INSTITUTTET FOR TELETEKNIK
DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

ELEMENTÆR ELEKTRONIK DEL 1

Halvlederdioder

E. V. Sørensen

Emne:

Halvlederdioders virkemåde, statiske og dynamiske egenskaber samt anvendelser

Udgivet af og med tilskud fra
DEN PRIVATE INGENIØRFOND VED DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

Tilføjelser og rettelser til

E. V. Sørensen: Elementær Elektronik

del 1

p 1	figur 1.1b	index z mangler på V øverst i 3 kvadrant
p 8	lign. (2.5.3)	skal lyde: $p_{Po} \cdot n_{Po} = n_i^2\ (cm^{-6})$
	lign. (2.5.4)	skal lyde: $p_{Po} \simeq N_a$
p 11	figur 3.1.2a	øverst skal stå P til venstre og N til højre
	figur 3.1.2d	tilføj et - foran integralet
	l. 10 f.n.	understreget ord skal være elektronkoncentrationen
p 12	l. 9 f.n.	"antallet" erstattes af "koncentrationen"
p 13	l. 1 f.n.	tilføj: for Si
p 16	l. 8 f.o.	"randkoncentrationen" erstattes af "randoverskudskoncentrationen"
p 21	l. 8 f.o.	"Indsættes (4.1.3)" erstattes af "Indsættes (4.1.2) og (4.1.3)"
p 24	l. 13 f.o.	"monentant" erstattes af "momentant"
	l. 14 f.o.	"værdi E_r erstattes af "værdi $-E_r$"
	l. 6 f.n.	Fig. 4.3.2 skal være Fig. 4.3.2a
p 25	figur 4.3.3c	angivelsen t på abscisseaksen tilføjes
p 40	l. 3 f.o.	(8.1.1b) skal være (8.1.16)
	l. 1 f.n.	"tilgæld" erstattes af "til gengæld"
p 42	figur 8.2.1	angivelsen på ordinataksen skal være $E_h(t)$
p 47	figur 8.4.4	V_o erstattes af V_u
p A2	l. 3 f.o.	tilføj: for Si

trykt på genbrugspapir

Juni 1978

ISBN 87-87285-75-2
Stougaard Jensen/København
Un 04-696 a

Forord

Hensigten med den foreliggende behandling af halvlederdiodens teori og virkemåde er snarere at tilvejebringe et bæredygtigt grundlag for en ingeniørmæssig forståelse af de forskellige transistortyper, der anvendes i elektronikken, end at lægge op til simple diodeanvendelser, der ikke kræver helt så dybtgående forudsætninger. Et kapitel vedrørende anvendelser er dog naturligvis medtaget.

Det er tilstræbt at disponere emnet således, at det kan studeres i varierende dybde. Således er en række mere detaljerede udledninger placerede i appendices men resummerede i hovedteksten.

Lyngby, den 1/2 1975

E. V. Sørensen

Indholdsfortegnelse

Oversigt over fysiske konstanter

Nogle vigtige konstanter for silicium og germanium:

		Si	Ge
	Atomer pr cm^3	$5.00 \cdot 10^{22}$	$4.42 \cdot 10^{22}$
E_g	Løsrivelsesenergi (eV)	1.1	0.7
n_i	Intrinsic elektron-hul-par koncentration ved $300^{o}K$ (cm^{-3})	$1.45 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{13}$
μ_n	Elektronmobilitet ved $300^{o}K$ ($cm^2/V \cdot sek$)	1350	3900
μ_p	Hulmobilitet ved $300^{o}K$ ($cm^2/V \cdot sek$)	480	1900
D_n	Diffusionskonstant for elektroner ved $300^{o}K$ (cm^2/sek)	35	101
D_p	Diffusionskonstant for huller ved $300^{o}K$ (cm^2/sek)	12	49
ε_r	Relativ dielektricitetskonstant	12	16
ρ	Specifik modstand ved $300^{o}K$ (Ohm·cm)	236000	44.8

Andre fysiske konstanter

1 cm = 10 mm = $10^4 \mu$ (Mikron) = 10^8 Å (Ångstrøm)

q Elementarladningen; $1.602 \cdot 10^{-19}$ coulomb

ε_o Vacuumdielektricitetskonstanten; $8.854 \cdot 10^{-14}$ F/cm

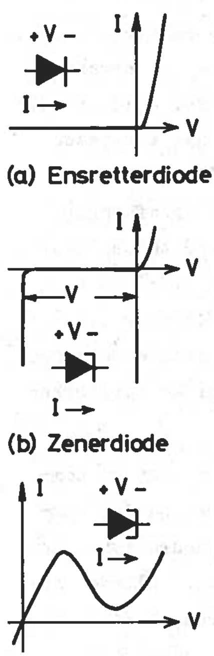
k Boltzmanns konstant $1.38 \cdot 10^{-23}$ joule/^{o}K = $8.62 \cdot 10^{-5}$ eV/^{o}K

eV Elektronvolt; 1 eV = $1.602 \cdot 10^{-19}$ joule

V_t = kT/q = 0.0259 Volt for T = $300^{o}K$

1. Diodetyper

Dioderne er de simpleste elektroniske komponenter, man har. De kan karakteriseres som to-terminal komponenter med en stærkt ulineær strøm-spændingskarakteristik. Figur 1.1 viser nogle eksempler.



(a) Ensretterdiode

(b) Zenerdiode

(c) Tunneldiode

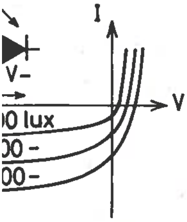
Fig. 1.1

I ensretterdioden, som er den mest almindelige type, udnytter man det forhold, at strømmen passerer nogenlunde uhindret igennem dioden, når spændingen over den er positiv, men praktisk talt bliver 0, hvis man vender spændingen og dermed strømretningen. Medens man tidligere fremstillede sådanne dioder som vacuumrør, er de nu om stunder næsten udelukkende baseret på halvleder-PN-overgangen. De finder anvendelse i kraftensrettere, signaldetektorer m.m.

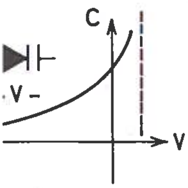
I zenerdioden, der kun kan udføres som halvlederdiode, udnyttes det forhold, at der ved en vis spærrespænding V_z (zenerspændingen) opstår en ikke-destruktiv gennembrudseffekt, hvorved strømmen fra at være forsvindende lille vokser brat op. Da spændingsfaldet praktisk talt er uafhængigt af gennembrudsstrømmens størrelse, kan man ved at tvinge en strøm baglæns igennem dioden opnå en stabiliseret spænding V_z. Zenerdioder fås med zenerspændinger imellem ca. 4 og ca. 200 Volt. I området omkring 6 Volt har zenerspændingen temperaturkoefficienten nul. For en 4-Volts zenerdiode er temperaturkoefficienten -1 til -2 mVolt/$^{\circ}$C og for en 10-Volts zenerdiode er den ca. 9 mVolt/$^{\circ}$C.

I tunneldioden, der kun udføres som halvlederdiode, har man ved en speciel fremstillingsteknik opnået en I-V karakteristik med et område, hvor strømmen aftager for voksende spænding. I dette område repræsenterer dioden en negativ konduktans overfor små strøm- og spændingsændringer ($\Delta I/\Delta V$ er negativ) og kan herved benyttes som det aktive element i monostabile, bistabile eller astabile impulskredsløb m.m.

Figur 1.2 viser karakteristikkerne for en fotodiode, der ligeledes



j. 1.2 Fotodiode



j. 1.3 Varaktordiode

kun udføres som en halvlederdiode. Disse dioder er lysfølsomme, idet strømmen i spærreretningen vokser med den lysmængde, der via et vindue i diodeindkapslingen falder ind på det aktive område. Fotodioden anvendes i belysningsmålere eller i kontrolkredsløb, der skal aktiveres ved en belysningsændring.

Varaktordioden, figur 1.3, er en halvlederdiode, der normalt forspændes i spærreretningen (V negativ) og som derfor praktisk talt er strømløs. Det er følgelig ikke I-V-karakteristikken, der har interesse, men derimod det forhold, at en halvlederdiode under disse betingelser virker som en spændingsafhængig kapacitet C(V). Diodens kapacitive egenskaber holder sig op til en positiv spænding på 0.7-1 Volt, men over 0 Volt bliver tabsfaktoren for stor til de este anvendelser. Varaktordioder anvendes i automatiske frekvenskontrol-edsløb for lokaloscillatorer i radiomodtagere, i parametriske forstærke- m.m.

Der findes endnu flere diodetyper, som det vil føre for vidt at kom- ind på, men samtlige typer er (i halvlederudgaven) baseret på det sam- grundlæggende princip: PN-overgangen. Der er i virkeligheden kun tale at fremelske forskellige potentielle egenskaber ved denne. Således ud- ser en diode, der er optimeret med henblik på ensretterbrug, både en ze- rspænding og en spændingsafhængig kapacitet, når den er forspændt i ærreretningen.

Da hertil kommer, at også transistorer er opbygget af PN-overgange, det klart, at en grundig forståelse af PN-overgangens egenskaber er et dvendigt udgangspunkt for et elektronik-kursus på ingeniørmæssigt plan.

Halvledere og deres ledningsmekanismer

1 Ledere, halvledere og isolatorer

Faste stoffer kan i elektrisk henseende klassificeres som ledere, lvledere eller isolatorer. Ledere, hvortil de fleste metaller hører, r særligt små specifikke modstande (10^{-2} - 10^{-6} Ohm·cm), der vokser tilnærmet proportionalt med temperaturen. Koncentrationen af fri ladningsbærere er overordentlig stor i ledere og kun lidt afhængig af temperaturen. <u>Halvledere</u> har specifikke modstande i området 10^{-2} - 10^{7} Ohm•cm. I modsætning til ledere aftager deres specifikke modstand med temperaturen, se figur 2.1.1, og koncentrationen af fri ladningsbærere vokser stærkt med temperaturen. <u>Isolatorernes</u> specifikke modstand opfører sig på samme måde som halvledernes, men er langt større (fra 10^{7} Ohm•cm og opefter). Gode isolatorer har specifikke modstande i området 10^{12} - 10^{22} Ohm•cm.

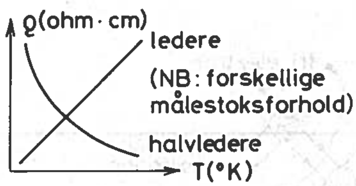


Fig. 2.1.1

De elektriske egenskaber afhænger for alle tre kategorier af materialernes renhed. Dette har navnlig betydning for halvlederne, idet man ved en nøje kontrolleret indlejring af små mængder nærbeslægtede fremmedatomer i deres krystalgitre kan variere deres specifikke modstande over store områder.

Figur 2.1.2 sammenfatter opdelingen med fremhævelse af særligt vigtige stoffer indenfor hver gruppe.

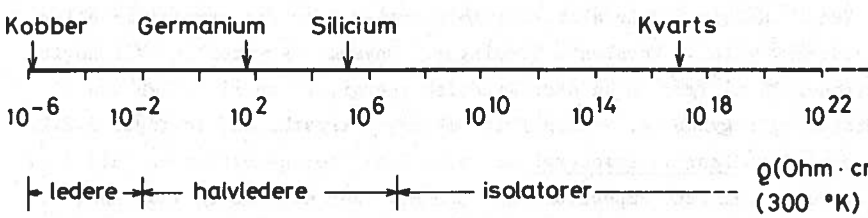


Fig. 2.1.2

2.2 Germanium og silicium

Medens man tidligere anvendte <u>germanium</u> til fremstilling af elektroniske halvlederkomponenter, er de fleste halvlederkomponenter i dag baseret på <u>silicium</u>. Germanium og silicium er begge tetravalente og har altså fire valenselektroner i yderste elektronskal. De krystalliserer begge i den såkaldte <u>diamantstruktur</u>, figur 2.2.1, hvor hvert atom sidder i

ntrum af et regulært tetraeder med fire nærmeste-nabo-atomer i tetrae-
erets hjørner. Valenselektronerne "deles" med disse fire naboatomer og
nner de kovalente bindinger, der holder atomerne sammen i det periodi-
e krystalgitter. Der indgår to elektroner i hvert af de kovalente bånd,
let naboatomerne jo tilsvarende deler deres valenselektroner med deres
spektive naboatomer, osv. Figur 2.2.2 er en todimensional model af
rukturen.

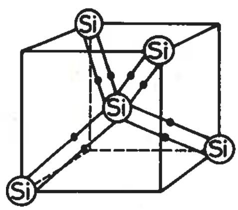


Fig. 2.2.1

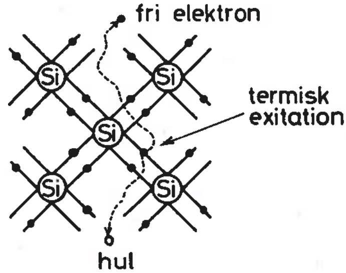


Fig. 2.2.2

.3 Termisk exitation og rekombination af fri elektroner og huller i rene halvledere

Ved 0° Kelvin indgår alle valenselektroner i en ren germanium- eller
ilicium-énkrystal i kovalente bindinger. Opvarmes krystallen, vil nogle
lektroner få tilført en så stor kinetisk energi, at de rives løs fra
indingen og begynder at vandre frit omkring i krystallen, se figur 2.2.2.
en nødvendige løsrivelsesenergi er ca. 0.7 eV[†] for germanium og ca. 1.1 eV
or silicium ved stuetemperatur ($T = 300^{\circ}K$). Når elektronen slås løs,
fterlader den en ledig plads - et såkaldt hul - i den kovalente binding.
ette hul udfyldes let af elektronen fra en nabobinding, men herved efter-
ader denne sig et hul, dvs. hullerne kan hoppe fra binding til binding og
an herved opfattes som fri partikler i lighed med de løsrevne elektroner,
e figur 2.2.2. Da hver elektron repræsenterer en negativ elektrisk lad-
ing ($-q = -1.6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb), og hvert hul svarer til en manglende elek-
ron, kan man tillægge et hul en tilsvarende positiv elementarladning.

---

1 eV (elektronvolt) er den kinetiske energi en elektron afgiver eller
den potentielle energi den modtager ved at løbe op imod en elektrisk
potentialforskel på 1 Volt. (1 eV = $1.6 \; 10^{-19}$ Joule).

Når elektroner og huller vandrer frit omkring i krystallen, kan det hænde, at en elektron mødes med et hul, hvorved der forsvinder et elektron-hul par. Denne proces kaldes rekombination og modsvarer den termiske exitation af elektron-hul par. De resulterende ligevægtskoncentrationer n_i af fri elektroner og p_i af huller er lige store og adlyder en relation af formen:

$$n_i \cdot p_i = n_i^2 = KT^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (cm^{-6}) \qquad (2.3.1)$$

hvor K er en materialekonstant, E_g er den ovenfor omtalte løsrivelsesenergi, k er Boltzmanns konstant†, og T er den absolutte temperatur. $n_i = p_i$ vokser således kraftigt med temperaturen.

Ved stuetemperatur ($T = 300^\circ K$) haves:

$$\text{Germanium: } n_i = 2.4 \cdot 10^{13} \quad (\text{elektroner pr. } cm^3) \qquad (2.3.2)$$
$$\text{Silicium : } n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \quad (\text{elektroner pr. } cm^3)$$

Trods disse tilsyneladende store værdier er de relative koncentrationer dog uhyre små, idet antallet af atomer pr. cm^3 er henholdsvis $4.4 \cdot 10^{22}$ og $5.0 \cdot 10^{22}$.

Isolatorer adskiller sig principielt kun fra halvledere derved, at løsrivelsesenergien E_g er større og koncentrationen n_i af fri ladningsbærere følgelig langt mindre. Hvor man vil sætte grænsen imellem halvledere og isolatorer er derfor et definitionsspørgsmål. Ofte regner man stoffer med $E_g > 2$ eV for isolatorer.

2.4 Ledningsevnen af rent germanium og silicium

De fri ladningsbærere vil bevæge sig på tilfældig måde i krystallen, idet de til stadighed vil "kollidere" med atomer, der selv svinger omkring deres ligevægtspositioner i krystalgitret på grund af den termiske energi. Påtrykker man et elektrisk felt, vil ladningsbærerne imidlertid blive accelereret af feltet imellem sammenstødene. Elektronerne får herved en middelbevægelse imod feltet og hullerne en middelbevægelse med feltet. Over en lang strækning med mange kollisioner - "opbremsninger" - vil middelaccelerationen blive 0, og der bliver der-

† $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Joule/$^\circ K$

or tale om en gennemsnitlig drifthastighed v, der er proportional med eltstyrken F (Volt/cm).

$$v_n = -\mu_n F \quad \text{(cm/sek)} \quad \text{for fri elektroner}$$
$$v_p = \mu_p F \quad \text{(cm/sek)} \quad \text{for huller} \qquad (2.4.1)$$

kaldes <u>mobiliteten</u>. Ved stuetemperatur haves:

$$\text{Germanium: } \mu_n = 3900; \quad \mu_p = 1900 \quad (\text{cm}^2/\text{sek}\cdot\text{Volt})$$
$$\text{Silicium : } \mu_n = 1350; \quad \mu_p = 480 \quad (\text{cm}^2/\text{sek}\cdot\text{Volt}) \qquad (2.4.2)$$

De modsat rettede elektron- og hulbevægelser er ensbetydende med n <u>driftstrøm</u> i feltets retning. Ladningskoncentrationerne er hen- oldsvis $-qn_i$ og qp_i (Coulomb/cm^3), og den resulterende strømtæthed J r derfor

$$J = -q\cdot n_i\cdot v_n + q\cdot p_i\cdot v_p \quad (\text{Amp/cm}^2)$$

ller med benyttelse af (2.4.1) samt $p_i = n_i$

$$J = qn_i(\mu_n + \mu_p)F \quad (\text{Amp/cm}^2) \qquad (2.4.3)$$

)en specifikke ledningsevne $\sigma = J/F$ bliver følgelig:

$$\sigma = qn_i(\mu_n + \mu_p) \quad (\text{Ohm}\cdot\text{cm})^{-1} \qquad (2.4.4)$$

led de angivne værdier for mobiliteterne ses det, at de fri elektro- ner bidrager mere til ledningsevnen end hullerne.

