnih otpora uvida i odvoda na ekvivalentni sklop *FET*-a za područje niskih frekvencija.

niji model realnog *FET*-a prikazan na slici 15.30. Strujni izvor je sada $g_m' u_{gs}'$, gdje je u_{gs}' napon između upravljačke elektrode i početka aktivnog dijela kanala. Iz slike 15.30 proizlazi da je

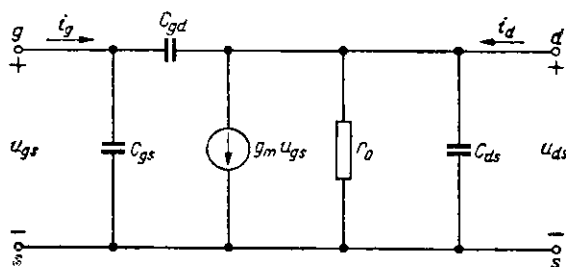
$$u_{gs}' = u_{gs} - i_d \cdot r_s. \quad (15.58)$$

Relacija (15.58) pokazuje da je aktivni napon upravljačke elektrode u_{gs} manji od vanjskog napona u_{gs} zbog negativne strujne povratne veze izazvane otporom r_s . Analiza sklopa na slici 15.30 pokazuje da je strmina g_m u odnosu na vanjske stezaljke jednaka:

$$g_m = \left(\frac{i_d}{u_{gs}} \right)_{u_{ds}=0} \approx \frac{g'_m}{1 + g'_m \cdot r_s} \quad (15.59)$$

Relacija (15.59) pokazuje da je bitno da parazitni otpor uvoda bude što manji, jer u protivnom može doći do znatnog smanjenja strmine. Kod konstrukcije *FET-a* se na taj zahtjev jako pazi, pa je u prvoj aproksimaciji $g_m \approx g'_m$. Učinak parazitnog otpora r_D je daleko manje štetan. On se pribraja dinamičkom izlaznom otporu r_o , a uvijek je $r_o \gg r_D$.

Za područje viših frekvencija treba uzeti i kapacitivnosti *FET-a* i to kapacitivnost između upravljačke elektrode i uvoda C_{gs} , kapacitivnost između odvoda i upravljačke elektrode (*kapacitivnost povratne veze*) C_{gd} i kapacitivnost odvod-uvod C_{ds} . U pojednostavnjenom obliku prikazan je ekvivalentni sklop na slici 15.31.



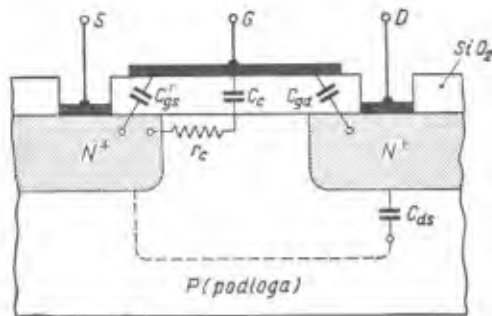
Sl. 15.31. Ekvivalentni sklop *FET-a* za područje viših frekvencija.

Strmina g_m je izvana mjeriva strmina prema relaciji (15.59), a r_o je realni dinamički izlazni otpor, koji je jednak recipročnoj vrijednosti nagiba izlazne karakteristike u odabranoj statičkoj radnoj točki. Efekti parazitnih otpora r_s , odnosno r_D obuhvaćeni su u prvoj aproksimaciji u strmini i izlaznom otporu, i zbog toga nisu posebno prikazani u danom ekvivalentnom sklopu.

U području zasićenja su kapacitivnosti C_{gd} i C_{ds} isključivo *parazitarne* kapacitivnosti, tj. kapacitivnosti koje su nebitne za rad *FET-a*. Kod idealnog *FET-a* one ne bi ni postojale. To je rezultat činjenice da u području zasićenja promjene napona odvoda ne izazivaju promjene naboja u kanalu i upravljačkoj elektrodi. Kapacitivnost C_{gs} sastoji se iz kapacitivnosti između upravljačke elektrode i kanala C_o , koja je bitan element za rad *FET-a* i parazitne kapacitivnosti između upravljačke elektrode i uvoda C_{gs}' . Slika 15.32 ilustrira te kapacitivnosti za slučaj *MOSFET-a*.

Parazitnim kapacitivnostima doprinose kapacitivnosti između dovoda pojedinih elektroda i kapacitivnosti prema kućištu. One su povećane uslijed prekrivanja upravljačke elektrode i područja uvoda i odvoda. Kapacitivnosti C_{ds} bitan doprinos daje kapacitivnost *P-N* spoja odvod-podloga. Za podlogu se pretpostavlja da je na

potencijalu uvida. Nabijanje i izbijanje kanala uslijed djelovanja napona u_{GS} ilustrirano je na slici pomoću serijskog spoja kapacitivnosti kanala C_c i otpora kanala r_c . Kapacitivnost kanala je približno jednaka kapacitivnosti pločastog kondenzatora čiji je razmak elektroda jednak debljini oksida, dok je otpor kanala u prvoj aproksimaciji jednak recipročnoj vrijednosti strmine. Ulazni krug *FET*-a je, dakle, aproksi-



Sl. 15.32. Pojednostavnjena ilustracija kapacitivnosti *MOSFET*-a.

miran jednim r_c - C_c članom. Dovođenje naboja u kanal je u stvarnosti distribuiran proces, pa bi egzaktniji prikaz ulaznog kruga bila r - C linija, što je međutim prekomplikirano za praktičke potrebe. Vremenska konstanta $r_c \cdot C_c$ određuje teoretsku gornju graničnu frekvenciju. Kod realnog *FET*-a dominiraju parazitne međuelektrodne kapacitivnosti, tako da je realna gornja granična frekvencija znatno niža od teoretske.

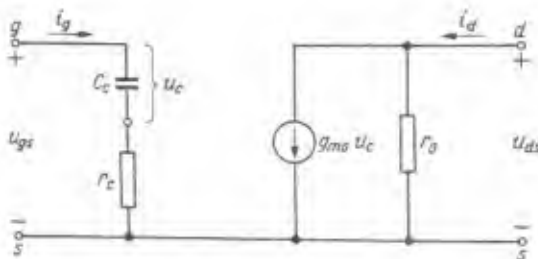
Kao kriterij za prikladnost *FET*-a kao pojačala širokog pojasa frekvencija u spoju zajedničkog uvida upotrebljava se kao i kod elektronskih cijevi faktor dobrote F , koji je prema konvenciji definiran sa:

$$F = \frac{g_m}{C_{gs} + C_{gd} + C_{ds}} = A_0 \cdot \omega_2. \quad (15.60)$$

Faktor dobrote je zapravo umnožak naponskog pojačanja na niskim frekvencijama A_0 (gdje je učinak kapacitivnosti zanemariv) i gornje granične frekvencije ω_2 . Ta frekvencija je definirana kao ona frekvencija na kojoj iznos naponskog pojačanja padne na iznos $1/\sqrt{2}$ A_0 zbog učinaka kapacitivnih susceptancija. Prema tome faktor dobrote daje maksimalno moguć pojas frekvencija koji se može postići uz $A_0 = 1$. Veće pojačanje A_0 može se postići samo uz nižu frekvenciju ω_2 , tako da njihov produkt ostane sačuvan.