En beregning af ledningsevnen for en ren germanium énkrystal ved stuetemperatur giver:

$$\sigma = 1.6\cdot10^{-19}\cdot2.4\cdot10^{13}(3900 + 1900) = 2.23\cdot10^{-2} \quad (\text{Ohm}\cdot\text{cm})^{-1}$$

Den specifikke modstand bliver $\rho = \sigma^{-1} = 44.8$ (Ohm·cm). For rent si- licium finder man: $\rho = 236000$ (Ohm·cm), jfr. figur 2.1.2.

2.5 N-type og P-type halvledere

Ved tilsætning - <u>dotering</u> - af yderst små mængder fremmedatomer i en halvlederkrystal kan man opnå en stor forøgelse af ledningsevnen. De atomer, det drejer sig om, må have en sådan "størrelse", at de indordner sig i krystalgitret uden at deformere dette, og endvidere må de have en valenselektron mere eller en valenselektron mindre end værtsatomerne. Størrelsesordenen af doteringen er 1 fremmedatom pr. 10^4-10^7 værtsatomer. Da germanium og silicium indeholder ca. 10^{22} atomer pr. cm^3, bliver fremmedatomernes tæthed ca. 10^{15} - 10^{18} atomer pr. cm^3.

De stoffer, der er aktuelle er:

Fra gruppe III i det periodiske system (3 valenselektroner):

Bor (B); Aluminium (Al); Gallium (Ga); Indium (In).

Fra gruppe V i det periodiske system (5 valenselektroner):

Fosfor (P); Arsen (As); Antimon (Sb).

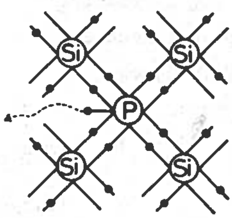


Fig. 2.5.1

Ved dotering med et af stofferne fra gruppe V fås den i figur 2.5.1 viste situation, hvor de fire af fosforatomets valenselektroner indgår i kovalente bindinger, medens den femte, der ikke passer ind i strukturen, er meget løst knyttet til fosforatomet og kun behøver en forsvindende lille energi (ca. 0.05 eV) for at blive til en fri elektron. Når den femte elektron er frigjort, bliver fosforatomet til en positiv ion, der er bundet til krystalgitret og derfor ikke kan bidrage til ladningstransport.

Da der ved tilvejebringelsen af fri elektroner på denne måde ikke samtidig genereres huller, bliver den dominerende ladningsbærertype elektroner. En sådan halvleder kaldes en <u>N-type halvleder</u>. Hullerne i en N-type halvleder hidrører fra den termiske exitation, der holder sig uændret, men da hullernes middellevetid bliver langt mindre på grund af de mange elektroner, bliver hulkoncentrationen også langt mindre. Mere konkret gælder der ved termisk ligevægt:

$$n_{No} \cdot p_{No} = n_i^2 \qquad (cm^{-6})^{\dagger} \qquad (2.5.1)$$

hvor $p_{No} \ll n_i$ og $n_{No} \gg n_i$ og n_i er givet ved (2.3.1). Fremmedatomerne

---

† Et bevis herfor er givet i slutningen af appendix A

f gruppe V kaldes donoratomer, idet de hver yder - donerer - én fri lektron. Da praktisk talt alle donoratomer er ioniserede ved stuetemperatur, gælder der:

$$n_{No} \simeq N_d \qquad (cm^{-3}) \qquad (2.5.2)$$

ivor N_d er koncentrationen af donoratomer.

Ved dotering med et af stofferne fra gruppe III fås den i figur 2.5.2 viste situation, hvor boratomets 3 valenselektroner indgår i kovalente bindinger, og hvor der følgelig mangler én elektron, dvs. er indført et hul. I en sådan halvleder vil den dominerende ladningsbærertype være huller, og man taler da om en P-type halvleder.

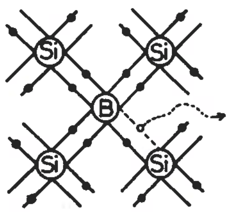


Fig. 2.5.2

Fremmedatomerne af gruppe III kaldes acceptoratomer, fordi de hver modtager - accepterer - én elektron (og derved frigiver et hul). For P-type halvledere gælder der svarende til (2.5.1) og (2.5.2) ved termisk ligevægt:

$$p_{po} \cdot n_{po} = n_i^2 \qquad (cm^{-6})^{\dagger} \qquad (2.5.3)$$

$$p_{po} \simeq N_a \qquad (2.5.4)$$

hvor N_a er koncentrationen af acceptoratomer.

Ledningsevnen af en ensartet doteret halvleder er i lighed med (2.4.4) givet ved

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \simeq \begin{cases} qN_d\mu_n & \text{for en N-type halvleder} \\ qN_a\mu_p & \text{for en P-type halvleder} \end{cases} \qquad (2.5.5)$$

Eksempel: Doterer vi germanium med $N_a = 10^{15}$ acceptoratomer pr. cm^3, dvs. med ca. 1 fremmedatom pr. 10^7 værtsatomer, bliver ledningsevnen:

$$\sigma = qN_a\mu_p = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15} \cdot 1900 = 0.304 \quad (\text{Ohm}\cdot\text{cm})^{-1}$$

Den specifikke modstand bliver $\rho = \sigma^{-1} = 3.3$ (Ohm·cm).

(For rent germanium fandt vi $\rho = 44.8$ Ohm·cm).

---

† Et bevis herfor er givet i slutningen af appendix A

2.6 Drift- og diffusionsstrøm

I en ensartet doteret halvleder, der påtrykkes et elektrisk felt F, får man svarende til (2.4.3) en driftstrøm med strømtætheden:

$$J_{drift} = q(n\mu_n + p\mu_p)F \qquad (\mathrm{Amp/cm^2}) \tag{2.6.1}$$

Heri kan første led negligeres for en P-type halvleder (p >> n) og andet led kan negligeres for en N-type halvleder (n >> p).

I en uensartet doteret halvleder eller en halvleder, hvor man på anden måde har indført en koncentrationsfordeling p(x) eller n(x), der afhænger af en stedkoordinat x, får man herudover en såkaldt <u>diffusionsstrøm</u>, der er uafhængig af det elektriske felt.

Diffusion vedrører det forhold, at fri partikler på grund af deres termiske aktivitet vil spredes mest i de retninger, hvor partikeltætheden aftager stærkest. (Jfr. spredningen af røg i stillestående luft). For halvlederen kan dette udtrykkes:

$$J_{diff} = q(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) \qquad (\mathrm{Amp/cm^2}) \tag{2.6.2}$$

Størrelsen D kaldes <u>diffusionskonstanten</u>. Der gælder ved $T = 300^\circ K$:

Germanium: $D_n = 101; \quad D_p = 49 \qquad (\mathrm{cm^2/sek})$

Silicium : $D_n = 35; \quad D_p = 12 \qquad (\mathrm{cm^2/sek})$

For en ladet partikel, der diffunderer i et elektrisk felt, eksisterer der en generel relation imellem diffusionskonstanten og mobiliteten. Denne relation er udledt af og opkaldt efter Einstein og lyder:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \ (\mathrm{Volt}) \qquad (= 0.026 \text{ Volt for } T = 300^\circ K) \tag{2.6.3}$$

Nettostrømtætheden i en halvleder er summen af drift- og diffusionsstrømtæthederne.

(Har de ikke samme retning, må de adderes vektorielt).

. PN-overgangen. Statiske egenskaber

.1 PN-overgangen i strømløs tilstand

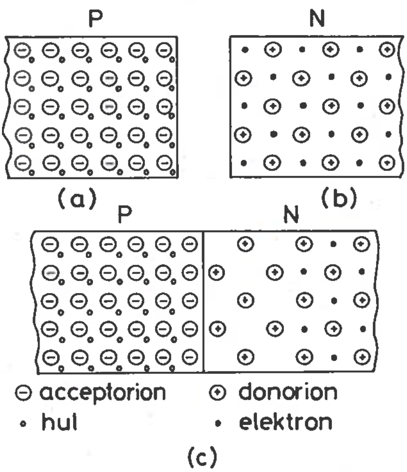
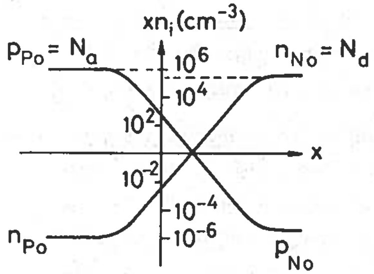


Fig. 3.1.1

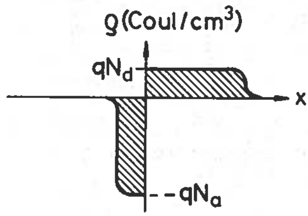
Tænker man sig, at det var muligt at sammenføje en P-type og en N-type halvlederblok så nøjagtigt, at krystalstrukturen forløber perfekt igennem grænsefladen, ville der fremkomme en såkaldt PN-overgang, se fig. 3.1.1. (I virkeligheden må man - som omtalt i kapitel 7 - realisere PN-overgangen på andre måder, idet en så perfekt sammenføjning ikke lader sig foretage direkte. Tankeeksperimentet er imidlertid nyttigt for forståelsen af PN-overgangens virkemåde).

Før sammenføjningen er der indenfor ethvert infinitesimalt rumfang i -blokken balance imellem de bundne negative ionladninger og de ved ioniseingen skabte positive fri hulladninger. (Udover disse ladninger findes der n svag koncentration af termisk genererede elektron-hul par, hvis ladninger følge sagens natur også udbalancerer hinanden). Den resulterende rumladingskoncentration er derfor nul overalt i P-blokken, og der er følgelig ngen elektriske makrofelter i dennes indre. For N-blokken gør tilsvarende orhold sig gældende.

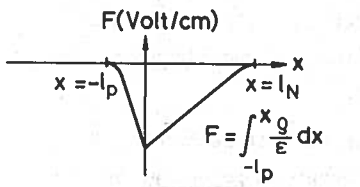
Ved sammenføjningen vil der opstå en kraftig tendens til diffusion af uller fra P-blokken ind i N-blokken og af elektroner fra N-blokken ind i '-blokken. Hvis der nu var tale om neutrale partikler, f.eks. blå og gul øg i hver sin halvdel af en glaskasse, ville diffusionen fortsætte, indtil nhver koncentrationsforskel var udlignet, dvs. indtil røgen i kassen havde ntaget en ensartet grøn farve. I PN-overgangen, hvor der er tale om ladede artikler af hver sin polaritet (elektroner og huller), kunne man tro, at enne blandingstendens ville være endnu mere fremherskende på grund af tilrækningen imellem partiklerne; men her viser det sig tværtimod, at diffuionen hurtigt begrænses og næsten går i stå, hvilket skyldes, at der nu kke længere er balance imellem faste og fri ladninger i omegnen af grænse'laden.



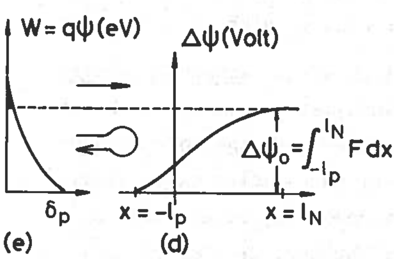
(a) Doteringskoncentration ----
Fri ladningsbærerkonc. ——



(b) Rumladningskoncentration
(lineær skala)



(c) Elektrisk felt i x-aksens retning.



(d) Potentialfordeling
(e) Hultæthedens fordeling med den kinetiske energi.

Fig. 3.1.2

For at forstå dette, betragtes den del P-blokken, der grænser op til N-blokken på f 3.1.1c. I dette grænseområde aftager hulkon centrationen stærkt, fordi nogle huller er d funderet ind i N-blokken, medens andre hulle er forsvundet ved rekombination med elektron der er trængt ind fra N-blokken. Af tilsvar de årsager aftager elektronkoncentrationen s når man nærmer sig grænsefladen igennem N-bl

Fig. 3.1.2a viser det resulterende forl af ladningsbærerkoncentrationerne i omegnen PN-overgangen (x=0). På grund af det store område er der anvendt logaritmisk ordinataks for koncentrationerne med n_i (ved fastholdt t peratur) som enhed. Idet de følgende betrag ninger vil vise, at der ikke er tale om et ø bliksbillede, men derimod om en stationær til stand (der ville nås hurtigt efter den tænkte sammenføjning), gælder der overalt: $p \cdot n = n_i^2$, og figuren er derfor symmetrisk omkring x-aks på hvilken der gælder: $p/n_i = n/n_i = 1$.

Hulkoncentrationen varierer fra sin majo tetsværdi: $p_{Po} \simeq N_a$ langt til venstre for græ sefladen til sin minoritetsværdi $p_{No} \simeq n_i^2/N_d$ langt til højre for grænsefladen. Tilsvarend gælder for elektrokoncentrationen. Da der i dette eksempel gælder, at N_a er noget større N_d, ligger den elektriske PN-overgang (skærin punktet på x-aksen hvor $p=n=n_i$) noget til højr for den metallurgiske PN-overgang: (x=0).

Langt fra PN-overgangen hersker der stad væk ladningsbalance imellem bundne og frie la ninger, og her er rumladningskoncentrationen Nærmere PN-overgangen ophører denne ladningsb ce på grund af de frie majoritetsladningsbære astigt aftagende koncentration. Her "blottes" de faste ionladninger, og ermed skabes og opretholdes der en negativ rumladning langs P-siden af rænsefladen samt en positiv rumladning langs N-siden af grænsefladen.

Fig. 3.1.2b viser den resulterende fordeling af rumladningskoncen-rationen i linear skala. Det næsten kasseformede udseende af de to rum-adningskoncentrationer i grænselaget skyldes, at koncentrationerne af de 'ri majoritetsladningsbærere falder så brat (jfr. fig. 3.1.2a hvor ska-aen er logaritmisk), at de hurtigt bliver forsvindende små i forhold til onkoncentrationerne.

I rumladningszonen hersker der et stærkt elektrisk felt rettet fra I-siden imod P-siden. Da feltet udenfor rumladningszonen er nul, må den ositive og den negative rumladning være lige store, dvs. de to skravere-le områder på fig. 3.1.2b må have samme areal. Hvis N_a f.eks. er 3 gange større end N_d, medfører arealbetingelsen, at rumladningszonen rækker 3 gange længere ind i N-området end i P-området.

Den elektriske feltfordeling er vist på fig. 3.1.2c. Feltfordelin-gen fås ved at integrere fordelingen af rumladningskoncentrationen og di-videre med dielektricitetskonstanten. Feltfordelingen bliver praktisk talt trekantformet svarende til de næsten kasseformede rumladninger. Fel-tet antager sin numerisk maximale værdi for x=0.

Når der - som påvist - eksisterer et elektrisk felt rettet fra N imod P-området, må N-området have højere elektrostatisk potential end P-området. Fordelingen af potentialforskellen $\Delta\Psi(x)$, der er bestemt som in-tegralet af feltfordelingen $F(x)$ med modsat fortegn, er vist på fig.3.1.2d.

Fig. 3.1.2e viser hultætheden δ_P som funktion af den kinetiske energi i den neutrale del af P-området. $\delta_P(w)\cdot dw$ er antallet af huller med kine-tisk energi i intervallet fra w til w+dw. Kurven er i øvrigt en eksponen-tialkurve med w som den uafhængige variable (dvs. med abscisseaksen opad). Det samlede areal under kurven er hulkoncentrationens majoritetsværdi p_{Po}. Det sorte delareal er den lille koncentration af huller, der har så høj kinetisk energi, at de er i stand til at forcere potentialbarrieren $\Delta\Psi_o$ eller - hvad der er ensbetydende hermed - til at diffundere ind i N-området på trods af det føromtalte retarderende felt. Tilsvarende forhold gør sig gældende for elektronernes evne til at diffundere den anden vej.

Den hidtil givne redegørelse kan kort og godt konkluderes med, at de fri ladningsbæreres tilbøjelighed til diffusion igennem grænsefladen skaber en potentialbarriere, der modvirker diffusionstilbøjeligheden, idet den kun kan forceres af ladningsbærere med særlig høj kinetisk energi. Potentialbarrieren er tilstede i PN-overgangen fra dennes fødsel.

Hvis de sammenføjede halvlederblokke ikke indgår i noget elektrisk kredsløb, må strømmen igennem grænsefladen være 0. Den begrænsede diffusion af højenergihuller fra P til N-området og af højenergielektroner fra N til P-området er imidlertid ensbetydende med en samlet endelig diffusionsstrøm igennem grænsefladen fra P til N-området. Hvis nettostrømmen skal være nul, må der følgelig eksistere en anden lige så stor, men modsat rettet strøm. Forklaringen på denne er følgende:

I N-området vil der udenfor rumladningsområdet (eller , om man vil, ovenfor potentialbakken) foruden den store koncentration af elektroner være en lille koncentration af inddiffunderede eller termisk generede huller med en vis levetid. Hvis disse huller under deres tilfældige vandringer kommer hen til randen af potentialafgrunden, vil de "falde ned" i P-området. Der er her tale om en driftstrøm, idet der til potentialkurven $\Psi(x)$ knytter sig det elektriske felt $F(x) = -d\Psi(x)/dx$ rettet fra P imod N-området. En tilsvarende bevægelse af elektroner finder sted i modsat retning.

Den elektriske nettostrøm igennem grænsefladen består således af to bidrag: en diffusionsstrøm fra P imod N-området, der begrænses af potentialbarrieren, og en modsat rettet driftstrøm, der hjælpes af potentialbarrieren. Hvis PN-overgangen ikke er forbundet til noget ydre kredsløb, antager potentialbarrieren automatisk netop en sådan højde, at nettostrømmen er nul.

I appendix A er det vist, at potentialbarrierens højde for en strømløs PN-overgang er givet ved:

$$\Delta\Psi_o = V_t \cdot \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \text{ (Volt)} \qquad (3.1$$

hvor $V_t = kT/q$ er 26 mV ved stuetemperatur ($T = 300^o K$).

$\Delta\Psi_o$ antages sædvanligvis værdier i omegnen af 0.7 Volt.

vis man skal kunne sende en strøm igennem en PN-overgang, må denne i hver nde forsynes med en metalkontakt, der tjener som fæste for en tilledning, se fig. 3.1.3a. Hvis PN-overgangen er overladt til sig selv, dvs. er strømløs, må der som beskrevet ovenfor eksistere en indre potentialforskel imellem P-området og N-området. Potentialforskellen imellem de ydre tilledninger må imidlertid være nul, da PN-overgangen ellers af sig selv ville kunne levere energi til et ydre kredsløb for stedse. Forklaringen på denne tilsyneladende modstrid er, at der i metal-halvleder overgangene også opstår nogle potentialforskelle, ie såkaldte <u>kontaktpotentialer</u>, der tilsammen netop ophæver den indre poten-;ialforskel over PN-overgangen. Forholdet er anskueliggjort på fig. 3.1.3b.

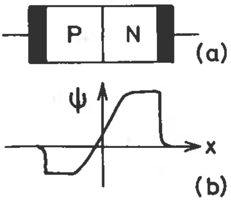


Fig. 3.1.3

I det følgende afsnit betragtes PN-overgangen i strømførende tilstand. : denne tilstand vil halvleder-metal overgangene frit befordre udvekslingen ıf ladning mellem ladningsbærerne i lederne (elektroner) og ladningsbærerne . halvlederen (huller i P-området og elektroner i N-området).

3.2 PN-overgangen i strømførende tilstand

Påtrykker man PN-overgangen - herefter kaldt dioden - en lille spænding V_d, således at P-kontakten bliver positiv i forhold til N-kontakten, og kan nan se bort fra ohmske spændingsfald i P og N-områderne, må den indre poten-:ialbarriere blive reduceret med denne spænding, se fig. 3.2.1. Derved bliver flere majoritetsladningsbærere i stand til at forcere potentialbarrieren og diffusionsstrømmen imod højre stiger kraftigt. Den modsat rettede driftstrøm vil også stige, idet der nu er flere huller ved den øvre kant og flere elektroner ved den nedre kant af potentialbarrieren, men denne stigning er mindre end diffusionsstrømstigningen. Resultatet er, at der opstår en kraftig nettostrøm igennem dioden fra P-siden imod N-siden. I denne tilstand siges dioden at være forspændt i <u>lederetningen</u>.

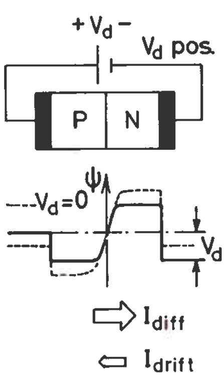


Fig. 3.21

Påtrykker man dernæst dioden en spænding V_d, der gør P-kontakten negativ i forhold til N-kontakten, forøges potentialbarrierens højde med

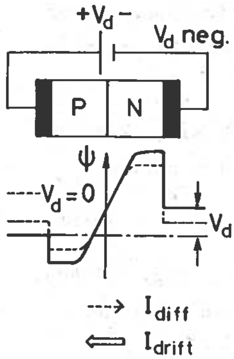


Fig. 3.2.2

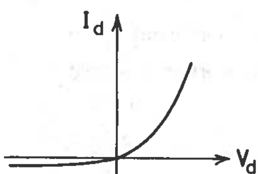


Fig. 3.2.3

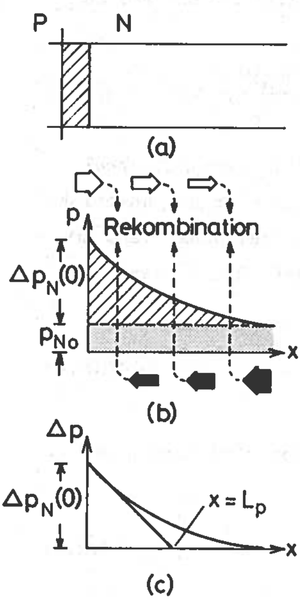


Fig. 3.2.4

denne spænding, se fig. 3.2.2. Antallet af majoritetsladningsbærere, der har energi nok til at forcere den forhøjede barriere svinder nu ind i en sådan grad, at diffusionsstrømmen imod højre praktisk talt bliver nul. Driftstrømmen imod venstre vil også falde, men vil nærme sig til en konstant værdi svarende til den lille koncentration af termisk genererede minoritetsladningsbærere. I denne tilstand siges dioden at være forspændt i spærreretningen, og den lille nettostrøm der nu løber imod venstre kaldes spærrestrømmen.

Fig. 3.2.3 viser det kvalitative udseende af diodens resulterende volt-ampere karakteristik.

Et analytisk udtryk for volt-amperekarakteristikken kan udledes udfra et kendskab til minoritetsladningsbærernes opførsel udenfor rumladningszonen. Denne er behandlet nærmere i appendix B og resumeret nedenfor.

Ved normal forspænding af dioden i lederetningen vil koncentrationen af de indtrængende minoritetsladningsbærere - selv om den er stor i forhold til den termiske baggrundskoncentration - dog stadig være mange størrelsesordener mindre end koncentrationen af majoritetsladningsbærere. Når denne tilstand - der kaldes lavniveauinjektion - råder, vil feltet, der opstår udenfor rumladningszonen på grund af injektionen, være så svagt, at driftskomponenten af minoritetsladningsbærernes bevægelse kan betragtes som forsvindende lille i forhold til diffusionskomponenten. (Dett gælder derimod ikke for majoritetsladningsbærerne, hvis absolutte koncentration er langt større).

Minoritetsladningsbærerkoncentrationen vil aftage med afstanden fra rumladningszonen på grund ekombination. Dette er vist for hullerne i N-området på fig. 3.2.4, hvor e hvide og sorte pile henholdsvis repræsenterer injicerede huller og til-strømmende elektroner.

Under antagelse af at hullerne bevæger sig ved ren diffusion, kan det vises: (se appendix B), at overskudskoncentrationen $\Delta p_N(x)$ kan skrives:

$$\Delta p_N(x) = \Delta p_N(0)\cdot\exp(-x/L_p) \tag{3.2.1}$$

hvor L_p kaldes diffusionslængden for huller i N-området (jfr. fig. 3.2.4c), og hvor randkoncentrationen $\Delta p_N(0)$ afhænger af den påtrykte diodespænding V_d:

$$\Delta p_N(0) = p_{No}(\exp(V_d/V_t)-1) \tag{3.2.2}$$

Tilsvarende udtryk gælder for overskudskoncentrationen af elektroner i P-området (forudsat at x-aksen nu vender imod venstre og x=0 svarer til rum-ladningszonens grænse i P-området).

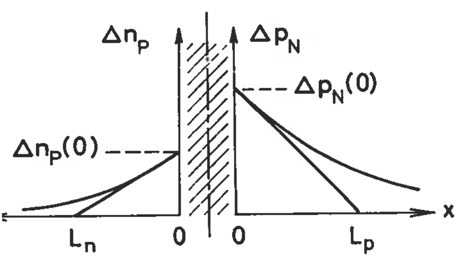


Fig. 3.2.5

Fig. 3.2.5 viser den samlede situation for minoritetsladningsbærerne. Diffusionsstrømmen hidrørende fra huller må for x=0 have størrelsen:

$$I_p(0) = qAD_p\cdot\frac{\Delta p_N(0)}{L_p}\ (\mathrm{Amp}) \tag{3.2.3}$$

hvor A er diodens tværsnitsareal (den sidste faktor er den numeriske værdi af koncentrationskurvens hældning for x=0). I_p er rettet imod højre. Indsættes heri (3.2.2) samt $p_{No} = n_i^2/N_d$ fås:

$$I_{p,x=0} = q\cdot A\cdot n_i^2\cdot\frac{D_p}{N_d\cdot L_p}(\exp(V_d/V_t)-1) \tag{3.2.4}$$

Diffusionsstrømmen hidrørende fra elektroner må for x'=0 være givet ved det tilsvarende udtryk:

$$I_{n,x'=0} = q\cdot A\cdot n_i^2\cdot\frac{D_n}{N_a\ L_n}(\exp(V_d/V_t)-1) \tag{3.2.5}$$

Denne strøm er også rettet imod højre (elektronerne bevæger sig imod venstre).

Antages det nu, at ladningstransporten igennem rumladningsområdet (vist skraveret på fig. 3.2.5) foregår så hurtigt, at man her kan se bort fra rekombination, må hul- og elektronstrømmen være konstante i dette område, men heraf følger, at man - i strømmæssig henseende - kan se bort fra området og altså betragte x=0 og x'=0 som ét og samme tværsnit. Da de to strømbidrag er kendte for dette "tværsnit" (jfr. (3.2.3) og (3.2.4)) og summen af dem må give diodens nettostrøm, får man for denne:

$$\underline{I_d = I_s(\exp(V_d/V_t)-1)} \quad \text{(Amp)} \tag{3.2.6}$$

hvor I_s - mætningsstrømmen - er givet ved:

$$\underline{I_s = q \cdot A \cdot n_i^2 \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p}\right)} \quad \text{(Amp)} \tag{3.2.7}$$

og V_t er defineret som størrelsen: kT/q (26 mV ved stuetemperatur).

Udtrykket for diodestrømmen er udledt under forudsætning af forspænding i lederetningen ($V_d > 0$), men gælder også for forspænding i spærreretningen ($V_d < 0$).

Mætningsstrømmen I_s - grænseværdien for $(-I_d)$ når V_d vokser i negativ retning - er en meget lille, men stærkt temperaturafhængig strøm. For siliciumdioder til svagstrømsformål er I_s ca. 10^{-12} - 10^{-11} Amp ved stuetemperatur og fordobles for hver ca. 7 graders temperaturstigning. For germaniumdioder er de tilsvarende tal 10^{-9} - 10^{-8} Amp med en fordobling for hver ca. 10 graders temperaturstigning.

Fig. 3.2.6 viser den teoretiske volt-ampere karakteristik for en diode med en mætningsstrøm på 10^{-12} Amp. Karakteristikken er tegnet for et strømområde, der er ca. 10 størrelsesordener mindre end det, man normalt er interesseret i. Den eksponentielle karakteristik får i mere normalt målestoksforhold den i fig. 3.2.7 viste karakter (Philips silicium planar diode BA 182). Det ses, at man for forlænsstrømmen I_F i det viste område med en vis tilnærmelse kan anvende den idealiserede knækkurve på fig. 3.2.8, hvor knækspændingen V_{do} er ca. 0.65-0.75 Volt.

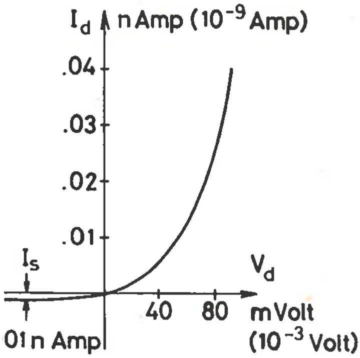
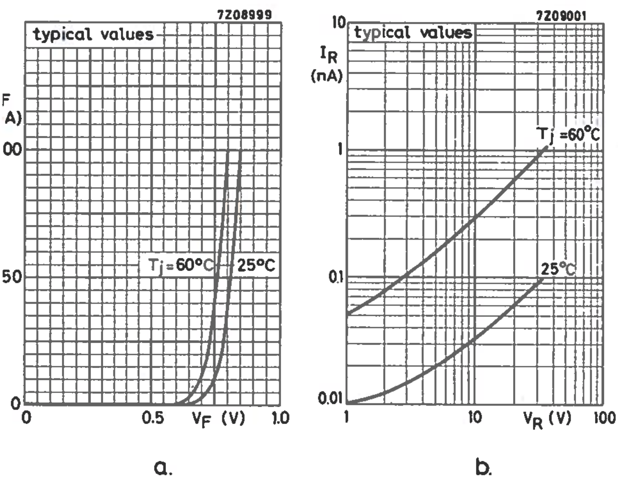


Fig. 3.2.6

Dette gælder for alle siliciumdioder. For germaniumdioder, hvor I_s er ca. tre størrelsesordener større, bliver den tilsvarende knækspænding 0.25-0.35 Volt.

Baglænsstrømmen I_R for BA 182, se fig. 3.2.7b, er øjensynlig ikke spændingsuafhængig, sådan som man ville vente det ifølge udtrykkene (3.2.6-7). Forklaringen er antageligvis den, at der foruden den lille driftstrøm ($-I_s$) optræder mærkbare overfladekrybestrømme.



Forlæns strøm I_F og baglæns strøm I_R som funktion af diodespændingen for to temperaturer.

Fig. 3.2.7

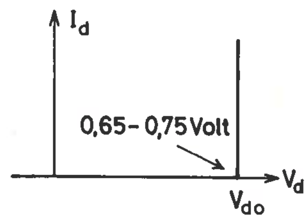


Fig. 3.2.8

Fig. 3.2.7 reflekterer også diodekarakteristikkens temperaturafhængighed. Specielt ses det, at forlænskarakteristikken, fig. 3.2.7a rykkes mod lavere spænding, når temperaturen stiger. I praksis regnes med en temperaturkoefficient for såvel silicium- som germaniumdioder på

$$\left.\frac{dV_d}{dT}\right|_{I_d \text{ konstant}} \simeq -2 \text{ til } -2.5 \text{ mV/}^{\circ}\text{C}$$

(selv om den for denne diode synes at være noget mindre).

3.3 Gennembrudseffekter for store spærrespændinger. Zenerdioder

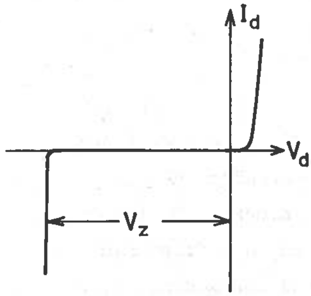


Fig. 3.3.1

Enhver halvlederdiode vil, når den udsættes for en tilstrækkelig stor spænding V_z i spærreretningen, miste sin spærreevne og tillade passage af en spærrestrøm, hvis størrelse praktisk talt kun er begrænset af det ydre kredsløb. En diodekarakteristik, der omfatter denne gennembrudseffekt, er vist på figur 3.3.1.

To forskellige mekanismer er virksomme i gennembruddet, der ikke er (eller ikke behøver at være) af destruktiv art. Den ene er den såkaldte lavineeffekt, der er karakteriseret ved, at ladningsbærerne i driftstrømmen på deres vej ned ad den høje potentialbarriere får så stor kinetisk energi, at de kan generere nye elektron-hul par ved stødionisation. De herved genererede ladningsbærere vil bidrage til driftstrømmen og vil selv kunne få så stor energi, at de kan slå andre elektron-hul par løs osv. Den anden mekanisme kaldes zenereffekten og kan karakteriseres som direkte feltionisation, dvs. dannelse af elektron-hul par ved splitning af kovalente bindinger på grund af den stærke elektriske feltstyrke i rumladningslaget. Den resulterende gennembrudsspænding V_z har fået navnet zenerspændingen efter den anden mekanisme, som man oprindelig troede var eneansvarlig for gennembruddet.

Lave zenerspændinger domineres af zenereffekten, medens høje "zenerspændinger" domineres af lavineeffekten. De to effekter har temperaturkoefficienter med modsatte fortegn, hvilket forklarer, at zenerspændinger omkring 6 Volt praktisk talt er temperaturuafhængige (jfr. kapitel 1).

Zenerspændingen afhænger stærkt af PN-overgangens dotering. Svag dotering er ensbetydende med en stor zenerspænding og omvendt. Dette hænger sammen med, at en svag dotering ifølge Boltzmann-relationen (se appendix A) svarer til en lille potentialbarriere $\Delta\Psi_o$ når $V_d = 0$. Der kræves da en større negativ værdi af V_d for at bringe den resulterende potentialbarriere $(\Delta\Psi_o - V_d) = (\Delta\Psi_o + |V_d|)$ op på den kritiske værdi.

PN-dioder, der er konstruerede med særligt henblik på udnyttelse af enerspændingen, kaldes zenerdioder. Sådanne dioder anvendes til spændingsstabilisering, jfr. afsnit 8.3.

PN-overgangens dynamiske egenskaber

Dioden har foruden de resistive egenskaber, der finder udtryk i den tatiske volt-ampere karakteristik, visse reaktive egenskaber, der er nyttede til den ladningsoplagring, der finder sted i dioden. De ladinger, der påvirker diodens dynamik, dvs. dens evne til at "følge med" verfor hurtige strøm- og spændingsvariationer, er dels ionladningerne i umladningszonen og dels de ladninger der udgøres af de injicerede minoitetsladningsbærere lige udenfor rumladningszonen. Begge disse ladningsyper afhænger af den påtrykte spænding, og kan derfor beskrives ved henoldsvis: rumladningskapaciteten C_j (junction capacitance) og diffusionsapaciteten C_i (injection capacitance).

.1 Rumladningskapaciteten C_j

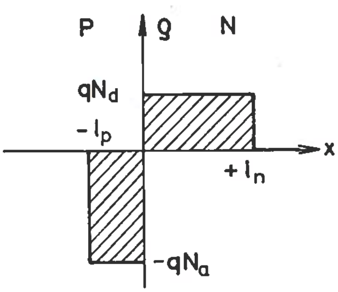


Fig. 4.1.1

Fig. 4.1.1 viser det idealiserede (kasseformede) forløb af rumladningskoncentrationen $\rho(\text{Coul/cm}^3)$ hidrørende fra "blottede" ionladninger i omegnen af PN-overgangen (x=0).[†] De skraverede arealer repræsenterer henholdsvis en negativ rumladning til venstre og en positiv rumladning til højre for x=0. Rumladningernes udstrækninger i P og N-områderne er henholdsvis l_p og l_n. De o rumladninger må have samme numeriske værdi Q, da feltet udenfor rumladingszonen praktisk talt er nul:

$$Q = q \cdot A \cdot l_p \cdot N_a = q \cdot A \cdot l_n \cdot N_d \qquad (4.1.1)$$

l_p og l_n og dermed Q afhænger på ulineær måde af den påtrykte diodespænding

---

[†] Jfr. diskussionen i forbindelse med fig. 3.1.2.