Relativno mala strmina i razmjerno velika kapacitivnost povratne veze C_{gd} (koja je analogna i istog reda veličina kao i kapacitivnost C_{gd} kod trioda) uzrok je slabijem radu *FET*-a, od bipolarnog tranzistora, kao pojačala širokog pojasa frekvencija. (Detaljnija analiza efekta kapacitivnosti C_{gd} u realnim višestepenim pojačalima iziskivala bi analizu takvih sklopova s *FET*-om. Naime, ta kapacitivnost se uslijed povratne veze — koju ona izaziva — efektivno povećava za iznos pojačanja i manifestira kao povećana ulazna kapacitivnost tog stupnja

koja je paralelna izlaznoj kapacitivnosti prethodnog stupnja pojačala.) Faktor dobrote daje maksimalnu širinu pojasa koja se s realnim *FET*-om može postići. (Kod pentoda definicija faktora dobrote nije uključivala kapacitivnost C_{gs} zbog toga što je ta kapacitivnost vrlo mala, reda 10^{-2} do 10^{-3} pF, pa je njen učinak zanemariv.) Iznos faktora dobrote koji je za sada moguće postići ide do oko 100 MHz.



Sl. 15.33. Ekvivalentni sklop idealnog *FET*-a za područje visokih frekvencija.

Kada bi rasipne međuelektrodne kapacitivnosti mogle biti eliminirane, tada bi gornju graničnu frekvenciju određivala vremenska konstanta koja se sastoji od kapacitivnosti upravljačke elektrode prema kanalu i od otpora kanala. Iz toga slijedi da je:

$$\omega_m = \frac{1}{r_e \cdot C_c} \approx \frac{g_m}{C_c} \quad (15.61)$$

Na slici 15.33 prikazan je ekvivalentni sklop idealnog *FET*-a za područje visokih frekvencija koji ilustrira gornju relaciju. Strujni izvor u izlaznoj grani upravljan je naponom u_c , koji je manji od napona vanjskih stezaljki u_{ds} , a veza između tih napona dana je relacijom:

$$u_c = \frac{u_{gs}}{1 + j\omega C_c \cdot r_e} = \frac{u_{gs}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_m}} \quad (15.62)$$

iz čega slijedi:

$$g_{m0} u_c = \frac{g_{m0}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_m}} \cdot u_{gs} \quad (15.63)$$

gdje je g_{m0} strmina na niskim frekvencijama. U slučaju niskih frekvencija je $u_c = u_{gs}$, pa se sklop na slici 15.33 reducira u sklop na slici 15.29. Relacija (15.63) pokazuje da se gornja granična frekvencija idealnog *FET*-a može interpretirati kao ona frekvencija na kojoj je strmina pala na iznos $1/\sqrt{2}$ g_{m0} . To je istovremeno i gornja granična frekvencija naponskog pojačanja idealnog *FET*-a uz omsko opterećenje.

Veza između gornje granične frekvencije i svojstava *FET*-a može se odrediti uzevši u obzir da je kapacitivnost upravljačke elektrode prema kanalu približno određena relacijom:

$$C_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon' \cdot W \cdot L}{T_{ox}}, \quad (15.64)$$

dok za strminu u području zasićenja vrijedi:

$$g_m = \frac{\mu \epsilon_0 \epsilon' \cdot W}{T_{ox} \cdot L} (U_{GS} - U_P), \quad (15.65)$$

što prema relaciji (15.61) daje:

$$\omega_m = \frac{\mu (U_{GS} - U_P)}{L^2}. \quad (15.66)$$

Relacija (15.66) pokazuje potrebu za što kraćim kanalom i što većom pokretljivošću nosilaca. Povoljan je također rad kod što viših iznosa napona $(U_{GS} - U_P)$, jer je u tom slučaju strmina veća.

Gornja granična frekvencija idealnog *FET*-a može se također približno ocijeniti (kao i kod bipolarnog tranzistora) iz uvjeta:

$$\omega_m = \frac{1}{\tau_{tr}}, \quad (15.67)$$

gdje τ_{tr} vrijeme proleta nosilaca kroz kanal. Uzevši u obzir da je jakost longitudinalnog polja u kanalu u području zasićenja približno jednaka $(U_{GS} - U_P)/L$, za vrijeme proleta se dobiva:

$$\tau_{tr} = \frac{L}{v_d} = \frac{L}{\mu \cdot F} = \frac{L^2}{\mu (U_{GS} - U_P)} = \frac{1}{\omega_m}. \quad (15.68)$$

Kao što se vidi izrazi (15.66) i (15.68) su identični. Relacije za teoretsku gornju graničnu frekvenciju su pojednostavljene, čak i za idealni *FET*. One pretpostavljaju među ostalim konstantnu pokretljivost i konstantno polje u kanalu. Unatoč tome one ispravno pokazuju utjecaj konstrukciono-tehnoloških veličina i pogonskih uvjeta. Moguće teoretske gornje granične frekvencije *FET*-a su reda GHz. Realne granične frekvencije (faktor dobrote) su — kao što je navedeno — barem za red veličina niže, što pokazuje velik utjecaj parazitnih kapacitivnosti.

25. C. Le Can, K. Hart, C. De Ruyter: *Schalteigenschaften von Dioden und Transistoren*; Philips Technische Bibliothek, Eindhoven, 1963.
26. J. Lindmayer, C. Y. Wrigley: *Fundamentals of Semiconductor Devices*; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1965.
27. H. A. Watson: *Microwave Semiconductor Devices and Their Circuit Applications*; Mc Graw-Hill, New York, 1969.
28. S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*; John Wiley, New York, 1969.
29. H. E. Thomas: *Handbook of Transistors . . .*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1968.
30. F. E. Gentry, F. W. Gutzwiller, N. Holonyak, E. E. von Zastrow: *Semiconductor Controlled Rectifiers*; Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
31. A. W. Griffin, R. S. Ramshaw: *The Thyristor and its Applications*; Chapman and Hall, London, 1965.
32. Meyer: *Thyristoren in der technischen Anwendung*, Band 1; Siemens Aktiengesellschaft, Berlin, 1967.
33. A. Hoffmann, K. Strocker: *Thyristor Handbuch*; Siemens Aktiengesellschaft, Berlin, 1967.
34. R. M. Burger, R. P. Donovan: *Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology-Volume II*; Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1968.
35. L. J. Sevin: *Field Effect Transistors*; Mc Graw-Hill, New York, 1965.
36. E. Kooi: *The Surface Properties of Oxidized Silicon*; Philips Technical Library, Eindhoven, 1967.
37. J. T. Wallmark, H. Johnson: *Field-Effect Transistors*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1966.
38. R. H. Crawford: *MOSFET in Circuit Design*; Mc Graw-Hill, New York, 1967.