V_d. For l_p gælder således: (se appendix C)

$$l_p(V_d) = l_p(0)\cdot\sqrt{1-V_d/\Delta\Psi_o} \qquad (V_d < \Delta\Psi_o) \tag{4.1.2}$$

hvor

$$l_p(0) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_a}\cdot\frac{\Delta\Psi_o}{1+N_a/N_d}} \tag{4.1.3}$$

(ε er den absolutte dielektricitetskonstant og $\Delta\Psi_o$ er potentialbarrierehøjden for V_d=0, jfr. 3.1.1). For l_n gælder tilsvarende udtryk, men hvis l_p er kendt, findes l_n lettere af: $l_n = l_p(N_a/N_d)$. Rumladningszonens bredde (l_p+l_n) vokser altså, når V_d aftager. Indsættes (4.1.3) i det første udtryk for Q i (4.1.1), får man:

$$Q(V_d) = Q(0)\cdot\sqrt{1-V_d/\Delta\Psi_o} \tag{4.1.4}$$

hvor

$$Q(0) = A\sqrt{\frac{2N_dN_a}{N_d+N_a}\,\varepsilon q\Delta\Psi_o} \tag{4.1.5}$$

Rumladningskapaciteten C_j defineres som $-dQ/dV_d$, hvor minustegnet hidrører fra, at ladningen aftager, når V_d vokser. Man finder:

$$\underline{C_j(V_d) = \frac{C_j(0)}{\sqrt{1-V_d/\Delta\Psi_o}}} \tag{4.1.6}$$

hvor

$$\underline{C_j(0) = A\sqrt{\frac{N_dN_a}{2(N_d+N_a)}\cdot\frac{\varepsilon q}{\Delta\Psi_o}}} \tag{4.1.7}$$

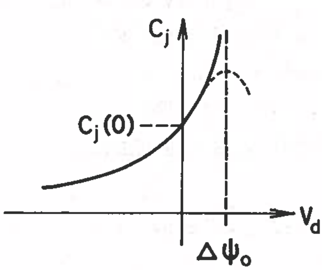


Fig. 4.1.2

Den fuldt optrukne kurve på fig. 4.1.2 viser $C_j(V_d)$ i henhold til (4.1.6). C_j går imod uendelig for V_d gående imod $\Delta\Psi_o$ fra venstre og er ikke defineret for $V_d > \Delta\Psi_o$. I virkeligheden holder udledningen i appendix C imidlertid ikke, når V_d ligger tæt ved $\Delta\Psi_o$, dvs. når potentialbarrieren næsten er ophævet. I dette område, som er dårligt teoretisk underbygget, antager man, at C_j bøjer af, som antydet med den punkterede kurve.

Alt hvad der hidtil er sagt, gælder for dioder med en brat overgang ra P til N-området. I mange moderne dioder er der snarere tale om grad-is overgang. I sådanne tilfælde finder man, at C_j ikke varierer om-endt proportionalt med $(1-V_d/\Delta\Psi_o)^{1/2}$, men snarere omvendt proportionalt ed $(1-V_d/\Delta\Psi_o)^{1/3}$.

Rumladningszonens. kapacitive virkning kan udnyttes i praksis. Mo-erne halvlederdioder (silicium planar typen), som forspændes i spærreret-ingen ($V_d < 0$), har så ringe lækstrøm, at de kan bruges som variable spændingskontrollerede) kondensatorer med relativt lille tabsfaktor. er findes på markedet en række halvlederdioder til dette formål under avne som"varicap" eller"varaktordioder".

Et senere taleksempel (kap. 6) vil belyse l_n, l_p og C_j kvantitativt.

.2 Diffusionskapaciteten C_i

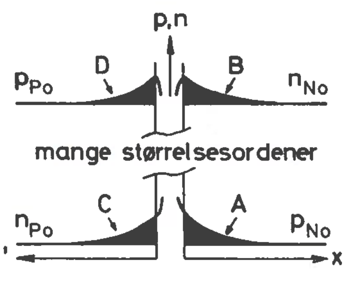


Fig. 4.2.1

Ved forspænding i lederetningen ($V_d>0$) fås en overskudskoncentration af minoritetsladningsbærere lige udenfor rumladningszonen, jfr. arealerne A (huller) og C (elektroner) på fig. 4.2.1.

Feltet fra disse ladninger søges automatisk ophævet af tilsvarende overskudskoncentrationer af majoritetsladningsbærere, jfr. arealerne B (elektroer) og D (huller) på fig. 4.2.1. Dette er diskuteret nøjere i appendix }.

Ladningerne knyttede til arealerne A og B svarer i en vis forstand il den positive og negative ladning på en pladekondensator, selv om der · i modsætning til pladekondensatoren - ikke her er tale om rumligt ad-kilte ladninger. Det samme gælder ladningerne knyttede til arealerne D g C. Da randkoncentrationerne og dermed ladningerne ydermere afhænger ıf diodespændingen, er det naturligt at indføre begrebet <u>diffusionskapa-</u> <u>:iteten</u> til beskrivelse af disse forhold.

For den injicerede hulladning (A) haves: (jfr. fig. 3.2.4c og lig-ning 3.2.1)

$$Q_p = q\,A \int_0^\infty \Delta p_N(x)dx = q\,A\,L_p \cdot \Delta p_N(0) = Q_A \qquad (4.2.1)$$

Anvendes (3.2.2) samt: $p_{No} = n_i^2/N_d$ kan dette omskrives til:

$$Q_p = q\ A\ n_i^2 \cdot \frac{L_p}{N_d}\ (\exp(V_d/V_t)-1) = Q_A \qquad (4.2.2)$$

For den hulladning (D), der balancerer med den injicerede elektronladning (C) gælder et tilsvarende udtryk, og for den samlede positive ladning $Q_i = Q_A + Q_D$ fås følgelig:

$$\underline{Q_i = q\ A\ n_i^2 \left(\frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d}\right) (\exp(V_d/V_t)-1)} \qquad (4.2.3)$$

For diffusionskapaciteten : $C_i = dQ/dV_d$ finder man da:

$$\underline{C_i(V_d) = \frac{qAn_i^2}{V_t} \left(\frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d}\right) \exp(V_d/V_t)} \qquad (4.2.4)$$

Sammenholdes disse udtryk med udtrykket (3.2.6-7) for I_d ses, at der er simpel proportionalitet (idet man dog for sammenligningen imellem C_i og I_d så yderligere må forudsætte, at $V_d/V_t \gg 1$).

Sætter man således:

$$\underline{Q_i = \tau \cdot I_d} \qquad (4.2.5)$$

må τ - <u>den effektive middellevetid for injicerede minoritetsladningsbærere</u> være givet ved:

$$\underline{\tau = \left(\frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d}\right) / \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p}\right)} \qquad (4.2.6)$$

C_i vil da være givet ved:

$$\underline{C_i \simeq \tau \cdot \frac{I_d}{V_t}} \qquad (4.2.7)$$

I mange tilfælde er den ene doteringskoncentration flere størrelsesordener større end den anden. Er således $N_a \gg N_d$, men L_p af samme størrelsesorden som L_n, reduceres udtrykket for τ til:

$$\tau \simeq \frac{L_p^2}{D_p} = \tau_p \qquad (N_a \gg N_d) \qquad (4.2.8)$$

hvor τ_p - som omtalt i appendix B - er <u>middellevetiden for huller i N-området.</u>

Når dioden er forspændt i lederetningen vil C_i være langt større end C_j, og det er da tilladeligt at negligere C_j. Når dioden er forspændt i spærreretningen, gælder det omvendte.

Et senere taleksempel (kapitel 6) vil belyse dette.

4.3 Efterledningstiden

Det problem, der her skal behandles i sin simpleste form, har relation til den arbejdshastighed, der kan opnås i impulstekniske kredsløb, der i vid udstrækning benytter halvlederdioder som elektroniske kontaktelementer.

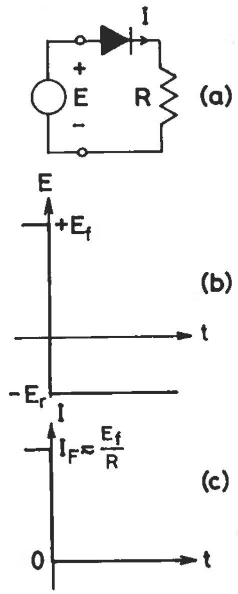


Fig. 4.3.1

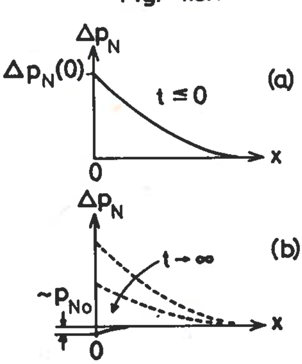


Fig. 4.3.2

Fig. 4.3.1 viser en diode forbundet imellem en spændingskilde E og en belastningsmodstand R. Til tiden t=0 ændres E monentant fra den positive værdi E_f til den negative værdi E_r, se fig. 4.3.1b, og strømmen skulle da - hvis dioden reagerede uendelig hurtigt - få det på fig. 4.3.1c viste forløb (hvor det lille diodespændingsfald for $t<0$ og den lille spærrestrøm $-I_s$ for $t>0$ er negligerede).

Dette strømforløb opnås imidlertid ikke på grund af den ladning, der er opmagasineret i dioden, og her er det først og fremmest den til diffusionskapaciteten knyttede ladning, der spiller en rolle, medens den langt mindre rumladning knyttet til rumladningskapaciteten kan negligeres.

Fig. 4.3.2 viser den stationære koncentrationsprofil for de injicerede huller i N-området for $t \leq 0$. Til t=0 begynder potentialbarrieren at vokse, hvorved injektionen aftager, og driften af huller den anden vej vil nu begynde at tømme N-området for huller med en hastighed, der i det væsentlige er bestemt af det ydre kredsløb, se fig. 4.3.2b.

Så længe randkoncentrationen $\Delta p_N(0)$ endnu er positiv, må spændingen over dioden også være positiv, idet randkoncentrationen og diodespændingen til enhver tid er sammenknyttede ved det på Boltzmann-relationen baserede udtryk (se 3.2.2)

$$\Delta p_N(0) = p_{No}(\exp(V_d/V_t)-1) \tag{4.3.1}$$

Lige efter t=0 har man da en situation hvor:

a) $\Delta p_N(0)$ begynder at aftage med tiden, se fig. 4.3.3a

b) V_d aftager, men forbliver positiv indtil Δp_N er blevet 0 til tidspunktet t_e, se fig. 4.3.3b

c) Diodestrømmen er negativ og i det væsentlige kun begrænset af det ydre kredsløb indtil $t=t_e$

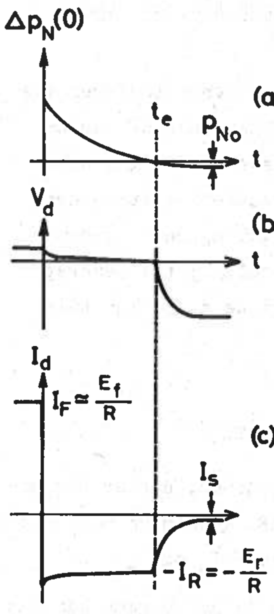


Fig. 4.3.3

Til $t=t_e$ er den opmagasinerede ladning nul og dioden nærmer sig derpå hastigt til den stationære spærretilstand: $V_d = -E_r$ og $I_d \simeq 0$.

Det tidsinterval t_e hvori man får en kraftig strøm i spærreretningen kaldes efterledningstiden. I appendix D er det vist, at:

$$\underline{t_e = \tau \ln\left(1 + \frac{I_F}{I_R}\right)^{\dagger}} \tag{4.3.3}$$

hvor τ er den størrelse, der blev defineret i (4.2.6).

---

† Udtrykket gælder dog kun, hvis t_e bliver væsentlig større end τ, (dvs. hvis $I_F/I_R >> 1$), jfr. appendix D.

I databladene for "switching" dioder angives ofte en tid t_{rr} (reverse recovery time), der er beslægtet med t_e. For Philips silicium-diode 1N914, der er beregnet til hurtige logikkredsløb, lyder denne opgivelse:

Reverse recovery time when switching
from I_F = 10 mAmp to V_R = 6 Volt
R_L = 100 Ohm
measured at I_R = 1 mAmp ..... t_{rr} < 4 nsek.

Betydningen af dette er vist på figur 4.3.4. V_R= 6 Volt og R=100 Ohm betyder, at I_R først falder til ca. -60 mAmp. Når dioden er afladet, vokser I_R imod 0. t_{rr} er da den tid, det tager for I_R at nå op til -1 mAmp.

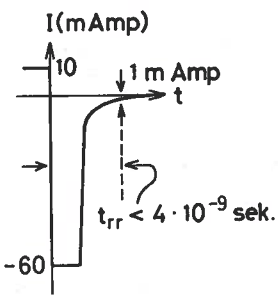


Fig. 4.3.4

Efterledningsfænomenet indfører visse forsinkelser i funktionen af logikkredsløb. I kraftensrettere giver det anledning til store inducerede spændingsimpulser i reaktorviklingerne, og dette kan drive dioderne helt op til zenerspændingen, hvilket de ikke altid kan tåle.

5 Grafisk storsignalanalyse. Småsignalmodellen

5.1 Grafisk bestemmelse af diodestrømmen. Arbejdslinien

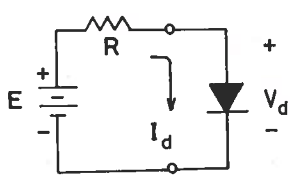


Fig. 5.1.1

Fig. 5.1.1 viser en diode, der er forbundet til et batteri E igennem en modstand R. Opgaven er at bestemme I_d og V_d.

Da der er tale om jævnstrøm, kan man se bort fra diffusions- og rumladningskapaciteter, og forbindelsen imellem I_d og V_d er da givet ved den statiske ulineære I-V karakteristik for dioden:

$$I_d = f(V_d) \tag{5.1.1}$$

Foruden denne relation, der tænkes givet grafisk, se fig. 5.1.2, gælder ifølge Kirchhoffs spændingslov:

$$E - R \cdot I_d = V_d \tag{5.1.2}$$

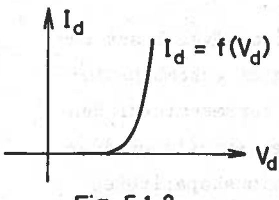


Fig. 5.1.2

(5.1.2) er en lineær relation og fremstiller følgelig en ret linie i I_d-V_d koordinatsystemet, se fig. 5.1.3. Denne linie kaldes <u>arbejdslinien</u>.

Da løsningspunktet (I_{dl},V_{dl}) både skal ligge på diodekarakteristikken $I_d = f(V_d)$ og på arbejdslinien, må løsningen være skæringspunktet imellem disse, se fig. 5.1.4.

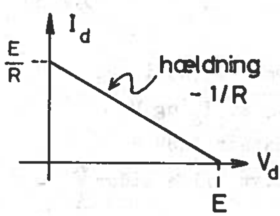


Fig. 5.1.3

En ofte benyttet tilnærmelse, der er rimelig, når E er stor i forhold til ca. 0.7 Volt, hvis der er tale om en silicium diode, eller ca. 0.3 Volt, hvis der er tale om en germaniumdiode, er at tilnærme karakteristikken med en ideel knækkarakteristik med knækspænding $V_{do} \simeq 0.7$ V for silicium og $\simeq 0.3$ Volt for germanium, jfr. fig. 3.2.8. Man har da på forhånd sat $V_{dl} \simeq V_{do}$ og kan finde I_{dl} af

$$I_{dl} \simeq \frac{E - V_{do}}{R} \tag{5.1.3}$$

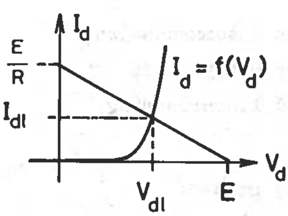


Fig. 5.1.4

Den grafiske metode omfattende arbejdsliniebegrebet samt den tilnærmede metode, der her er demonstret i deres simpleste former, er overordentlig vigtige i elektronikken, idet de også anvendes til bestemmelse af jævnstrømstilstanden i transistorer.

<u>5.2 Diodens dynamiske småsignalmodel. Måling af diodetidskonstanten τ</u>

Dersom en halvlederdiode påtrykkes en tidsvarierende spænding $V_d(t)$, og dersom det ohmske spændingsfald i de neutrale dele af P og N-områderne kan negligeres, gælder der for $I_d(t)$ følgende ulineære differentialligning:

$$I_d = I_s(\exp(V_d/V_t)-1) + (C_i(V_d) + C_j(V_d))\,\frac{dV_d}{dt} \qquad (5.2.1)$$

vor første led svarer til statiske forhold ($dV_d/dt=0$) og fysisk set re-
ræsenterer den strøm I_{do}, der går til løbende dækning af rekombinatio-
en i de neutrale områder, medens andet og tredie led repræsenterer den
astighed, hvormed henholdsvis overskudsladningen i de neutrale områder
g ionladningen i rumladningszonen ændrer sig. Diffusionskapaciteten
$_i$ og rumladningskapaciteten C_j kan som tidligere vist udtrykkes:

$$C_i(V_d) = \tau \cdot \frac{I_{do}}{V_t} = \tau\,\frac{I_s}{V_t}\,(\exp(V_d/V_t)-1) \qquad (5.2.2)$$

$$C_j(V_d) = C_j(0)/\sqrt{1-V_d/\Delta\Psi_o} \qquad (5.2.3)$$

Det er således overordentlig kompliceret at bestemme $I_d(t)$ i det
;enerelle tilfælde. Nu er der imidlertid ofte tale om, at I_d og V_d
egge kan opfattes som summen af et relativt stort konstant led -
vilebidraget eller forspændingsbidraget - og et relativt lille tids-
arierende led småsignalbidraget:

$$I_d(t) = I_{dh} + i_d(t)\ ; \quad |i_d(t)| << I_{dh} \qquad (5.2.4)$$

$$V_d(t) = V_{dh} + v_d(t)\ ; \quad |v_d(t)| << V_{dh} \qquad (5.2.5)$$

g i sådanne tilfælde vil man navnlig være interesseret i sammenhængen
mellem småsignalstørrelserne. Denne sammenhæng finder udtryk i et
ineært småsignalækvivalensdiagram, der kan udledes ved linearisering
f (5.2.1) i omegnen af hvilepunktet (I_{dh},V_{dh}).

For eksponentialstørrelsen i første led af (5.2.1) gælder:

$$\begin{aligned}\exp(V_d/V_t) &= \exp((V_{dh} + v_d)/V_t)\\ &= \exp(V_{dh}/V_t)\cdot\exp(v_d/V_t) \qquad (5.2.6)\end{aligned}$$

Antages det nu, at $|v_d|$ ikke alene er lille i forhold til V_{dh}, men
også i forhold til V_t (26 mV ved stuetemperatur), kan sidste faktor i
5.2.6) erstattes med de første to led af sin rækkeudvikling:

$$\exp(V_d/V_t) \simeq \exp(V_{dh}/V_t)\cdot(1 + v_d/V_t) \qquad (5.2.7)$$

For første led i (5.2.1) fås herved den tilnærmede omskrivning:

$$I_s(\exp(V_d/V_t)-1)$$

$$\approx I_s(\exp(V_{dh}/V_t)-1) + \frac{I_s}{V_t}\exp(V_{dh}/V_t)\cdot v_d$$

$$\approx I_{dh} + \frac{I_{dh}}{V_t}\, v_d \qquad (5.2.8)$$

hvor sidste omskrivning desuden forudsættes af $V_{dh} >> V_t$.

Andet og tredie led i (5.2.1) kan simplificeres som følger:

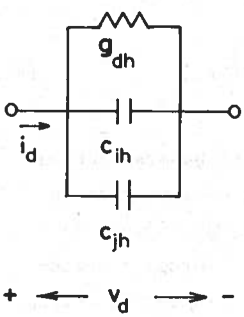
$$C(V_d)\,\frac{dV_d}{dt} = C(V_d)\,\frac{dv_d}{dt} \approx C(V_{dh})\,\frac{dv_d}{dt} = C_h\,\frac{dv_d}{dt} \qquad (5.2.9)$$

Alt i alt kan (5.2.1) nu skrives:

$$I_d = I_{dh} + i_d \approx I_{dh} + \frac{I_{dh}}{V_t}\, v_d + (C_{ih} + C_{jh})\,\frac{dv_d}{dt} \qquad (5.2.10)$$

eller for småsignalstørrelserne alene, idet (I_{dh}/V_t) kaldes g_{dh}:

$$i_d = g_{dh}\, v_d + (C_{ih} + C_{jh})\,\frac{dv_d}{dt} \qquad (5.2.11)$$



$g_{dh} = I_{dh}/V_t$

$c_{ih} = \tau\,\dfrac{I_{dh}}{V_t} = \tau\cdot g_{dh}$

$c_{jh} = c_j(0)/\sqrt{1 - V_{dh}/\Delta\psi_o}$

Fig. 5.2.1

Til (5.2.11) svarer det i fig. 5.2.1 viste småsignalækvivalentdiagram. g_{dh} kaldes diodens <u>elektroniske eller dynamiske konduktans.</u> Den kan også fortolkes som tangenthældningen i hvilepunktet på den statiske diodekarakteristik (forudsat at de ohmske spændingsfald i dioden kan negligeres). Dette følger af:

$$I_d = I_s(\exp(V_d/V_t)-1) \qquad (5.2.12)$$

$$\left.\frac{dI_d}{dV_d}\right|_{V_{dh}} = \frac{I_s}{V_t}\exp(V_{dh}/V_t) \approx \frac{I_{dh}}{V_t} \qquad (5.2.13)$$

og er illustreret på fig. 5.2.2.

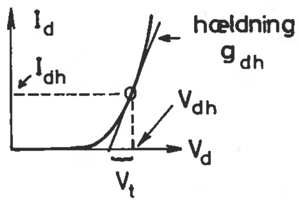


Fig. 5.2.2

Som eksempel på anvendelse af småsignalækvivalentdiagrammet undersøges det nu, hvorledes diodespændingen ændrer sig, når dioden udsættes for et småsignalstrømspring til t=0. Kredsløbet er vist på fig. 5.2.3a. Dioden fødes af hvilestrømkilden I_{dh} og af småsignaltrømkilden i_d, hvis tidsfunktion er vist på fig. 5.2.3b. Småsignalækvivaentdiagrammet er vist på fig. 5.2.3c. Der ses bort fra C_j, der ved forpænding i lederetningen altid er langt mindre end C_i.

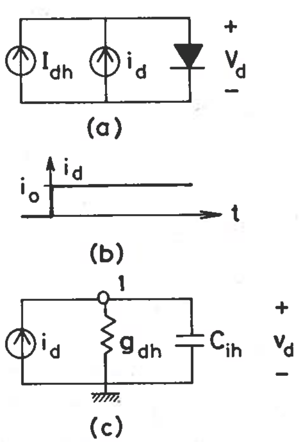


Fig. 5.2.3

Kirchhoffs strømlov anvendt på knudepunkt 1 giver differentialligningen:

$$g_{dh} \cdot v_d + C_{ih} \frac{dv_d}{dt} = i_d(t) = \begin{cases} 0 & \text{for } t<0 \\ i_0 & \text{for } t \geq 0 \end{cases} \qquad (5.2.14)$$

der har løsningen:

$$v_d(t) = \frac{i_0}{g_{dh}} (1 - \exp(-t \cdot g_{dh}/C_{ih})) \qquad (5.2.15)$$

Idet $C_{ih} = \tau \cdot g_{dh}$ og $g_{dh} = I_{dh}/V_t$ kan løsningen også skrives:

$$v_d(t) = V_t \cdot \frac{i_0}{I_{dh}} (1 - \exp(-t/\tau)) \qquad (5.2.16)$$

idsforløbet for $v_d(t)$ er vist på fig. 5.2.4. Det, der er bemærkelsesværigt ved forløbet, er, at tidskonstanten er uafhængig af hvilepunktet og lig med middellevetiden τ for injicerede minoritetsladningsbærere. Forsøget demonstrerer således en simpel metode til måling af τ.

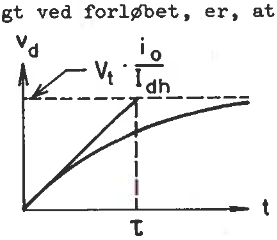


Fig. 5.2.4

Hvis diodehvilestrømmen ikke er tilpas lille gør de ohmske spændingsfald i de neutrale P og N-områder sig mærkbart gældende, g man må da udvide småsignalækvivalentdiagrammet med en seriemodstand R_d. irkningen af R_d på den statiske diodekarakteristik er beregnet i taleksemplet i følgende kapitel.

6. Et taleksempel

Efter den teoretiske behandling af PN-overgangens egenskaber vil et taleksempel være på sin plads.

En silicium PN-overgang antages at have følgende data:

a) Tværsnitsarealet er $A = 10^{-2}\ cm^2$

b) P og N-områderne har begge længden $L = 10^{-2}$ cm

c) $N_a = 10^{17}\ cm^{-3}$; $N_d = 10^{15}\ cm^{-3}$

d) For minoritetsladningsbærernes middellevetider (jfr. fodnote, appendix B, side B3) gælder:

For huller i N-området: $\tau_p = 10^{-6}$ sek

For elektroner i P-området: $\tau_n = 10^{-7}$ sek

Idet $T = 300^o$ K ønskes følgende beregnet:

A) Den ohmske modstand R_d af de neutrale P og N-områder

B) Potentialbarrierens højde $\Delta\Psi_o$ når $V_d = 0$

C) Rumladningszonens udstrækninger: l_p og l_n når $V_d = 0$

D) Rumladningskapaciteten C_j når $V_d = 0$

E) Mætningsstrømmen I_s

F) $V_d = f(I_d)$ for $R_d = 0$ og R_d lig med den under A beregnede værdi. Strømområde: 0-50 mA

G) Diffusionskapaciteten C_i for $I_d = 1$ mA

H) Efterledningstiden t_e idet E i fig. 6.1 skifter momentant fra +10 til -1 Volt til t=0

Fig. 6.1

Svar

A: Af (2.5.5) fås for de specifikke ledningsevner:

$$\sigma_N = qN_d \cdot \mu_n = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15} \cdot 1350 = 0.216\ (\text{Ohm cm})^{-1}$$

$$\sigma_p = qN_a \cdot \mu_p = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{17} \cdot 480 = 7.68\ (\text{Ohm cm})^{-1}$$

Idet rumladningszonens udstrækning negligeres ($l_p + l_n << 2L$) fås for den samlede ohmske modstand:

$$R_d = \frac{L}{A}\left(\frac{1}{\sigma_N} + \frac{1}{\sigma_P}\right) = \frac{10^{-2}}{10^{-2}}\left(\frac{1}{0.216} + \frac{1}{7.68}\right) = \underline{\underline{4.76 \text{ Ohm}}}$$

Det ses, at N-området er ansvarlig for den overvejende del af modstanden svarende til at $N_d << N_a$

Af (3.1.1) fås:

$$\Delta\Psi_0 = V_t \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i{}^2} = 0.026 \ln \frac{10^{17} \cdot 10^{15}}{(1.45 \cdot 10^{10})^2} = \underline{\underline{0.699 \text{ Volt}}}$$

Rumladningszonens bredde i P-området for $V_d = 0$ findes af (4.1.3):

$$l_p(0) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_a} \cdot \frac{\Delta\Psi_0}{1+N_a/N_d}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.06 \cdot 10^{-12}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{17}} \cdot \frac{0.699}{1+10^{17}/10^{15}}} = \underline{\underline{9.58\ 10^{-7} \text{cm}}}$$

($\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ hvor ε_0 - vacuumdielektricitetskonstanten - er $8.85 \cdot 10^{-14}$ F/cm og ε_r - den relative dielektricitetskonstant for silicium - er 12, dvs. $\varepsilon = 8.85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 = 1.06 \cdot 10^{-12}$ F/cm).

Af (4.1.1) fremgår, at $l_p \cdot N_a = l_n \cdot N_d$. For $l_n(0)$ fås derfor

$$l_n(0) = l_p(0) \cdot \frac{N_a}{N_d} = 9.58 \cdot 10^{-7} \ \frac{10^{17}}{10^{15}} = \underline{\underline{9.58 \cdot 10^{-5} \text{ cm}}}$$

Det ses, at langt den overvejende del af rumladningszonen ligger i N-området svarende til at $N_d << N_a$.

Rumladningskapaciteten for $V_d = 0$ findes af (4.1.7)

$$C_j(0) = A\sqrt{\frac{N_a N_d}{2(N_a+N_d)} \cdot \frac{\varepsilon q}{\Delta\Psi_0}}$$

$$= 10^{-2} \cdot \sqrt{\frac{10^{17} \cdot 10^{15}}{2(10^{17}+10^{15})} \cdot \frac{1.06 \cdot 10^{-12} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{0.699}} = 109.6 \cdot 10^{-12} \text{F} = \underline{\underline{109.6 \text{pF}}}$$

Mætningsstrømmen I_s findes af (3.2.7)

$$I_s = qAn_i{}^2 \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p}\right)$$

hvor diffusionslængderne ifølge appendix B beregnes af:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{12\cdot 10^{-6}} = 3.46\cdot 10^{-3}\ \text{cm}$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{35\cdot 10^{-7}} = 1.87\cdot 10^{-3}\ \text{cm}$$

Indsættes disse, får man:

$$I_s = 1.6\cdot 10^{-19}\cdot 10^{-2}\cdot (1.45\cdot 10^{10})^2\cdot\left(\frac{35}{10^{17}\cdot 1.87\cdot 10^{-3}} + \frac{12}{10^{15}\cdot 3.46\cdot 10^{-3}}\right)$$

$$= 0.336\ (1.872\cdot 10^{-13} + 3.47\cdot 10^{-12}) = \underline{\underline{1.23\cdot 10^{-12}\ \text{Amp}}}$$

F: Ifølge (3.2.6) er, når man ser bort fra den ohmske modstand:

$I_d = I_s(\exp(V_d/V_t)-1)$

Den omvendte relation lyder

$V_d = V_t \ln((I_d/I_s)+1)$

Medtages virkningen af den ohmske modstand fås

$V_d = V_t \ln((I_d/I_s)+1) + R_d I_d$

Heri indsættes $V_t = 0.026$ Volt, $I_s = 1.23\cdot 10^{-12}$ Amp og $R_d = 0$ samt $R_d = 4.76$ Ohm. Fig. 6.2 viser den beregnede sammenhæng imellem V_d og I_d i området 0-50 mA.

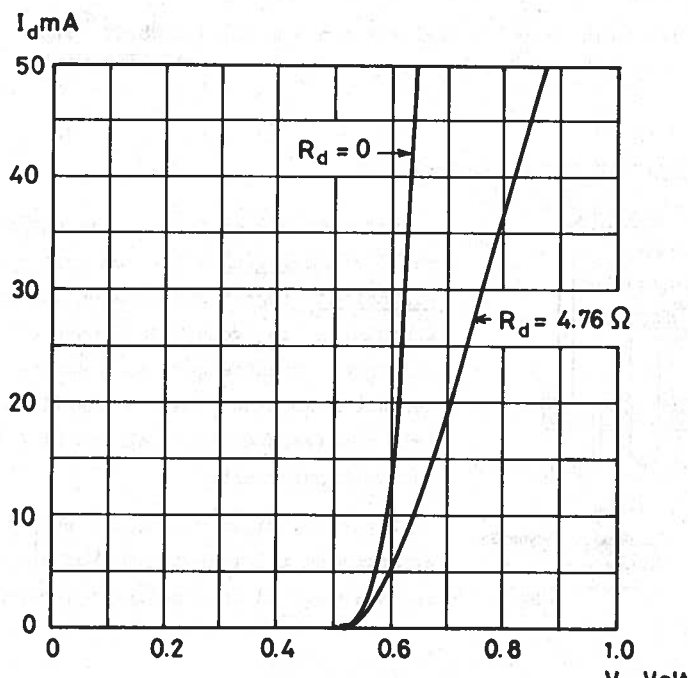


Fig. 6.2

G : Diffusionskapaciteten C_i findes af (4.2.7) og (4.2.6):

$$C_i = \tau \cdot \frac{I_d}{V_t} \quad \text{hvor} \quad \tau = \left(\frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d}\right) \Big/ \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p}\right)$$

Med værdierne af L_n og L_p fra spørgsmål E fås:

$$\tau = \left(\frac{1.87\cdot 10^{-3}}{10^{17}} + \frac{3.46\cdot 10^{-3}}{10^{15}}\right) \Big/ \left(\frac{35}{10^{17}\cdot 1.87\cdot 10^{-3}} + \frac{12}{10^{15}\cdot 3.46\cdot 10^{-3}}\right)$$

$$= 3.48\cdot 10^{-18} / 3.66\cdot 10^{-12} = 9.52\cdot 10^{-7} \text{ sek.}$$

Det ses, at den effektive middellevetid for minoritetsladningsbærere : τ er meget nær middellevetiden for huller i N-området: τ_p. Dette er en følge af, at $N_a >> N_d$, dvs. at den dominerende minoritetsladningsbærertype er huller.

For I_d = 1 mA bliver C_i:

$$C_i = \tau \cdot \frac{I_d}{V_t} = 9.52\cdot 10^{-7}\cdot (10^{-3}/0.026) = 3.66\cdot 10^{-8}\text{F} = \underline{\underline{36600\text{ pF}}}$$

H: Efterledningstiden t_e findes af (4.3.3). Negligeres spændingen over dioden, er $I_F = E(t<0)/R = 10/10^3 = 10^{-2}$ Amp og

$I_R = |E(t>0)|/R = 1/10^3 = 10^{-3}$ A

$$t_e = \tau\cdot \ln(1 + \frac{I_F}{I_R}) = 9.52\cdot 10^{-7}\cdot \ln(1 + 10) = \underline{\underline{2.28\ 10^{-6}\text{sek}}}$$

7. Fremstillingsteknik for halvlederdioder

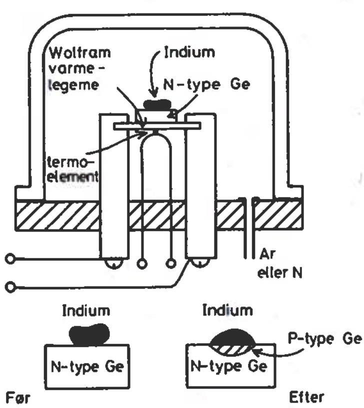


Fig. 7.1

Halvlederdioder fremstilles normalt enten ved <u>legering</u> eller ved <u>faststofdiffusion.</u> Legeringsteknikken var mest almindelig tidligere, hvor man i overvejende grad anvendte germanium som værtsmateriale. Moderne dioder fremstilles derimod ved faststofdiffusion med silicium som værtsmateriale.

Figur 7.1 viser et simpelt eksperimentelt arrangement til fremstilling af en legeret PN-overgang. I en glasklokke indeholdende en inaktiv atmosfære (kvælstof eller argon) er der anbragt en skive af énkrystal N-type germanium på et wolfram varmelegeme. Ovenpå germaniumskiven er anbragt en lille klump indium, der er velegnet som acceptorstof. Temperaturen kontrolleres ved hjælp af et termoelement.

Systemet opvarmes til omkring 500°C, der ligger over smeltepunktet for indium (150°C), men under smeltepunktet for germanium (950°C). Indiumklumpen smelter og opløser det umiddelbart underliggende germaniumlag. Under den påfølgende afkøling indgår indium-germanium legeringen i grænselaget i en énkrystallinsk forbindelse med resten af N-type germaniumskiven. Acceptordoteringen i grænselaget bliver af størrelsesordenen ét indiumatom pr. $10^4 - 10^5$ germaniumatomer, hvilket er væsentlig større end den oprindelige donordotering, og grænselaget bliver derfor en kraftigt doteret P-type halvleder. Indiumperlen over grænselaget er velegnet som ohmsk kontakt.