POPIS LITERATURE

III. Dio

1. W. Shockley: *Electrons and Holes in Semiconductors*; Van Nostrand, New York, 1950.
2. Академия Наук СССР: *Полупроводники в науке и технике*, Том I: Изд. Академии Наук СССР, Москва, 1957.
3. Академия Наук СССР: *Полупроводники в науке и технике*, Том II; Изд. Академии Наук СССР, Москва, 1958.
4. H. E. Bridgers, J. H. Scaff and J. N. Shive: *Transistor Technology*; Volume I; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1958.
5. J. N. Shive: *Semiconductor Devices*; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1959.
6. D. Dewitt, A. L. Rossoff: *Transistor Electronics*; Mc Graw-Hill, New York, 1957.
7. R. D. Middlebrook: *An Introduction to Junction Transistors Theory*; John Wiley, New York, 1957.
8. S. Turk: *Elektronički sklopovi*; Tehnička knjiga, Zagreb, 1971.
9. RCA Laboratories: *Transistors I*; RCA Laboratories, Princeton, N. J., 1956.
10. F. J. Biondi: *Transistors Technology*; Volume II; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1958.
11. W. W. Gartner: *Transistors*; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1960.
12. E. J. M. Kendal: *Transistors*; Pergamon Press, Oxford, 1969.
13. J. H. Simpson and R. S. Richards: *Physical Principles and Applications of Junction Transistors*; At the Clarendon Press, Oxford, 1962.
14. R. P. Nanavati: *An Introduction to Semiconductor Electronics*; Mc Graw-Hill, New York, 1963.
15. K. R. Spangenberg: *Fundamentals of Electron Devices*; Mc Graw-Hill, New York, 1957.
16. P. E. Gray, D. Dewitt, A. R. Boothroyd, J. F. Gibbons: *Physical Electronics and Circuit Models of Transistors*; John Wiley, New York, 1964.
17. A. B. Philips: *Transistor Engineering*; Mc Graw-Hill, New York, 1962.
18. F. J. Biondi: *Transistor Technology*, Volume III; Van Nostrand, Princeton, N. J., 1958.
19. V. Cvekić: *Diode i tranzistori*; Tehnička knjiga, Beograd, 1965.
20. C. L. Searle, A. R. Boothroyd, E. J. Angelo, P. E. Gray, D. O. Pederson: *Elementary Circuit Properties of Transistors*; John Wiley, New York, 1964.
21. R. D. Thornton, D. Dewitt, P. E. Gray, E. R. Chenette: *Characteristics and Limitations of Transistors*; John Wiley, New York, 1966.
22. R. P. Paul: *Transistoren*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1964.
23. J. Millman, C. C. Halkias: *Electron Devices and Circuits*; Mc Graw-Hill, New York, 1967.
24. L. P. Hunter: *Handbook of Semiconductor Electronics*; Mc Graw-Hill, New York, 1962.

DODATAK I

Periodni sistem elemenata

	I _A	II _A	III _B	IV _B	V _B	VI _B	VII _B	VIII	I _B	II _B	III _A	IV _A	V _A	VI _A	VII _A	0		
1	1 H 1.00797															2 He 4.0026		
2	3 Li 6.939	4 Be 9.0122														10 Ne 20.183		
3	11 Na 22.990	12 Mg 24.312														18 Ar 39.948		
4	19 K 39.102	20 Ca 40.08	21 Sc 44.956	22 Ti 47.90	23 V 50.942	24 Cr 51.996	25 Mn 54.938	26 Fe 55.847	27 Co 58.933	28 Ni 58.71	29 Cu 63.54	30 Zn 65.37	31 Ga 69.72	32 Ge 72.59	33 As 74.922	34 Se 78.96	35 Br 79.909	36 Kr 83.80
5	37 Rb 85.47	38 Sr 87.62	39 Y 88.905	40 Zr 91.22	41 Nb 92.906	42 Mo 95.94	43 Tc (98)	44 Ru 101.07	45 Rh 102.91	46 Pd 106.4	47 Ag 107.870	48 Cd 112.40	49 In 114.82	50 Sn 118.69	51 Sb 121.75	52 Te 127.60	53 I 126.90	54 Xe 131.30
6	55 Cs 132.91	56 Ba 137.34		72 Hf 178.49	73 Ta 180.95	74 W 183.85	75 Re 186.2	76 Os 190.2	77 Ir 192.2	78 Pt 195.09	79 Au 196.97	80 Hg 200.59	81 Tl 204.37	82 Pb 207.19	83 Bi 208.98	84 Po (210)	85 At (210)	86 Rn (222)
7	87 Fr (223)	88 Ra (226)	LANTANIDI										AKTINIDI					
			57 La 138.91	58 Ce 140.12	59 Pr 140.91	60 Nd 144.24	61 Pm (147)	62 Sm 150.35	63 Eu 151.96	64 Gd 157.25	65 Tb 158.92	66 Dy 162.50	67 Ho 164.93	68 Er 167.26	69 Tm 168.93	70 Yb 173.04	71 Lu 174.97	
			89 Ac (227)	90 Th 232.04	91 Pa (231)	92 U 238.03	93 Np (237)	94 Pu (244)	95 Am (243)	96 Cm (247)	97 Bk (247)	98 Cf (251)	99 Es (254)	100 Fm (253)	101 Md (256)	102 No (254)	103 Lw (257)	

DODATAK II

Vrijednosti nekih fizikalnih konstanti koje su od interesa u elektronici

Konstanta	Simbol	Vrijednost
Iznos naboja elektrona	q_0	$1,602 \cdot 10^{-18}$ As
Masa mirovanja elektrona	m_0	$9,107 \cdot 10^{-31}$ kg
Omjer naboja i mase mirovanja elektrona	q_0/m_0	$1,759 \cdot 10^{11}$ As/kg
Masa protona	m_p	$1,672 \cdot 10^{-27}$ kg
Elektronvolt	1 eV	$1,602 \cdot 10^{-19}$ J
Brzina svjetlosti u vakuumu	c	$2,998 \cdot 10^8$ m/s
Apsolutna dielektrička konstanta	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m
Apsolutna konstanta permeabilnosti	μ_0	$12,57 \cdot 10^{-7}$ H/m
Planckova konstanta	h	$6,624 \cdot 10^{-34}$ Js
Boltzmannova konstanta	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
Stefan-Boltzmannova konstanta	K	$5,673 \cdot 10^{-8}$ W/m ² K ⁴
Avogadrov broj	N_0	$6,023 \cdot 10^{23}$ /gr-molu

DODATAK III

Osnovna svojstva germanija i silicija

Svojstvo	Germanij	Silicij	Jedinica
Redni broj	32	14	—
Atomska težina	72,6	28,1	—
Koncentracija atoma u kristalu	$4,42 \cdot 10^{23}$	$4,96 \cdot 10^{22}$	cm ⁻³
Specifična masa (300 K)	5,33	2,33	gr/cm ³
Točka taljenja	936	1420	°C
Relativna dielektrička konstanta	16	12	—
Širina zabranjenog pojasa (300 K)	0,72	1,12	eV
Pokretljivost elektrona (300 K)	3900	1350	cm ² /Vs
Pokretljivost šupljina (300 K)	1900	480	cm ² /Vs
Intrinsična koncentracija (300 K)	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	cm ⁻³