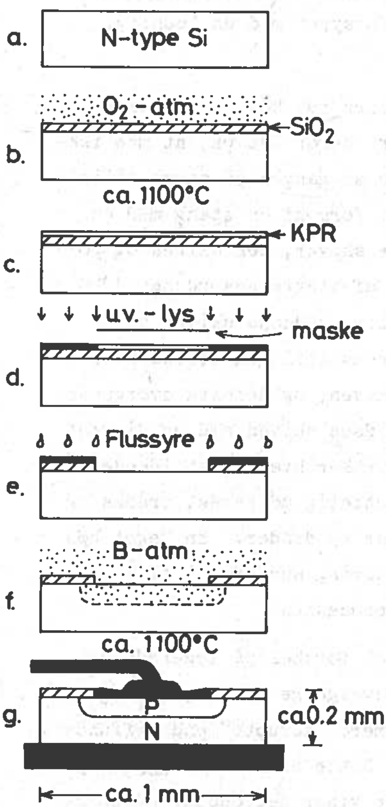


Fig. 7.2

Figur 7.2 viser hovedtrækkene i fremstillingen af en diffunderet halvlederdiode. Man går ud fra en skive af énkrystal N-type silicium (a). Ved opvarming af skiven til ca. 1100°C i en specialovn, der ventileres med en yderst ren iltende atmosfære (f.eks. vanddamp), oxyderes skivens overflade (b). SiO_2 laget tjener to formål. Dels beskytter det siliciumkrystallen imod inddiffusion af uønskede urenheder under fremstillingen af dioden, og dels fungerer det som elektrisk isolator i den færdige diode. De næste skridt går ud på at danne en åbning i SiO_2 laget. Dette gøres ad fotolitografisk vej. Først belægges overfladen med en fotofølsom emulsion (KPR-Kodak Photo Resist) (c). Ved kontaktkopiering overføres nu et billede af en fotografisk maske til den fotofølsomme emulsion under anvendelse af ultraviolet lys (d). Efter fremkaldelsen bortvaskes emulsionen fra det ikke-eksponerede område svarende til det ønskede "vindue", hvorpå det blottede oxydlag i dette område bortætses med flussyre (e). Efter omhyggelig fjernelse af den resterende eksponerede fotohinde opvarmes skiven atter til ca. 1100°C i specialovnen, der denne gang ventileres med en acceptorgas (f). Acceptoratomerne vil herved kunne diffundere ind i siliciumkrystallen og placere sig på stedet i krystalgitret, hvorfra siliciumatomer på grund af den høje temperatur har revet sig løs. Acceptorkoncentrationen vil aftage med voksende dybde i siliciumkrystallen, men ved at sørge for tilstrækkelig høj koncentration af acceptorgassen, opnår man, at det yderste siliciumlag kommer til at indeholde flere acceptor- end donoratomer, dvs. bliver til en P-type halvleder. Efter inddiffunderingen af P-området pådampes overfladen et lag af guld eller aluminium. Dette lag bortætses atter ad fotolitografisk vej overalt udenfor vinduesområdet, og det, der bliver tilbage, tjener derpå som ohmsk kontakt til P-området.

Den færdige diodestruktur er vist på figur 7.2.g. Skiven er her loddet fast til bunden af det metalhus, der indkapsler dioden og samtidig fungerer som N-kontakt. P-kontakten er blevet forsynet med en ledning. De typiske dimensioner er ligeledes antydet.

Den skitserede fremstillingsproces kunne synes ret kostbar. Når det alligevel er muligt at fremstille billige dioder, beror det på, at man ikke fremstiller dem én ad gangen, men mange hundrede ad gangen på samme siliciumskive. Den oprindelige N-type krystal købes i form af en stang med en diameter på ca. 30 mm. Stangen udskæres i tynde skiver, der slibes og poleres omhyggeligt, og på hver skive fremstilles af størrelsesordenen 1000 PN-overgange. Diffusionsovnen behandler adskillige sådanne skiver ad gangen. Efter fremstillingen testes hver PN-overgang på skiven, og defekte overgange mærkes. Derpå ridses skiven med en diamant og brydes i småstykker hver indeholdende én PN-overgang. Sluttelig monteres, trådes og indkapsles de enkelte dioder. En meget høj grad af automatisering anvendes i alle led af fremstillingsprocessen.

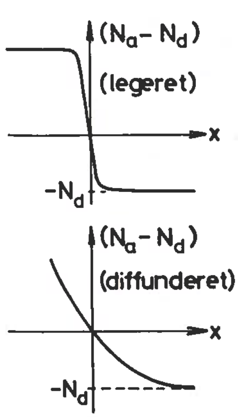


Fig. 7.3

En principiel forskel på legerede og diffunderede PN-overgange er den, at legerede overgange er mere "abrupte" end diffunderede overgange. Dette er anskueliggjort på figur 7.3 , der viser nettodoteringskoncentrationen som funktion af afstanden over PN-overgangen. $(N_a - N_d) > 0$ definerer P-området og $(N_a - N_d) < 0$ N-området.

I vor teori for dioden har vi for simpelheds skyld regnet med en ideel abrupt overgang. Dette passer således bedst på legerede overgange. Det vil føre for vidt her at korrigere teorien, men det skal dog nævnes, at man ved passende gradering af overgangen opnår at reducere de opmagasinerede ladninger og dermed de kapacitive effekter i dioden.

8 Nogle eksempler på diodeanvendelser

8.1 Enkeltensretning med RC-udglatning

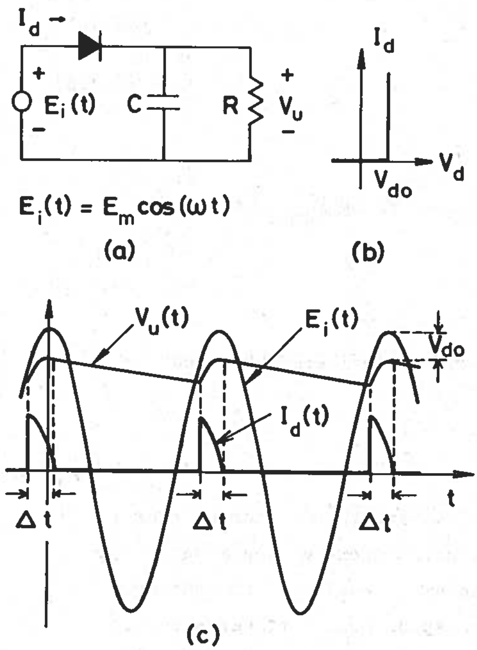


Fig. 8.1.1

Fig. 8.1.1a viser diagrammet for en enkeltensretter med RC-udglatning. Dioden tillægges den simple knækkarakteristik vist på fig. 8.1.1b. Det antages endvidere, at vinkelfrekvensen ω er så lille, at diodens kapaciteter kan negligeres.

Fig. 8.1.1c viser det stationære forløb af $E_i(t)$, $V_u(t)$ og $I_d(t)$.

I de korte tidsintervaller: Δt, hvor dioden leder, er:

$$V_u(t) = E_i(t) - V_{do} \qquad (8.1.$$

og

$$I_d(t) = C \frac{dV_u(t)}{dt} + \frac{V_u(t)}{R} \qquad (8.1.$$

Som forklaret nærmere nedenfor kræver god udglatning, at C og R er store, hvilket igen betyder, at ladestrømmen i kondensatoren (første led i (8.1.2)) er langt større end strømmen i R (andet led i (8.1.2)).

Udenfor ledeintervallerne Δt er dioden spærret og kondensatoren C aflades da igennem R med tidskonstanten $\tau = RC$. I disse områder gælder følgelig:

$$V_u(t) = (E_m - V_{do})\exp(-t'/\tau) \tag{8.1.3}$$

$$I_d = 0 \tag{8.1.4}$$

hvor t' er en lokal tidsakse med t'=0 ved slutningen af det umiddelbart foregående ledeinterval Δt. Første faktor i (8.1.3) forudsætter, at ledeintervallerne slutter nøjagtigt på de tidspunkter, hvor $E_i(t)$ er maximal. I virkeligheden slutter de - som det fremgår af figuren - lidt senere, men den tilsvarende fejl på (8.1.3) er uden praktisk betydning.

Ensretningens godhed karakteriseres ved <u>ripplefaktoren</u> η , der defineres ved:

$$\eta = \frac{V_{umax} - V_{umin}}{V_{umid}} \tag{8.1.5}$$

her er:

$$V_{umax} = E_m - V_{do} \tag{8.1.6}$$

$$V_{umin} = (E_m - V_{do})\exp(-(T-\Delta t)/\tau) \tag{8.1.7}$$

$$V_{umid} = \frac{1}{2}(V_{umax} + V_{umin}) \tag{8.1.8}$$

T er periodetiden for $E_i(t)$: $T = 2\pi/\omega$

For god ensretning (η <<1) er $\Delta t \ll T \ll \tau$, og V_{umin} kan da tilnærmes ved:

$$V_{umin} \simeq (E_m - V_{do})(1-T/\tau) \tag{8.1.9}$$

Under samme forudsætning kan V_{umid} uden større fejl erstattes med V_{umax}, og for η finder man da:

$$\underline{\eta \simeq \frac{T}{\tau}} \quad (\ll 1) \tag{8.1.10}$$

En lille ripplefaktor kræver altså en tidskonstant τ =RC, der er stor i forhold til periodetiden T. Der er imidlertid endnu en begrænsende faktor at tage hensyn til ved dimensionering af en ensretter med RC-udglatning, og det er, at diodestrømimpulsernes spidsværdi tilnærmelsesvis er omvendt proportional med kvadratroden af ripplefaktoren. Strømimpulserne går i det væsentlige til opladning af C. God udglatning kræver følgelig, at dioden skal kunne tåle spidsstrømme, der er mange gange større end den ensrettede middelstrøm i R.

En påvisning af dette tager sit udgangspunkt i (8.1.2). Negligerer man for simpelheds skyld V_{do} i udtrykket (8.1.1) for V_u, kan (8.1.2) skrives:

$$I_d = -C\omega E_m \sin(\omega t) + \frac{E_m \cos(\omega t)}{R} \tag{8.1.11}$$

Ved begyndelsen af ledeintervallet, hvor I_d er størst, må gælde:

$$E_m \cos(\omega t) = V_{umin} \approx E_m(1-T/\tau) \tag{8.1.12}$$

idet (8.1.9) er benyttet ved sidste omskrivning.

Af (8.1.12) fås:

$$\cos(\omega t) \approx 1-T/\tau \tag{8.1.13}$$

og dermed, da $T/\tau << 1$

$$\sin(\omega t) \approx \pm \sqrt{\frac{2T}{\tau}} \tag{8.1.14}$$

Ved benyttelse af de tre sidste relationer kan (8.1.11) omskrives til

$$I_{dmax} = \frac{E_m}{R} \left(2\pi \frac{\tau}{T} \cdot \sqrt{\frac{2T}{\tau}} + 1 - \frac{T}{\tau}\right) \tag{8.1.15}$$

E_m/R er ved god udglatning tilnærmelsesvis lig med middelværdien I_{Rmid} af strømmen i R. Under samme forudsætning vil første led i parentesen være stort i forhold til de øvrige to led. Man får da:

$$I_{dmax} \approx I_{Rmid} \cdot 2\pi \sqrt{\frac{2\tau}{T}} = I_{Rmid} \cdot 2\pi \sqrt{\frac{2}{n}} \tag{8.1.16}$$

Et skøn af ledeintervallets længde kan opnås ved følgende betragtning:

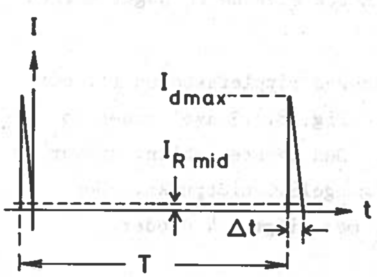


Fig. 8.1.2

Ved god udglatning nærmer strømimpulserne på fig. 8.1.1 sig til trekantform, se fig. 8.1.2. I stationær tilstand må gælde, at strømimpulsens middelværdi over en periode er lig med middeljævnstrømmen I_{Rmid}, dvs.

$$\frac{1}{T}\cdot\left(\frac{1}{2}\, I_{dmax}\cdot \Delta t\right) = I_{Rmid} \qquad (8.1.17)$$

$$\frac{\Delta t}{T} = 2\cdot \frac{I_{Rmid}}{I_{dmax}} \qquad (8.1.18)$$

benyttes (8.1.1b) fås

$$\frac{\Delta t}{T} \simeq \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\eta}{2}} \qquad (8.1.19)$$

Taleksempel

En enkeltensretter skal kunne levere en jævnspænding på 30 Volt med højst 0.5% ripple over en belastningsmodstand på 1kΩ. Frekvensen er 50 Hz. Bestem C_{min}, I_{dmax} og $\Delta t/T$.

Svar

$$\tau_{min} = T/\eta_{max} = \frac{1}{50}/0.005 = 4 \text{ sek}$$

$$C_{min} = \tau_{min}/R = 4/1000 = 4000\cdot 10^{-6}\text{F} = \underline{\underline{4000\mu\text{F}}}$$

$$I_{Rmid} \simeq \frac{30}{1000} = 30 \text{ mA}$$

$$I_{dmax} \simeq 30\cdot 2\pi\sqrt{\frac{2}{0.005}} = 3770 \text{ mA} = \underline{\underline{3.77\text{A}}} \text{ !}$$

$$\Delta t/T \simeq \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{0.005}{2}} = \underline{\underline{0.0159}}$$

Ved så store værdier af spidsstrømmen gør virkningen af diodens seriemodstand samt generatorens indre modstand sig imidlertid kraftigt gældende, hvilket betyder, at man i praksis ville få en noget mindre værdi af I_{dmax} og en noget større værdi af $\Delta t/T$ samt at man måtte anvende en noget større generatorspænding.

Ved anvendelse af dobbeltensretning reduceres ripplefaktoren til det halve (for samme tidskonstant og periodetid). Fig. 8.1.3 a-b viser to forskellige principper for dobbeltensretning. Den første kobling kræver to dioder og dobbelt indgangsspænding med tilgængeligt midtpunkt. Den anden kobling kræver enkelt indgangsspænding, men tilgæld 4 dioder.

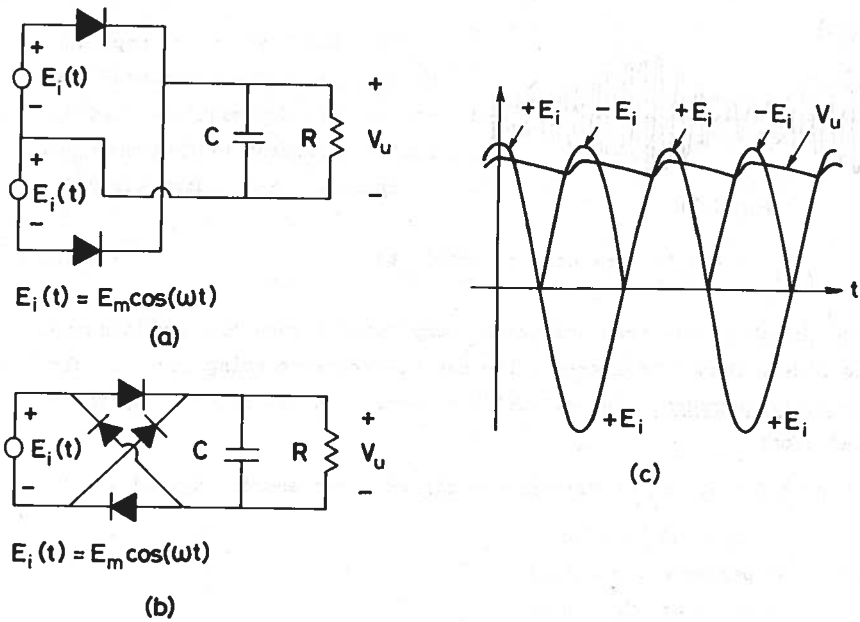


Fig. 8.1.3

Fig. 8.1.3 viser $E_i(t)$, $E_i(t)$ ensrettet (skiftevis + E_i og $-E_i$) samt $V_u(t)$. Forskellen imellem E_{imax} og V_{umax} er én diodeknækspænding for fig. 8.1.3a og to diodeknækspænding for fig. 8.1.3b.

8.2 AM-detektoren

I AM (amplitudemoduleret) radiofoni udstråler radiosenderen et højfrekvent elektromagnetisk felt, hvis amplitude varierer i takt med den lavfrekvente tale- eller musiksvingning. I en radiomodtager, der er indstillet på stationen, dannes først en tilsvarende amplitudemoduleret højfrekvensspænding[†] og af denne dannes igen den modulerende lavfrekvente spænding ved ensretning og filtrering. Den sidstnævnte proces kaldes AM-detektering.

---

† Idet sendefrekvensen dog er konverteret til modtagerens mellemfrekvens.

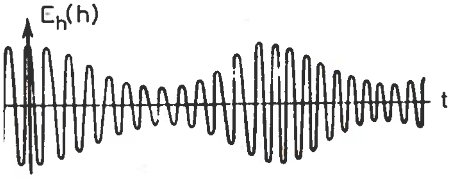


Fig. 8.2.1

Fig. 8.2.1 viser den amplitudemodulerede højfrekvensspændings udseende, når der moduleres med et rent sinusformet lavfrekvenssignal.

Spændingen kan udtrykkes ved:

$$E_h(t) = E_h(1 + m \cdot \cos(\omega_l t)) \cdot \cos(\omega_h t) \qquad (8.2.1)$$

hvor de første to faktorer definerer indhyldningskurven for amplituderne, medens sidste faktor definerer selve den højfrekvente svingning. m kaldes <u>modulationsgraden.</u> Den er sjældent større end ca. 0.3 for højkvalitetsradiofoni.

Fig. 8.2.2 viser det tilsvarende signal efter ensretning med

a) ingen udglatning
b) passende udglatning
c) for stor udglatning

Det problem der opstår, dersom udglatningstidskonstanten er for stor, er, at kondensatorspændingens afladningskurve skyder hen over de efterfølgende toppe og først fanger en langt senere top. Detektoren kan altså ikke "følge med" for den givne modulationsfrekvens og der fås en kraftig ulineær forvrængning af lavfrekvenssignalet.