KAZALO POJMOVA

- Abnormalno tinjanje** 195, 204
admitantni parametri tranzistora 322, 326, 331, 345
akceptori 66
akceptorske nečistoće 66
akceptorski nivo 66
 α (vidi faktor strujnog pojačanja tranzistora) 287
anoda 17, 101
Astonov tamni prostor 204
Avogadrov broj 91, 446
Avogadrov princip 91
Balistika, elektronska 13
Barkhausenova relacija
 — za elektronske cijevi 150
 — za *FET* 437
barijera potencijalne energije
 — na granici metal-vakuum 150
 — *P-N* spoja 225, 227
baza tranzistora 282
 — aktivni dio 301
 — neaktivni dio 300
 — neto širina 289
 — promjena širine 294, 298
 — tehnološka širina 289
Bellowa, područje 159, 169
 β (vidi faktor strujnog pojačanja tranzistora) 289
Boltzmannova konstanta 36, 446
brzina čestica plina 89
 — efektivna brzina 89
 — karakteristična brzina 89
 — prosječna brzina 89
 — zakon raspodjele 89
brzina nabijenih čestica 16
 — elektrona 16
 — kutna u magnetskom polju 23
 — s relativističkom korekcijom 16
Child-Lagmuirsov zakon 111
 — utjecaj početnih brzina 115, 116
 — za cilindričnu diodu 113
 — za planparalelnu diodu 111
dijevi, elektronske 101
 — plinom punjene 194, 209
 — vakuumske 101
 — cijevi sa živinom katodom 219
 — ekscitron 220
 — ignitron 220
 — izgled 220
 — pomoćna anoda 220
 — startna elektroda 220
Crookesov tamni prostor 202
Čvrsta tijela 33
 — amorfna 33
 — kristalična 33
 — monokristali 34
 — specifični otpor 34
Decibel 344
degenerirani poluvodiči 66, 77, 263
 di/dt efekt 401
difuzija 84
 — nečistoća 246, 312
 — nosilaca u poluvodičima 84
difuziona dužina 238
difuziona kapacitivnost 271
 — emitera 343
 — kolektora 344
 — *P-N* diode 271
difuziona struja 84, 238, 291
difuziona konstanta 84
 — atoma nečistoća 312
 — nosilaca u poluvodičima 84
 — veza s pokretljivošću 85, 86
difuziono-planarni tranzistor 313
dijagram energetske nivoe
 — živinog atoma 94
dijagram energetske pojasa
 — čistih poluvodiča 35
 — degeneriranih poluvodiča 77
 — metala 36
 — *MOSFET*-a 422
 — nehomogenih poluvodiča 85
 — *P-N* spoja 227
 — *P-N-P* tranzistora 290
 — poluvodiča *N*-tipa 65
 — poluvodiča *P*-tipa 67
dijagram koncentracije nečistoća 225, 246, 283, 389
dijagram koncentracije nosilaca 228, 233, 291

- dinamička svojstva elektronskih cijevi 120, 149, 162
 - ekvivalentni sklopovi 190
- dinamička svojstva *FET*-a 436
 - ekvivalentni sklopovi 438, 439
- dinamička svojstva poluvodičkih dioda 268
 - ekvivalentni sklopovi 271
 - režim malih signala 268
 - režim velikih signala 275
- dinamička svojstva thyristora 399
- dinamička svojstva tranzistora 322
 - ekvivalentni sklopovi 325, 332, 335, 354
 - režim malih signala 322
 - režim velikih signala (sklopka) 360
- dinatrnska karakteristika 170, 268
- dioda, vakuumska cijev 101
 - cilindrična 113
 - efekti na visokim frekvencijama 120
 - *I-U* karakteristika 101
 - mjerenje karakteristika 102
 - parametri 116
 - planparalelna 105
 - područja rada 102
 - područje početka protjecanja 104
 - područje prostornog naboja 108
 - područje zasićenja 103
 - statički otpor 118
 - temperaturne karakteristike 109
 - unutarnji otpor 117
 - unutarnja vodljivost 118
 - vrijeme proleta elektrona 119
- dioda, poluvodička
 - (vidi: poluvodička dioda)
- dioda s vrućim nosiocima 278
- donori 65
- donorske nečistoće 65
- donorski nivo 65
- driftna brzina nosilaca u poluvodičima 79
 - ovisnost o jakosti polja 81
- driftni tranzistor 284
- du/dt efekt 399
- du/dt sposobnost 401
- Dushmanova jednadžba 52
- dvosmjerni diodni thyristor 387
- dvosmjerni triodni thyristor (triac) 388
- Earlyjev efekt 295, 298, 299, 330
- Earlyjev ekvivalentni sklop 332, 358
- Ebers-Molllov model 307
- efekti visokih frekvencija na rad elektronskih cijevi 120, 162
 - efekt kapacitivnosti C_{ga} 162
 - efekt vremena proleta 165
 - ograničenja uslijed gubitaka 164
 - u diodi 120
 - utjecaj reaktancija cijevi 163
- efektivna brzina čestica plina 89
- efektivna masa — elektrona 63, 72
 - šupljine 72
- efektivni potencijal 144
 - elektrostatski 145
 - u pentodi 178
 - u prisustvu prostornog naboja 146
 - u tetrodi 168
- efikasnost emisije
 - plinom punjenih cijevi 213
 - vakuumskih cijevi 130
- efikasnost emitera 287, 293, 306
 - uz vrlo nisku injekciju 306
 - uz vrlo visoku injekciju 306
- Einsteinova relacija
 - za fotoemisiju 58
 - za omjer pokretljivosti i difuzione konstante 85, 86, 304
- ekscresna faza faktora strujnog pojačanja 348, 352
- ekscresna struja baze 375
- ekscresni naboj baze 374
- ekstrinzični poluvodiči 64
- ekstrinzično temperaturno područje 71
- ekvipotencijalne krivulje u triodi 136, 138
- ekvivalentni sklopovi elektronskih cijevi 190
 - s naponskim izvorom 191
 - sa strujnim izvorom 191
 - za područje viših frekvencija 192
- ekvivalentni sklopovi elektronskih cijevi *FET*-a 438
 - idealnog 438
 - realnog 438
 - za područje viših frekvencija 439
- ekvivalentni sklopovi poluvodičkih dioda 270
 - *P-N* diode 270
 - toplinski 280, 281
 - tunel-diode 274
- ekvivalentni sklopovi tranzistora 324
 - Earlyjev 332, 358
 - Giacolettov, hibridni- π 335, 354
 - π -sklop 325, 335
 - s dva izvora 324
 - s jednim izvorom 325
 - *T*-sklop 325, 336
- elektron 13
 - brzina 16
 - brzina, relativistička korekcija 17
 - ekvivalentna valna dužina 14
 - masa 13
 - masa, efektivna 63
 - masa, relativistička korekcija 14
 - otklon u katodnoj cijevi 20
 - u čvrstom tijelu 33
 - u električkom polju 14
 - u homogenom električkom polju 17
 - u magnetskom polju 21
 - sekundarni 55
 - valentni 33
 - vrijeme proleta u vakuumu 19
- električki izboji u plinovima 194
 - korona izboj 204
 - lučni izboj 195, 204
 - napon ionizacije 195
 - nesamostalan izboj 194, 196
 - Pashenov zakon 199
 - plazma izboja 200, 207
 - povratni luk 211
 - proboj plina 198