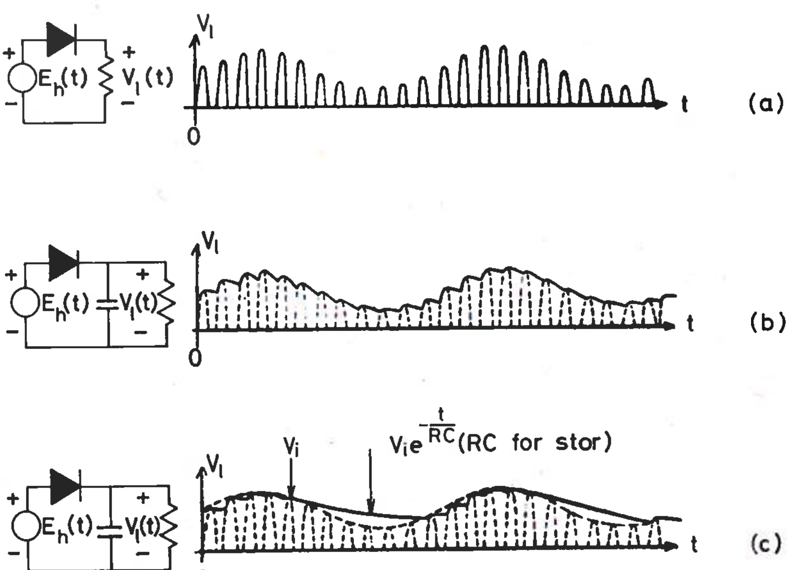


Fig. 8.2.2

Til nærmere belysning af dette problem viser fig. 8.2.3 forløbet af kondensatorspændingen V_c og amplitudeindhyldningskurven V' efter amplituden V_i, der optræder til tiden t_i. Anses kurverne for retlinede indenfor den lille højfrekvensperiode T_h, må betingelsen for at ovennævnte forvrængning ikke opstår være

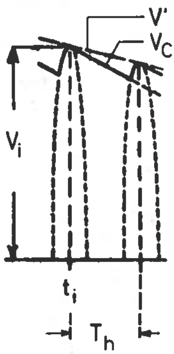


Fig. 8.2.3

$$\frac{dV_c}{dt}\bigg|_{t=t_i} \leqq \frac{dV'}{dt}\bigg|_{t=t_i} \qquad (8.2.2)$$

for alle t_i. Nu er V_c givet ved

$$V_c = V_i \exp(-\frac{t-t_i}{\tau}) \approx V_i(1 - \frac{t-t_i}{\tau}) \quad (\tau=RC) \qquad (8.2.3)$$

medens V' er givet ved

$$V' = E_h(1 + m\cdot\cos(\omega_1 t)) \qquad (8.2.4)$$

$$-\frac{V_i}{\tau} \leqq -E_h\ m\cdot\omega_1\cdot\sin(\omega_1 t_i) \qquad (8.2.5)$$

Da der endvidere må gælde

$$V_i = V'(t_i) = E_h(1 + m\cdot\cos(\omega_1 t_i)) \qquad (8.2.6)$$

kan (8.2.5) omformes til

$$\tau \leqq \frac{1 + m\cdot\cos(\omega_1 t_i)}{m\cdot\omega_1\cdot\sin(\omega_1 t_i)} = f(m,\omega_1 t_i) \qquad (8.2.7)$$

Idet modulationsgraden m betragtes som en given størrelse, er opgaven altså at bestemme minimum af funktionen f med hensyn til vinklen $\theta = \omega_1 t_i$. f har extremum for $df/d\theta = 0$:

$$\frac{df}{d\theta} = \frac{-m^2\omega_1\sin^2\theta-(1+m\cos\theta)m\omega_1\cos\theta}{m^2\omega_1^2\sin^2\theta} \qquad (8.2.8)$$

$$= -\frac{m+\cos\theta}{m\omega_1\sin^2\theta} = 0 \text{ for } \cos\theta = -m;\ \text{dvs. } \sin\theta = \sqrt{1-m^2}$$

(En videre undersøgelse vil vise, at der er tale om et minimum).

Indsættes de fundne løsninger for $\cos(\omega_1 t_i)$ og $\sin(\omega_1 t_i)$ i (8.2.7) fremkommer betingelsen:

$$\tau \leq \frac{\sqrt{1-m^2}}{m\omega_1} \qquad (8.2.9)$$

Taleksempel

Er $m = 0.5$ og $f_{1max} = 5$ kHz bliver:

$$\tau_{max} = \frac{\sqrt{1-(0.5)^2}}{0.5 \cdot 2\pi \cdot 5 \cdot 10^3} = 5.51 \cdot 10^{-5} = 55.1\,\mu\,\text{sek}$$

8.3 Spændingsstabilisering med zenerdioder

Zenerdioder er omtalt i kapitel 1 og i afsnit 3.3. De anvendes mest til spændingsstabilisering. Fig. 8.3.1 viser et simpelt stabiliseringskredsløb. E_i er en ustabiliseret jævnspænding. R_L er en variabel belastningsmodstand over hvilken man ønsker en konstant spænding $V_L < E_i$, idet R_L skal forsynes fra E_i. Man parallelforbinder da R_L med en diode, hvis zenerspænding V_Z er V_L, og forsyner parallelforbindelsen fra E_i igennem en seriemodstand R_S, der skal optage spændingsfaldet $(E_i - V_Z)$.

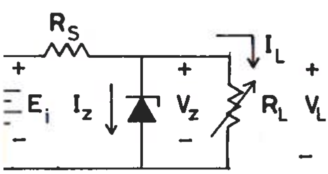


Fig. 8.3.1

Taleksempel

For kredsløbet fig. 8.3.1 gælder $V_L = V_Z = 6$V. E_i og I_L varierer uafhængigt af hinanden indenfor grænserne

$$12\text{ V} \leq E_i \leq 18\text{ V}$$

$$5\text{ mA} \leq I_L \leq 55\text{ mA}$$

Den mindste værdi, I_Z må antage, er $I_{Zmin} = 5$ mA.

Bestem R_S og I_{Zmax} og den effekt seriemodstanden og zenerdioden skal kunne tåle i værste tilfælde.

Svar

Ved hjælp af Kirchhoffs strømlov og en elementær minimaliseringsbetragtning indses det at:

$$I_{Zmin} = \frac{E_{Imin} - V_Z}{R_S} - I_{Lmax}$$

hvoraf

$$R_S = \frac{E_{Imin} - V_Z}{I_{Lmax} + I_{Zmin}} = \frac{12-6}{55+5} = \frac{6}{60} = \underline{\underline{0.1\ \text{k}\Omega}}$$

På tilsvarende måde må gælde

$$I_{Zmax} = \frac{E_{Imax} - V_Z}{R_S} - I_{Lmin}$$

$$= \frac{18-6}{0.1} - 5 = 120-5 = \underline{\underline{115\ \text{mA}}}$$

$$P_{Zmax} = I_{Zmax} \cdot V_Z = 115 \cdot 6 = \underline{\underline{690\ \text{mW}}}$$

$$P_{Smax} = (E_{Imax} - V_Z)^2/R_S = (18-6)^2/0.1 = \underline{\underline{1440\ \text{mW}}}$$

8.4 Kurvesyntese ved hjælp af diode-modstandsnetværk

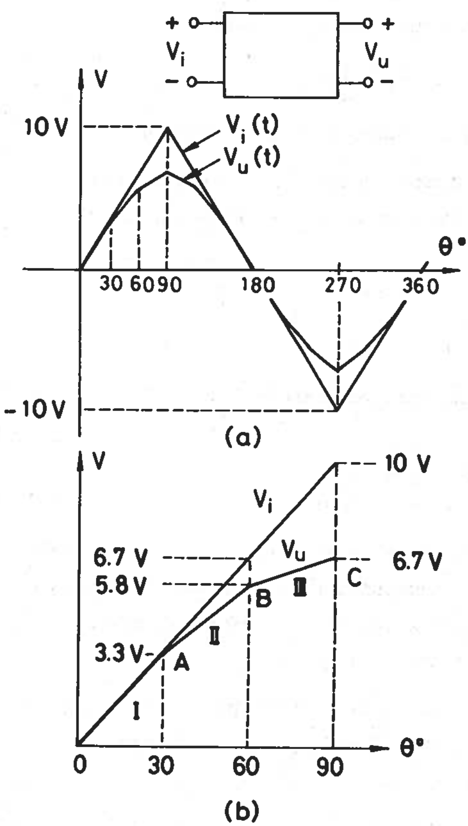


Fig. 8.4.1

Som et eksempel på kurvesyntese ønskes der realiseret en ulineær toport, der omdanner en periodisk symmetrisk trekantspænding til en stykkevis lineær tilnærmet sinusspænding, se fig. 8.4.1a.

Indenfor den første kvartperiode tilnærmes sinuskurven ved hjælp af de lineære segmenter I, II og III, se fig. 8.4.1b. For knækpunkterne A og B, der adskiller disse segmenter, gælder følgende sammenhæng imellem V_i og V_u

$$A : (V_i, V_u) = (3.3, 3.3)\ \text{V}$$

$$B : (V_i, V_u) = (6.7, 5.8)\ \text{V}$$

Disse knækpunkter skal realiseres af kredsløbet. Knækpunktet C:

$$C : (V_i, V_u) = (10, 6.7)\ \text{V}$$

hidrører derimod ikke fra kredsløbet, men fra knækket på V_i.

Hvis der er entydighed imellem V_i og V_u

vil man ved realisationen af A og B i første kvartperiode også automatisk få realiseret knækkene i anden kvartperiode, dvs. alle knæk i de positive halvperioder. En udvidelse af kredsløbet tager sig af de tilsvarende knæk i de negative halvperioder.

Inden for segmentet I skal V_i følge V_u. Et simpelt "kredsløb" der gør dette består af to ledninger, som vist på fig. 8.4.2a. Et kredsløb, der realiserer både I og II og dermed knækpunktet A, er vist på fig. 8.4.2b.

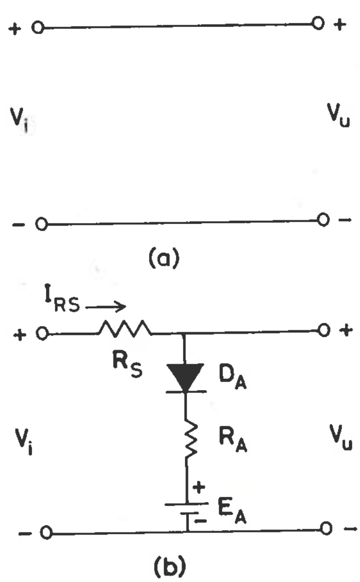


Fig. 8.4.2

Dioden D_A skal være spærret i segment I, dvs. for $V_u \leqq V_{uA}$.

Betingelsen herfor er, at

$$E_A = V_{uA} - V_{do} = 3.3 - 0.6 = \underline{\underline{2.7\ V}}$$

hvor V_{do} er diodens egen knækspænding.

Man vælger nu R_S, f.eks.

$$R_S = \underline{\underline{1\ k\Omega}}$$

og kan da bestemme R_A som følger:

Strømmen igennem R_S i punkt B (som endnu ikke er blevet et knækpunkt) er

$$I_{RSB} = \frac{V_{iB} - V_{uB}}{R_S} = \frac{6.7-5.8}{1} = 0.9\ mA$$

Da udgangen antages ubelastet, må denne strøm også gennemløbe R_A.

For R_A fås da:

$$R_A = \frac{V_{uB} - V_{do} - E_A}{I_{RSB}} = \frac{5.8-0.6-2.7}{0.9} = \underline{\underline{2.78\ k\Omega}}$$

Hermed er segmenterne I og II realiserede. Knækpunkt B og segment III kan nu inkluderes ved tilføjelse af en ekstra shuntgren, se fig. 8.4.3.

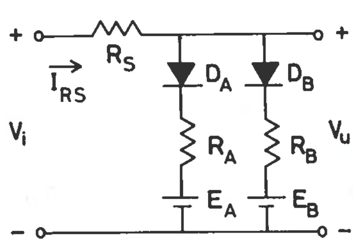


Fig. 8.4.3

Dioden D_B skal være spærret i segment I og II, dvs. for $V_u \leqq V_{uB}$. Betingelsen herfor er, at

$$E_B = V_{uB} - V_{do} = 5.8-0.6 = \underline{\underline{5.2\ V}}$$

Strømmen igennem R_S i punktet C er:

$$I_{RSC} = \frac{V_{iC} - V_{uC}}{R_S} = \frac{10-6.7}{1} = 3.3 \text{ mA}$$

Den del af strømmen I_{RSC}, der aftages af gren A, er:

$$I_{AC} = \frac{V_{uC} - V_{do} - E_A}{R_A} = \frac{6.7-0.6-2.7}{2.78} = 1.224 \text{ mA}$$

Da udgangen er ubelastet må resten af I_{RSC} returnere igennem gren B:

$$I_{BC} = I_{RSC} - I_{AC} = 3.30-1.224 = 2.08 \text{ mA}$$

For R_B findes da:

$$R_B = \frac{V_{uC} - V_{do} - E_B}{I_{BC}} = \frac{6.7-0.6-5.2}{2.08} = \underline{\underline{0.434 \text{ k}\Omega}}$$

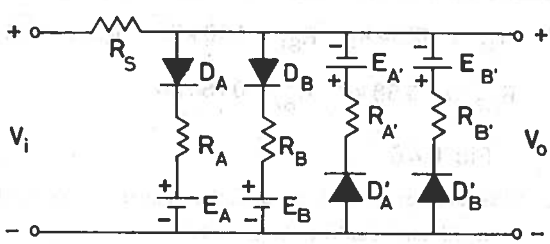
Hermed er alle de positive halvbølger realiserede. De negative halvbølger kan nu inkluderes ved tilføjelse af de samme grene vendt om. Det fuldstændige kredsløb er vist på fig. 8.4.4.

Udfra et praktisk synspunkt er de fire spændingsforsyninger og deres "underlige" værdier en ulempe. Kredsløbet modificeres derfor således, at man kan klare sig med to spændingsforsyninger med "pæne" værdier, f.eks. +12 V og -12 V. For at opnå dette betragtes R_A og E_A i gren A, se fig. 8.4.5a. Hvis denne enport opfattes som Theveninækvivalentet af den i fig.8.4. viste enport, hvor E_o er den valgte forsyningsspæ ding, må der gælde:

$$R_A = \frac{R_{A1} \cdot R_{A2}}{R_{A1} + R_{A2}}$$

og

$$E_A = E_0 \cdot \frac{R_{A2}}{R_{A1} + R_{A2}}$$



$V_{do} = 0.6$ V $R_S = 1$ kΩ

$E_A = E_{A'} = 2.7$ V $R_A = R_{A'} = 2.78$ kΩ

$E_B = E_{B'} = 5.2$ V $R_B = R_{B'} = 0.434$ kΩ

Fig. 8.4.4

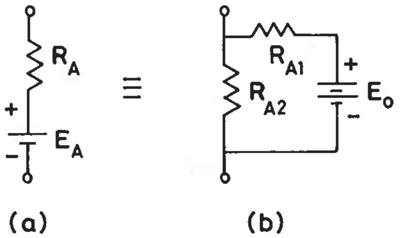


Fig. 8.4.5

I disse udtryk er R_A og E_A kendte og E_0 er valgt. Man kan derfor løse dem med hensyn til R_{A1} og R_{A2}. Resultaterne bliver

$$R_{A1} = \frac{E_0}{E_A} \cdot R_A = \frac{12}{2.7} \cdot 2.78 = \underline{\underline{12.34 \text{ k}\Omega}}$$

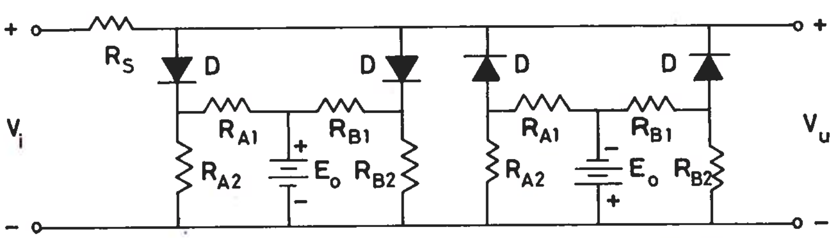
$$R_{A2} = \frac{E_A}{E_0 - E_A} \cdot R_{A1} = \frac{2.7}{12-2.7} \cdot 12.34 = \underline{\underline{3.58 \text{ k}\Omega}}$$

Omformes gren B på tilsvarende måde fås:

$$R_{B1} = \frac{E_0}{E_B} \cdot R_B = \frac{12}{5.2} \cdot 0.434 = \underline{\underline{1.00 \text{ k}\Omega}}$$

$$R_{B2} = \frac{E_B}{E_0 - E_B} \cdot R_{B1} = \frac{5.2}{12-5.2} \cdot 1.00 = \underline{\underline{0.764 \text{ k}\Omega}}$$

Det fuldstændige kredsløb får nu det på fig. 8.4.6 viste udseende.



$V_{do} = 0.6$ V $R_{A1} = 12.34$ kΩ $R_{B1} = 1.00$ kΩ $R_S = 1$ kΩ

$E_0 = 12$ V $R_{A2} = 3.58$ kΩ $R_{B2} = 0.764$ kΩ

Fig. 8.4.6

Ved en praktisk dimensionering ville man erstatte de ovenfor fundne modstandsværdier med de nærmeste værdier i en 5% normrække, dvs. med:

$R_{A1} = 12$ kΩ ± 5% $R_{B1} = 1$ kΩ ± 5%

$R_{A2} = 3.6$ kΩ ± 5% $R_{B2} = 0.75$ kΩ ± 5%

Appendix A: (jfr. afsnit 3.1)

Boltzmann relationen. Potentialbarrierens højde for en strømløs PN-overgang

Opløser man nettostrømmen i dens hul- og elektronbidrag, må der for den stationære strømtæthed i ethvert tværsnit af PN-strukturen gælde

$$J_{net} = J_{p,net} + J_{n,net} = 0 \tag{A1}$$

Denne betingelse kan imidlertid skærpes, idet nettohulstrømmen og nettoelektronstrømmen hver for sig må være nul. Var dette ikke tilfældet, måtte der være en nettovandring af elektroner og huller samme vej igennem tværsnittet, dvs. den ene ende af strukturen ville fyldes med ladningsbærere, medens den anden ville tømmes, hvilket er fysisk umuligt. Betingelserne:

$$J_{p,net} = 0 \qquad J_{n,net} = 0 \tag{A2}$$

kaldes princippet om detaljeret balance.