- samostalan izboj 194
- slojevi izboja 207
- tinjavi izboj 195
- Townsendov izboj 196
- elektrolitička metoda određivanja potencijala 135
- elektronska balistika 13
- elektronska optika 27
 - analogija sa svjetlosnom 27
 - ekvivalentni Snellov zakon 28
- elektronske putanje 17
 - u električkom polju 17
 - u električkom i magnetskom polju 25
 - u katodnoj cijevi 20
 - u magnetskom polju 21
 - u obliku cikloide 26
 - u obliku zavojnice 24
- elektronsko-optičke leće 29
 - dvocilindrične 30
 - magnetske 31
 - s dva otvora 29
 - s jednim otvorom 31
- elektrostatski krug triode 142
- elektrostatsko polje u triodi 133
 - analitičko određivanje 134
 - analogija napete membrane 136
 - elektrolitička analogija 136
 - prikaz pomoću ekvipotencijalnih krivulja 138
- elektronvolt — definicija 17
- emisija elektrona iz metala 49
 - fotoemisija 50, 55
 - poljem 50, 54
 - sekundarna 50, 55
 - termionska 49
- emisija poljem 50, 54
- energija elektrona u metalu
 - maksimalna 38
 - potencijalna 42
 - prosječna 38
 - zakon raspodjele 37
- energija ionizacije nečistoća 65
- energetski nivoi 35
 - diskretni 35
 - elektrona u metalu 37
 - Fermijev 36
 - gustoća raspodjele u metalu 37
 - živinog atoma 94
- energetski pojasi 35
 - metala 36
 - poluvodiča i izolatora 35
 - valentni 35
 - vodljivi 35
 - zabranjeni 35
- epitaksijalni sloj 301
- epitaksijalno-planarni tranzistor 300, 301
- Esakijevo tuneliranje 264
- Faktor dobrote 185
 - *FET*-a 440
- faktor injekcije 242, 287
- faktor lavinske multiplikacije 260, 316, 393
- faktor pojačanja 139
 - definicije 142, 149, 152
 - elektrostatski 139, 143
 - *FET*-a 437
 - grafičko određivanje 152
 - ovisnost o radnoj točki 155
 - paralelno spojenih cijevi 153
 - pentode 178, 183
 - u odnosu na ukupnu struju 162
 - za cilindričnu triodu 141
 - zakrilne rešetke 169
 - za planparalelnu triodu 140.
- faktor preuzbude isključivanja tranzistora 381
- faktor preuzbude uključivanja tranzistora 378
- faktor strujnog pojačanja (α , β) 287, 289
 - ekscesna faza 348, 352
 - frekvencijska ovisnost 343, 345, 348, 351, 355
 - inverznog smjera 308
 - istosmjerni 288, 289
 - na niskim frekvencijama 332, 337, 338
 - normalnog smjera 308
 - polarni dijagram 348, 352
 - ovisnost o nivou injekcije 302, 307
 - ovisnost o širini baze 295
 - utjecaj generacije i rekombinacije 306
- Faradayjev tamni prostor 202
- Fermijev energetski nivo 36
- Fermijev nivo u poluvodičima 72
 - degeneriranim 77
 - intrinzičnim 74
 - *N*-tipa 75
 - *P-N* spoja 227
 - *P*-tipa 76
 - ovisnost položaja o temperaturi 76
- Fermijeva raspodjela energija elektrona u metalu 37, 39, 46
- FET* 407
 - Barkhausenova relacija 437
 - dinamička svojstva 431
 - ekvivalentni sklopovi 438
 - nazivi elektroda 409
 - s izoliranom upravljačkom elektrodom (vidi *MOSFET*) 409, 421, 426
 - spojni (vidi spojni *FET*) 408, 411
 - s *N*-kanalom 409
 - s *P*-kanalom 409
 - utjecaj temperature 434
 - utjecaj viših napona 433
- fotoemisija 50, 58
 - Einsteinova relacija 58
 - spektralna ovisnost 60
- frekvencija širine pojasa strujnog pojačanja f_T 353, 356
 - ovisnost o radnoj točki 353
- Generacija nosilaca u poluvodičima 67, 256
- germanij 34
 - osnovna svojstva 446

Giacolettov ekvivalentni sklop 335, 354

gramatom 91

grammol 91

granična frekvencija faktora strujnog pojačanja (f_{α} , f_{β}) 343, 345, 347, 350, 355

gustoća prostornog naboja 112

GTO (vidi thyristori) 388

Heksoda 186

— potencijalni profili 186

— prijenosne karakteristike 187

— simbol 186

— strmina konverzije 188

heptoda 186

hibridni parametri tranzistora 323, 326, 332, 336

hlađenje katode 125

— uslijed isijavanja topline 125

— uslijed odvoda topline 126

— uslijed struje emisije 126

Ignitor 221

ignitron 221

impedantni parametri tranzistora 322, 326, 336

inducirana struja 120

— u diodi 121

— rešetke triode 122, 165

injekciono električno polje 303

injektirana struja u mlaznoj tetrodi 173

injekcija manjinskih nosilaca 228, 233, 282, 303

intrinzična koncentracija nosilaca 62

— u germaniju 62

— u siliciju 63

intrinzični poluvodiči 62

inverzioni sloj 251, 409

inveržno aktivno područje 293, 368, 372

ionizacija atoma 93

ionizacija energije atoma plina 94, 95

ispravljačko djelovanje

— diode, vakuumske 101

— *P-N* spoja 225, 230

— poluvodičkih dioda na visokim frekvencijama 273

— spoja metal-poluvodič 273

izlaz elektrona iz metala 41

izlazne karakteristike tranzistora 298, 299, 301

izolator 34

Jednadžba kontinuiteta za poluvodiče 237

jednosmjerni diodni thyristor (Shockleyeva dioda) 385

jednosmjerni triodni thyristor (SCR) 387

Kanal FET-a 408

kapacitivnost *P-N* barijere 245, 246

kapacitivnost povratne veze 162

— FET-a 439

— triode 162, 167

katoda 17

— direktno žarena 101, 129

— indirektno žarena 101, 129

— Lemmensova 128

— metalna 127

— oksidna 52, 128

— plinom punjenih cijevi 213

— s atomskim filmom 127

— torirano volframova 52, 127

— volframova 52, 127

katoda plinom punjenih cijevi 209

— hladna 209

— izvana žarena 213

— od tekuće žive 220

katodna cijev 20

— elektronski top 20

— fluorescentni zaslon 20

— otklonske pločice 20

katodna mrlja 206

katodni pad napona

— lučnog izboja 204

— tinjavog izboja 200

karakteristična brzina čestica plina 89

kinetička teorija plinova 89

kočna rešetka 177

koeficijent isijavanja topline 125

kolektor tranzistora 282

koncentracija elektrona u metalu 39

koncentracija nosilaca u poluvodičima 62

— intrinzičnim 70

— *N*-tipa 70

— *P*-tipa 72

kontaktni potencijal

— između dva metala 47, 104

— *P-N* spoja 226

kovalentne veze 61

kristali 33

— ionski 33

— kovalentni 34

— metalni 33

kristalna struktura

— dijamanta 34

— germanija 34

— silicija 34

kristalni detektori 266

Laplaceova jednadžba 133

Lemmensova katoda 128

lučni izboj 195, 204

— napon luka 205

— napon paljenja 205

— plazma 207

— rubna područja 207

— s izvana žarenom katodom 205

— termionski 205

— uslijed emisije poljem 206

Majoritetni (većinski) nosioci 65

maksimalna frekvencija osciliranja tranzistora 357

- maksimalno pojačanje snage 357
masa 13
— atoma 13
— efektivna, elektrona, šupljina 63
— elektrona 13
— promjena s brzinom 17
— protona 13
Maxwell-Boltzmannova vjerojatnost 38
Maxwell-Boltzmannov zakon
— raspodjele brzina 89
— raspodjele energija 90
Maxwellova relacija za faktor pojačanja
— cilindrične triode 131
— planparalelne triode 130
metalne katode 127
metastabilni nivoi 95
metoda napete membrane 135
metoda upravljanja nabojem 364, 370, 376
minoritetni (manjinski) nosioci 65
mlazna tetroda 172
— injektirana struja 173
— karakteristike anodne struje 175, 177
— oblik 172
— ploče za usmjerenje elektrona 172
— raspodjela potencijala 173, 176
Mollova metoda analize rada
tranzistora kao sklopke 363
MOSFET 409, 421
— dijagrami energetskih pojasa 422
— dinamička svojstva 436
— ekvivalentni sklopovi 438, 439
— faktor dobrote 440
— inverzioni sloj 421
— izlazne karakteristike 428, 430
— napon dodira 424, 429
— obogaćenog tipa 424
— osiromašenog tipa 425
— osnovna konfiguracija 410
— podloga kao upravljačka elektroda 432
— područje linearnog otpora 429, 431
— područje zasićenja 428
— prijenosne karakteristike 425, 428
— princip rada 421
— rad u obogaćenom modu 424, 425
— rad u osiromašenom modu 425
— simboli 411
— s *N*-kanalom 410, 424, 428
— s *P*-kanalom 410, 422, 430
— struja odvoda 427
— triodno područje 428
— utjecaj temperature 424
— utjecaj viših napona 423
- Naboj elektrona 13
napon gorenja
— lučnog izboja 204
— normalnog tinjanja 200
napon ionizacije 195
naponska ograničenja u radu tranzistora
— maksimalno dozvoljeni U_C 318
— napon prohvata 319
— probojni napon 316, 317
— u spoju zajedničke baze 316
— u spoju zajedničkog emitera 317
naponski ekvivalent rada izlaza 44
nečistoće (primjese) u poluvodičima 64
— akceptorske 65
— donorske 65
— energija ionizacije 65
negativno tinjanje 202
nehomogeni poluvodiči 85
— ugrađeno električko polje 86, 260
nivo injekcije
— niski 236
— visoki 236, 303
normalni tinjavi izboj 195, 200
normalno aktivno područje rada tranzistora
284, 293, 361, 368, 377
nosioci struje u poluvodičima 65
— majoritetni (većinski) 65
— minoritetni (manjinski) 65
N-P-N tranzistor (vidi tranzistor) 282
- Obogaćeni sloj 250, 251
odvod *FET*-a 409
ograničenja snage u poluvodičkim elementima
278
ograničenja u radu tranzistora
— naponska 315
— snage 320
— strujna 319
oksidne katode 128
omjer zakriljenja rešetke 134
omski kontakt metal-poluvodič 247, 250
omski otpor baze 300
— aktivni dio 301
— neaktivni dio 300
omski otpor kolektora 300
osiromašeni sloj 248, 251
oštrina upravljanja 146
otklon elektrona u katodnoj cijevi
— elektrostatski 20
— magnetski 23
otpor, specifični
— izolatora 34
— poluvodiča 34
— vodiča 34
otpor širenja 267
- Parametri elektroničkih elemenata 116
— elektronskih cijevi 116, 149, 182
— *FET*-a 437
— tranzistora 322, 326, 333
Paschenov zakon 199
pasivizacija površine 258
Paulijev princip 35
Penningov efekt 96
pentoda 167, 172, 177
— faktor dobrote 185
— faktor pojačanja 183
— karakteristike anodne struje 181, 184, 186
— karakteristike struje zakrilne rešetke 181
— parametri 182
— potencijalni profili 178, 184

- prijenosne karakteristike 179
- raspodjela potencijala 180
- raspodjela struje 180
- simbol 178
- s promjenljivim faktorom pojačanja 184
- strmina 182
- širokopojasna 185
- unutarnji otpor 183
- utjecaj kočne rešetke 177
- za pojačanje snage 185
- planarni tranzistor 300
- Planckova konstanta 14, 50
- plazma plinskih izboja 200, 207
- plinom punjene cijevi 194, 209
 - ekscitron 220
 - ignitron 221
 - maksimalni inverzni napon 214
 - sa živinom katodom 219
 - s hladnom katodom 211
 - s izvana žarenom katodom 212
 - thyatron 214
 - tinjalice 211
 - vrijeme žarenja katode 214
 - vrste i pritisak plinova 210
- plinski izboji (vidi: električki izboji u plinovima)
- P-N* barijera 225
 - jakost polja 244, 245
 - jednostrana 243
 - kapacitivnost 244, 245
 - proboj 259
 - prostorni naboj 227, 243, 245
- P-N* diode 222, 241, 253
 - akumulirani naboj 269, 276
 - difuziona kapacitivnost 271
 - ekvivalentni sklop 272
 - germanijeve 254
 - kao sklopka 275
 - propusna polarizacija 254
 - reverzna polarizacija 255
 - silicijeve 254
 - s retardirajućim poljem 277
 - strujno-naponske karakteristike 253
 - struktura 253
 - temperaturna svojstva 256
 - toplinski ekvivalentni sklop 280, 281
- P-N-P* tranzistor (vidi tranzistori) 282
- P-N-P-N* elementi (vidi thyristori) 385
- P-N* spoj 225
 - dobiven difuzijom 246, 247
 - dobiven izvlačenjem 225
 - dobiven legiranjem 225
 - energetski dijagrami 231
 - faktor injekcije 242
 - Fermijev nivo 227
 - injekcija nosilaca 228, 233
 - ispravljačko djelovanje 225
 - koncentracija nosilaca 228, 233
 - kontaktni potencijal 226, 229
 - metalurška granica 225
 - nepropusna (reverzna) polarizacija 232
 - pod djelovanjem napona 230
 - postepeni 225, 245
 - propusna polarizacija 232
 - režim niske injekcije 236
 - režim visoke injekcije 236
 - skokoviti 225, 243
 - strujno naponska karakteristika 241
- pobuđivanje atoma 93
- podaci za žarene katode 131
- područja rada tranzistora 293
 - inverzno aktivno 293, 361, 368, 377
 - normalno aktivno 293, 361, 368, 377
 - zaporno 293, 361, 376
 - zasićenje 293, 361, 368, 380
- područja rada elektronskih cijevi
 - početak protjecanja 103, 104, 107
 - prostorni naboj 103, 108
 - zasićenje 103
- područje početka protjecanja 103, 104, 107
- područje prostornog naboja 103, 108
- područje zasićenja
 - elektronskih cijevi 103
 - tranzistora 293, 361, 368, 380
- Poissonova jednačica 111
 - za cilindričnu diodu 113
 - za planparalelnu diodu 111
 - za *P-N* barijeru 243
- pokretljivost nosilaca u poluvodičima 78
 - elektrona i šupljina u germaniju 79
 - elektrona i šupljina u siliciju 79
 - ovisnost o jakosti polja 81
 - ovisnost o koncentraciji nečistoća 33
 - ovisnost o temperaturi 80
- poluvodiči 34, 41, 61
 - degenerirani 65, 66
 - difuzija nosilaca 84
 - elektronski 35
 - ekstrinzični (primjesni) 64
 - generacija i rekombinacija 67
 - intrinzični (čisti) 61
 - nečistoće (primjese) 64
 - nehomogeni 85
 - *N*-tipa 64
 - pokretljivost nosilaca 81
 - *P*-tipa 64
 - specifična vodljivost 71
- poluvodičke diode 253
 - difuziona kapacitivnost 271
 - dinamička svojstva 268
 - dinamička vodljivost 268
 - ekvivalentni sklopovi 272
 - *P-N* 253
 - protusmjerne 266
 - simbol 253
 - točkaste 266
 - toplinski ekvivalentni sklop 280, 281
 - toplinski otpor 279
 - tunnelske 263
 - Zenerove 262
- poluvodičke katode 128
- popis literature
 - I dio 97
 - II dio 222
 - III dio 443

- potencijalna barijera
 - na granici metal-vakuum 43
 - *P-N* spoja 225, 227
- potencijalni minimum 106, 115, 173, 176
- površinska energetska stanja 251, 408
- pozitivni stupac 202
- prelomni napon thyristora 386
 - ovisnost o struji upravljačke elektrode 394
 - ovisnost o temperaturi 393
- proboj *P-N* barijere
 - faktor lavinske multiplikacije 260
 - ionizacioni koeficijent 260
 - lavinski 260
 - probojni napon 259, 261
 - Zenerov 259
- probojni napon
 - plinom punjenih cijevi 195, 198
 - *P-N* spoja 259
 - u tranzistoru 316, 317
- pročišćavanje plina 210
- profilna predodžba potencijala 139, 168, 178, 186
- prohvat
 - u tranzistoru 319
 - u triodi 142
- prosječna energija čestica plina 90
- protusmjerna dioda 266
- pseudometali 66
- Rad izlaza**
 - elektrona iz metala 44
 - poluvodiča 247
 - sniženje uslijed jakog polja 46
- raspodjela energija
 - elektrona u metalu 37
 - nosilaca u poluvodiču 72
 - sekundarnih elektrona 57
- raspodjela koncentracija nosilaca
 - *P-N-P* tranzistora 291
 - *P-N* spoja 228, 233
 - u bazi tranzistora 300, 363, 368
 - u inverznom aktivnom području 372
 - u nehomogenoj bazi 315
 - u prijelaznom stanju 367
 - u stanju visoke injekcije 303
 - u zasićenju 368
 - u zasićenom thyristoru 403
- raspodjela potencijala
 - normalno polariziranog tranzistora 290
 - u diodi s prostornim nabojem 109, 115
 - u heksodi 186
 - u mlaznoj tetrodi 173
 - u pentodi 178, 180
 - u tetrodi 168
 - u thyristoru 390, 395, 397
 - u triodi 136, 137
- raspodjela struje 158
 - područje Bellowa 159, 169, 181
 - područje Tanka 160, 169, 181
- rasprašivanje katode 206
- referentna elektroda 102
- rekombinacija nosilaca
 - u bazi tranzistora 286, 292, 304
 - u *P-N* barijeri 306
 - u *P-N* spoju 233, 238
 - u poluvodičima 67
- rekombinacioni centri 67
- rešetka
 - plinom punjenih cijevi 215
 - vakuumskih cijevi 132
- retardirajući napon 103
- reverzna struja zasićenja *P-N* spoja 232
- režim malih signala 118
 - elektronskih cijevi 118, 150, 190
 - *FET*-a 437
 - tranzistora 322, 329
- Schottkyjev efekt** 47, 53, 104
- SCR** (vidi thyristori) 387
- sekundarna emisija 50
 - faktor (δ) 54
 - ovisnost o energiji primarnih elektrona 56
 - ovisnost o kutu upada 56
 - raspodjela energija 57
- Shockleyeva dioda** (vidi thyristori) 385
- Shockleyeva jednadžba** 241
- silica na nabijene čestice
 - u električkom polju 14
 - u magnetskom polju 21
- silica slike na elektron 45
- silicij 34
 - osnovna svojstva 446
- silicijev dioksid 409, 421
- snaga anodnih gubitaka 126, 155
- sonda u plazmi 207, 208
- specifična vodljivost poluvodiča 81
 - germanija i silicija 82
 - intrinzičnog 83
 - *N*-tipa 83
 - ovisnost o temperaturi 82
 - *P*-tipa 83
- spektralna ovisnost fotoemisije 60
- spojni *FET* 408
 - analiza principa rada 411
 - dinamička svojstva 430
 - dinamička vodljivost 420
 - ekvivalentni sklopovi 438
 - faktor dobrote 440
 - izlazne karakteristike 417
 - napon dodira 413
 - osnovna struktura 419
 - područja rada 416
 - područje zasićenja 417
 - prijenosne karakteristike 418
 - shema spoja 409, 414
 - simbol 410
 - s *N*-kanalom 409
 - s *P*-kanalom 409
 - strmina 419
 - struja odvoda 413
 - triodno područje 417
 - utjecaj temperature 434
 - utjecaj viših napona 433

spoj metal-poluvodič 247
 — dijagram energetskih pojasa 248, 250
 — dioda s vrućim nosiocima 278
 — ispravljački 248
 — obogaćeni sloj 248
 — omski 250
 — osiromašeni sloj 250
 spoj zajedničke baze 284
 spoj zajedničkog emitera 284
 srednji slobodni put 91
 — elektrona 92
 — molekula 91
 stabilizacija napona
 — pomoću tinjalica 211
 — pomoću Zenerovih dioda 262
 startne karakteristike thyatrona 215, 216, 217
 startne karakteristike thyristora 398
 statičke karakteristike tranzistora 295
 — izlazne-zajednička baza 298
 — izlazne-zajednički emiter 299, 301
 — prijenosne 296
 — ulazne-zajednička baza 296
 — ulazne-zajednički emiter 297
 statički otpor diode 118
 Stefan-Boltzmannov zakon 125
 Stefan-Boltzmannova konstanta 125
 strmina 149
 — *FET*-a 419, 430
 — grafičko određivanje 152
 — heksode (heptode) 187
 — konverzije 188
 — ovisnost o radnoj točki 155
 — paralelno spojenih cijevi 153
 — pentode 182
 — tranzistora 335, 354
 — triode 150
 struja baze 286
 — ekscesna 375
 — injekciona 286
 — rekombinaciona 286
 — reverzna 286
 struja emitera 285
 struja kolektora 286
 struja negativno polarizirane rešetke 156
 — izolaciona struja 157
 — početka protjecanja 156
 — termionska emisija rešetke 158
 — vakuumaska struja 157
 struja početka protjecanja 105
 — diode 105, 107
 — negativne rešetke triode 156
 struja pridržavanja thyristora 388
 struja prostornog naboja 110
 — diode 111, 113
 — triode 147, 148
 — utjecaj početnih brzina elektrona 114
 struja termionske emisije 50, 103
 struja zasićenja
 — diode 103, 104
 — elektrona u plazmi 208
 — iona u plazmi 209
 — *P-N* spoja, reverzna 241

strujna ograničenja tranzistora 318

sudari čestica u plinovima 93
 — atoma s elektronima 96
 — atoma s fotonima 96
 — atoma s ionima 96
 — druge vrste 96
 — elastični 93
 — neelastični 93

Tankovo područje 160

tehnološki profil nečistoća

 — *P-N* spoja 225, 277
 — thyristora 389
 — tranzistora 283, 300, 313

temperaturna ovisnost karakteristika poluvodičkih elemenata 256

temperaturni napon 104

termička nestabilnost 278

termionska emisija 50

 — konstante (*A*, *b*) 52, 53
 — struja t.e. 51

tetroda 167

 — anodne karakteristike 171
 — faktor pojačanja zakrilne rešetke 169
 — karakteristike I_A , I_{G2} i I_K 170
 — mlazna (vidi mlazna tetroda) 172
 — potencijalni profili 168
 — raspodjela primarnih struja 169
 — simbol 168
 — učinci sekundarne emisije 170
 — utjecaj zakrilne rešetke 167

thyatron 214

 — elektrodni sustav 215, 216
 — karakteristike struje rešetke 218
 — punjen plemenitim plinovima 215
 — punjen živom 216
 — s negativnom kontrolom 216
 — s pozitivnom kontrolom 217
 — startne karakteristike 215, 216, 217
 — uloga rešetke 218
 — vrijeme ionizacije i deionizacije 219

thyristor 385

 — analogna predodžba 391
 — anodne karakteristike 386, 388, 396
 — du/dt efekt 399
 — dvosmjerni diodni 386
 — dvosmjerni triodni (triac) 388
 — di/dt efekt 401
 — jednosmjerni diodni (Shokleyeva dioda) 385
 — jednosmjerni triodni (SCR) 387
 — klasifikacija 385
 — osnovni principi rada 390
 — područja rada 386
 — prelomni napon 385, 393, 394
 — simboli 385, 387, 388
 — s isključivanjem na upravljačkoj elektrodi (*GTO*) 388, 398
 — startne karakteristike 397
 — tehnološki profil 389
 — uloga upravljačke elektrode 394, 397
 — uvjet uključivanja 392, 395
 — vrijeme uključivanja i isključivanja 402

- tinjalice 211
- tinjavi izboj 195
- abnormalni 195, 204
 - katodni pad napona 200
 - koeficijent ionizacije 196
 - normalni 195, 200
 - optičke pojave 202
 - plazma 200
 - područje katodnog pada 200
 - strujno naponska karakteristika 201
- točkasti tranzistor 282
- toplinska kapacitivnost 281
- toplinski bijeg 321
- toplinski ekvivalentni sklop
- statički 280
 - dinamički 281
- toplinski otpor 279
- Townsendov izboj 196
- transportni faktor 287, 292
- transport nosilaca 282
- tranzistor 282
- analiza rada 289
 - bipolarni 283
 - difuzioni 283, 284
 - dinamička svojstva 322
 - driftni 284
 - Ebers-Mollov model 307
 - ekvivalentni sklopovi (vidi ekvivalentni sklopovi tranzistora) 325, 335, 354
 - epitaksijalni 300
 - faktor strujnog pojačanja 287, 289
 - granične frekvencije 343, 351, 357
 - kao sklopka (vidi tranzistor kao sklopka) 360
 - karakteristike (vidi statičke karakteristike tranz.) 295
 - komponente struja 286
 - lavinski 319
 - legirani 283
 - *N-P-N* 282
 - ograničenja u radu 315
 - parametri (vidi tranzistorski parametri) 322
 - planarni 283
 - *P-N-P* 282
 - područja rada 293
 - realni i idealni 301
 - s efektom polja (vidi *FET*) 283, 407
 - s homogenom bazom 283
 - simbol 282
 - skica 283
 - spojni 282, 284
 - s tankim filmom (vidi *FET*) 410
 - tehnološki profil 283, 300, 303
 - točkasti 282
 - u spoju zajedničke baze 284
 - u spoju zajedničkog emitera 287
- tranzistor kao sklopka 360
- analiza metodom upravljanja nabojem 376
 - analiza Mollovom metodom 363
 - ilustracija rada 360
 - vremenska uključivanja i isključivanja 363, 383
 - vremenski odziv struje kolektora 362, 366, 379
- tranzistorski parametri 322
- admitantni (y) 322, 331
 - četveropolni 327
 - difuziona kapacitivnost emitera 342
 - difuziona kapacitivnost kolektora 344
 - grafičko određivanje 336
 - granične frekvencije 343, 349, 350
 - hibridni (h) 323, 330
 - hibridni spoja zajedničkog emitera 333
 - idealnog tranzistora 328
 - i ekvivalentni sklopovi 324
 - impedantni (z) 322
 - izlazna admitancija 356
 - na niskim frekvencijama 328
 - na višim frekvencijama 341
 - ovisnost o radnoj točki 337, 339
 - ovisnost o temperaturi 338, 339
 - ulazna admitancija 356
- trioda 132
- anodne karakteristike 148, 155, 161
 - Child-Langmuirov zakon 147
 - ekvivalentni sklop 191
 - elektrometarska 158
 - elektrostatski krug 142
 - karakteristika konstantne struje 148
 - konstrukciona skica 132
 - paralelni rad 152
 - područja Bellova, Tanka 159, 160
 - prienosne karakteristike 148, 155
 - rad na visokim frekvencijama 162
 - s blagim prekidom anodne struje 156
 - s ostrim prekidom anodne struje 156
 - s pozitivnom rešetkom 158
 - s promjenljivim faktorom pojačanja 156
 - s promjenljivim korakom 154
 - struja negativne rešetke 156
 - struja pozitivne rešetke 161
- tropolovinski zakon 112
- za cijevi s više rešetaka 168, 178
 - za diodu 112, 113
 - za triodu 147
- tunnel-dioda
- dijagram energetske pojasa 264
 - ekvivalentni sklop 274
 - ekscena struja 265
 - Esakijevo tuneliranje 264
 - struja dola 265
 - struja vrha 265
 - strujno naponska karakteristika 263
- Ugrađeno električko polje u nehomogenim poluvodičima 86, 260, 313, 347
- unipolarni tranzistor (vidi *FET*) 283, 407
- unutarnja impedancija diode 119, 124, 125
- unutarnji otpor 117
- analitički proračun 118
 - diode 117

- grafičko određivanje 117, 119, 152
- ovisnost o radnoj točki 155
- paralelno spojenih cijevi 153
- pentode 183
- triode 149, 151
- upravljačka elektroda (gate)
 - FET-a 409
 - thyristora 387, 394
- upravljačka rešetka 133, 168
 - druga, u heksodi (heptodi) 187
- uvod FET-a 409
- Virtuelna katoda
 - u diodi 115
 - u mlaznoj tetradi 174
- vjerojatnost sudara 92
- Vodges-Elderove relacije za faktor pojačanja
 - cilindrične triode 141
 - planparalelne triode 140
- vodiči 34, 36
- vremenska konstanta baze 373
- vremenska konstanta emitera 373
- vremenska konstanta kolektora 372
- vremenska konstanta područja zasićenja 369, 372
- vrijeme isključivanja
 - thyristora 405
 - tranzistora 363
- vrijeme oporavka ($P-N$ dioda) 276

- vrijeme pada
 - $P-N$ dioda 276
 - tranzistor 363, 370, 382
- vrijeme porasta (tranzistor) 362, 365, 368, 379
- vrijeme proleta
 - kroz bazu tranzistora 342
 - kroz diodu 119
 - kroz kanal FET-a 442
- vrijeme uključivanja
 - thyristora 402
 - tranzistora 363
- vrijeme zadržavanja
 - poluvodičke diode 276
 - tranzistora 363, 370, 382
- vrijeme zakašnjenja tranzistora 361, 362, 377
- Zabranjeni pojas energija 35
- zakon o termodinamičkoj ravnoteži u poluvodičima 68
- zakrilna rešetka 167
 - druga u heksodi (heptodi) 186
- zaporno područje rada tranzistora 293, 361, 376
- Zenerove diode 262
- Zenerov proboj 259
- Zenerovo tuneliranje 259, 262
- zračenje crnog tijela 125

Prof. ing. Borislav Juzbašić
ELEKTRONIČKI ELEMENTI

Znak: 7208 Sv • Izdavač: TEHNIČKA KNJIGA, izdavačko poduzeće, ZAGREB, Jurišićeva 10

Za izdavača odgovara: Ing. KUZMAN RAZNJEVIĆ

Uredništvo sveučilišnih udžbenika

Glavni urednik: ZVONKO VISTRIČKA • Urednik edicije: IVAN UREMOVIĆ • Lektor: Prof. dr. SRETEN ŽIVKOVIĆ • Crteži: TOMISLAV STRIJC • Meter: EMANUEL DRAGOJEVIĆ • Tisak odobrio: AUTOR • Tisak: GRAFIČKI ZAVOD HRVATSKE, ZAGREB • Tisak dovršen: U VELJAČI 1972.