Hver af de to strømtætheder kan yderligere opløses i deres diffusions- og driftsbidrag (jfr. afsnit 2.6):

$$J_{p,net} = - qD_p \cdot \frac{dp}{dx} + qp\mu_p F = 0 \tag{A3a}$$

$$J_{n,net} = + qD_n \cdot \frac{dn}{dx} + qn\mu_n F = 0 \tag{A3b}$$

Lad os gå videre med den første af disse uafhængige relationer. Erstattes F med $-d\Psi/dx$ fås følgende differentialligning til bestemmelse af potentialet $\Psi(x)$

$$d\Psi = - \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{dp}{p} \tag{A4}$$

Til venstre for rumladningszonen (jfr. fig. 3.1.2) er $p = p_{Po}$ og $d\Psi = 0$. Til højre for rumladningszonen er $p = p_{No}$ og $d\Psi$ ligeledes 0. Integrerer vi derfor (A4) hen over rumladningszonen fås for potentialbarrierens højde:

$$\Delta\Psi_o = - \frac{D_p}{\mu_p} \int_{p_{Po}}^{p_{No}} \frac{dp}{p} = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \ln \cdot \frac{p_{Po}}{p_{No}} \tag{A5}$$

Indsættes heri Einsteins relation: $D_p/\mu_p = kT/q$ (jfr. 2.6.3), $p_{Po} \simeq N_a$ og $p_{No} \simeq n_i^2/N_d$ fås sluttelig

$$\Delta\Psi_o = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} \quad \text{(Volt)} \tag{A6}$$

hvor kT/q er 26 mV ved stuetemperatur ($T = 300^oK$). $\Delta\Psi_o$ antager sædvanligvis værdier i omegnen af 0.7 Volt.

Af (A5) og Einsteins relation følger Boltzmanns[†] relation :

$$\frac{p_{No}}{p_{Po}} = \exp(- \frac{q}{kT} \Delta\Psi_o) \tag{A7}$$

Ved at basere udledningen på (A3b) i stedet for (A3a) fås den alternative form:

$$\frac{n_{Po}}{n_{No}} = \exp(- \frac{q}{kT} \Delta\Psi_o) \tag{A8}$$

(A7) og (A8) spiller i sig selv en vigtig rolle i den videre teori for dioder og transistorer.

Af (A7) og (A8) følger i øvrigt

$$p_{No} \cdot n_{No} = p_{Po} \cdot n_{Po} \tag{A9}$$

Da denne relation gælder for enhver dotering, altså også for $N_a = N_d = 0$, følger af (2.3.1), at disse produkter er lig med n_i^2 . Dette bekræfter de tidligere postulerede relationer (2.5.1) og (2.5.3).

---

† Det skal bemærkes, at Einsteinrelationen f.eks. kan udledes ved hjælp af (A5) og den fra statistisk termodynamik kendte Boltzmann fordeling.

Appendix B: (jfr. afsnit 3.2)

Minoritetsladningsbærernes opførsel udenfor PN-overgangens rumladningsområde

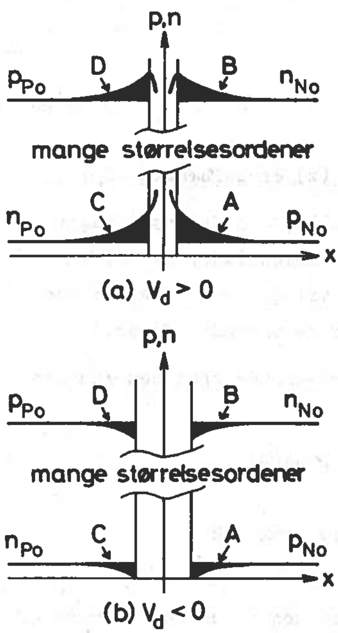


Fig. B1

Når PN-overgangen forspændes i lederetningen fås en kraftig injektion (inddiffusion) af huller i N-området og af elektroner i P-området udenfor rumladningslaget. De injicerede stationære koncentrationer af minoritetsladningsbærere vil dø ud med afstanden fra rumladningslaget på grund af rekombination. Dette er antydet ved de sorte arealer A og C på fig. B1a.

Feltet fra den injicerede hulladning A søges automatisk ophævet af en tilsvarende elektronladning B, der fordeler sig på næsten samme måde som hulladningen. Elektronerne, der medgår til rekombinationen og til opbygning af den neutraliserende ladning B modsvares af elektroner, der afgives fra N-kontrakten. Tilsvarende forhold gælder i P-området.

Det resulterende elektriske felt udenfor rumladningszonen bliver ikke helt nul, men dog meget lille. Dette kan indses som følger:

Antog man, at overskudsladningerne A og B (C og D) var eksakt ens med ligedannede koncentrationsprofiler, måtte der være perfekt makrobalance imellem alle elementarladninger (faste som frie), og det resulterende felt måtte da være eksakt nul. Nettostrømmen igennem ethvert tværsnit A med abscissen x måtte da være en ren diffusionsstrøm givet ved:

$$I(x)_{net} = qA(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \cdot \frac{dp}{dx}) = qA \frac{dp}{dx}(D_n - D_p) \qquad (B1)$$

(idet dp/dx ifølge antagelsen måtte være lig med dn/dx).

$I(x)_{net}$ måtte altså variere med x som dp/dx, men dette strider imod

Kirchhoffs strømlov, der kræver samme strøm igennem ethvert tværsnit. Følgelig kan der ikke være fuldstændig ladningsbalance, og der må derfor regnes med et svagt felt $\Delta F(x)$.

Efter erkendelsem af dette, kan hul- og elektronbidragene til nettostrømmen udenfor rumladningsområdet udtrykkes ved:

$$I_p(x) = q\cdot A(-D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p\cdot p\cdot \Delta F(x)) \qquad (B2)$$

$$I_n(x) = q\cdot A(+D_n \frac{dn}{dx} + \mu_n\cdot n\cdot \Delta F(x)) \qquad (B3)$$

(hvor der altså må gælde, at $I(x)_{net} = I_p(x) + I_n(x)$ er uafhængig af x).

På P-siden er n << p, og da $\Delta F(x)$ også er lille, vil driftsbidraget til I_n (sidste led i B3) her være uden betydning sammenlignet med diffusionsbidraget (første led i B3). For I_p i (B2), vil de to bidrag derimod være af samme størrelsesorden. På N-siden gælder de omvendte forhold.

For de fri ladningsbæreres bevægelse udenfor rumladningszonen kan man følgelig konkludere:

a) Majoritetsladningsbærerne bevæger sig såvel ved diffusion som ved drift

b) Minoritetsladningsbærerne bevæger sig praktisk talt udelukkende ved diffusion.

Tilnærmelsen b) er overordentlig vigtig, idet den - som det fremgår af afsnit 3.2 - tillader en simpel udledning af diodens teoretiske volt-ampere karakteristik. Den videre behandling knytter sig derfor til minoritetsladningsbærerne.

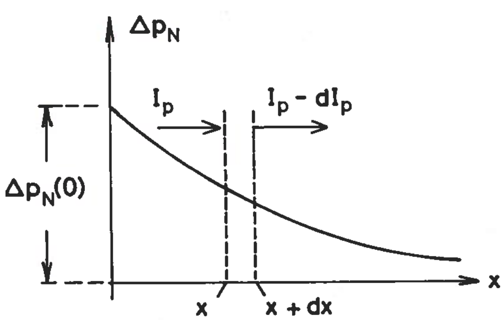


Fig. B2

Fig. B2 viser overskudskoncentrationen af huller i N-området ved forspænding i lederetningen (jfr. arealet A på fig. B1). x=0 svarer til rumladningszonens højre grænse. Den hulstrøm der løber ind i snittet x kan skrives:

$$I_p = -q\cdot A\cdot D_p\cdot \frac{d\Delta p_N(x)}{dx} \qquad (B4)$$

og den hulstrøm, der forlader snittet x+dx kan skrives:

$$I_p - dI_p = -qAD_p \frac{d\Delta p_N(x+dx)}{dx}$$

$$= -qAD_p \left(\frac{d\Delta p_N(x)}{dx} + \frac{d^2\Delta p_N(x)}{dx^2} dx \right) \tag{B5}$$

dvs.

$$dI_p = qAD_p \cdot \frac{d^2\Delta p_N(x)}{dx^2} dx \tag{B6}$$

men dI_p må også kunne udtrykkes som den strøm, der forsvinder ved rekombination imellem x og x+dx. Denne strøm er proportional med $\Delta p_N(x)$ og omvendt proportional med <u>middellevetiden τ_p for huller i N-området</u>†.
Dette kan udtrykkes:

$$dI_p = q \cdot A \frac{\Delta p_N(x)}{\tau_p} dx \tag{B7}$$

(B6) og (B7) fører til følgende differentialligning - <u>kontinuitetsligningen</u> - til bestemmelse af $\Delta p_N(x)$:

$$\frac{d^2\Delta p_N(x)}{dx^2} = \frac{1}{\tau_p D_p} \cdot \Delta p_N(x) \tag{B8}$$

for hvilken den almindelige løsning er:

$$\Delta p_N(x) = C_1 \exp(-x/\sqrt{\tau_p D_p}) + C_2 \exp(x/\sqrt{\tau_p D_p}) \tag{B9}$$

Heri må C_2 være nul, da $\Delta p_N(x)$ går imod nul for x gående imod uendelig. C_1 må da være lig med randkoncentrationen $\Delta p_N(0)$. Idet $\sqrt{\tau_p D_p}$ kaldes diffusionslængden L_p for huller i N-området, kan (B9) nu skrives:

$$\underline{\Delta p_N(x) = \Delta p_N(0) \cdot \exp(-x/L_p)} \tag{B10}$$

---

† Middellevetiden τ af minoritetsladningsbærere afhænger ikke så meget af doteringen som af antallet af strukturelle uregelmæssigheder (imperfektioner) i krystalgitret. Sådanne uregelmæssigheder, der befordrer både generering og rekombinering af ladningsbærere, men i øvrigt er elektrisk inaktive, kan f.eks. bestå af guldatomer, der med vilje er indført i halvlederkrystallen. Herudover kan man også igennem formgivningen påvirke levetiden, idet denne vokser med forholdet mellem krystalvolumen og krystaloverflade. Dette skyldes, at overfladen repræsenterer en extrem diskontinuitet i strukturen.

Randkoncentrationen $\Delta p_N(0)$ afhænger af den påtrykte diodespænding V_d og kan findes ved følgende betragtning:

Hvis $V_d=0$ gælder Boltzmanns relation (A7)

$$p_{No} = p_{Po}\exp(-\frac{q}{kT}\,\Delta\Psi_o) \qquad (B11)$$

Hvis $V_d> 0$ må det forventes, at der gælder en lignende relation mellem de forhøjede hulkoncentrationer ved grænserne til rumladningszonen og den formindskede potentialbarriere $(\Delta\Psi_o - V_d)$:

$$p_N(0) = p_P(0)\exp(-\frac{q}{kT}\,(\Delta\Psi_o - V_d)) \qquad (B12)$$

$p_N(0) = p_{No}+ \Delta p_N(0)$ referer her til højre grænse og $p_P(0) = p_{Po}+ \Delta p_P(0)$ til venstre grænse af rumladningszonen.

Elimineres $\Delta\Psi_o$ af disse to relationer får man:

$$p_N(0) = p_P(0)\cdot \frac{p_{No}}{p_{Po}}\exp\,(\frac{q}{kT}\,V_d) \qquad (B13)$$

Da den relative forskel på $p_P(0)$ og p_{Po} er forsvindende lille, kan dette udtryk simplificeres til:

$$p_N(0) = p_{No}+ \Delta p_N(0) \simeq p_{No}\exp(\frac{q}{kT}\,V_d) \qquad (B14)$$

hvoraf sluttelig følger at

$$\underline{\Delta p_N(0) = p_{No}(\exp(\frac{q}{kT}\,V_d)-1)} \qquad (B15)$$

For overskudskoncentration af elektroner i P-området gælder udtryk, der er analoge med (B10) og (B15).

Minoritetsladningsbærerfordelingerne er ovenfor udledt under antagelse af at dioden er forspændt i lederetningen $(V_d > 0)$. Udtrykkene gælder imidlertid også for $V_d<0$. Her bliver der blot tale om underskudsladninger i stedet for overskudsladninger, jfr. fig. B1b.

Appendix C: (jfr. afsnit 4.1)

Rumladningszonens udstrækning som funktion af diodespændingen

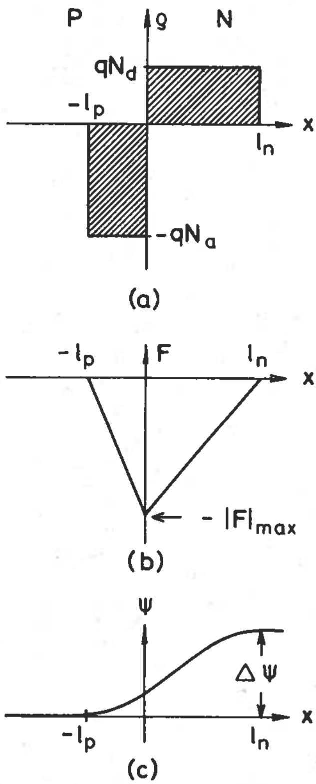


Fig. C1

Rumladningszonens udstrækning i P-området kaldes l_p og dens udstrækning i N-området l_n; se fig. C1a, der viser den næsten kasseformede rumladningskoncentration $\rho(x)$ (Coul/cm^3). Den negative rumladning svarende til det skraverede areal i P-området er: $Q_p = -qAl_p \cdot N_a$, og den positive rumladning svarende til det skraverede areal i N-området er: $Q_n = qAl_n \cdot N_d$. De to rumladninger må numerisk set være lige store, da feltet udenfor rumladningszonen er forsvindende lille. Sættes $Q_n = -Q_p = Q$ haves altså:

$$Q = qAl_pN_a = qAl_nN_d \tag{C1}$$

Det elektriske felt fås af:

$$F(x) = \int_{-l_p}^{x} \frac{\rho}{\varepsilon}\, dx \tag{C2}$$

hvor ε er den absolutte dielektricitetskonstant for halvlederen. Det indses, at F(x) får det i fig. C1b viste trekantede forløb hvor:

$$|F|_{max} = \frac{q}{\varepsilon} N_d l_n = \frac{q}{\varepsilon} N_a l_p \tag{C3}$$

Potentialbarrierens højde er givet ved:

$$\Delta\Psi = \Delta\Psi_o - V_d = - \int_{-lp}^{ln} F(x)dx \tag{C4}$$

Man finder:

$$\Delta\Psi_o - V_d = \frac{q}{2\varepsilon} (N_a l_p^2 + N_d l_n^2) \tag{C5}$$

Ved hjælp af (C1) og (C5) kan de to længder l_p og l_n nu bestemmes som funktion af V_d. For l_p fås således:

$$\underline{l_p(V_d) = l_p(0)\sqrt{1-V_d/\Delta\Psi_o}} \tag{C6}$$

hvor

$$\underline{l_p(0) = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon}{qN_a} \cdot \frac{\Delta\Psi_o}{1+N_a/N_d}}} \tag{C7}$$

Appendix D: (jfr. afsnit 4.3)

Udledning af efterledningstiden

Ved forsøg på - igennem det ydre kredsløb - at vende spændingen over en diode fra lede- til spærreretningen, støder man - som forklaret i afsnit 4.3 - på det problem, at overskudsladningerne hidrørende fra injektionen af minoritetsladningsbærere ikke lader sig fjerne momentant, og at dioden derfor selv opretholder sin spænding i lederetningen et stykke tid efter at den skulle være vendt. Denne tidsforsinkelse kaldes efterledningstiden t_e. Indenfor efterledningstiden tømmes dioden for ladning, idet der opstår en strøm i spærreretningen, $-I_R$, hvis størrelse i det væsentlige kun begrænses af det ydre kredsløb.

Kaldes den samlede overskudsladning hidrørende fra injektion for Q_i (jfr. diskussionen af fig. 4.2.1) gælder der under omslaget følgende differentialligning

$$\frac{Q_i}{\tau} + \frac{dQ_i}{dt} = I_d \tag{D1}$$

τ er den effektive middellevetid for injicerede minoritetsladningsbærere (jfr. 4.2.6 eller 4.2.8), og det første led repræsenterer således den del af diodestrømmen, der går til løbende dækning af rekombinationen. Det andet led repræsenterer den forskydningsstrøm, der må opstå, hvis Q_i ændres. Relationen er en generaliseret udgave af (4.2.5), der forudsatte at Q_i og dermed I_d var konstante. Den betegnes ofte som <u>ladningskontrolrelationen</u> fordi den udtrykker, at I_d kontrolleres af Q_i.

I henhold til afsnit 4.3 springer I_d fra $+I_F$ til $-I_R$ til t=0 og løsningen til C1 bliver derfor:

$$Q_i(t) = \tau\cdot I_F - \tau\,(I_F + I_R)(1 - \exp(-t/\tau)) \tag{D2}$$

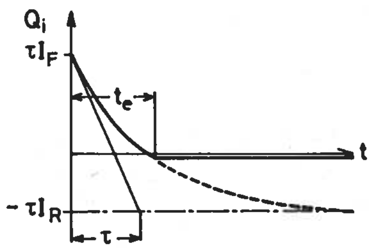
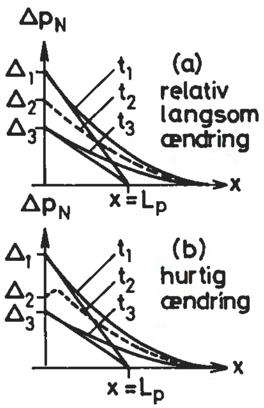


Fig. D 1

Tidsforløbet for Q er vist på fig. D1. Som det ses, fortsætter Q_i dog ikke imod asymptoten $-\tau I_R$ fordi Q_i ikke kan blive mindre end $-\tau\cdot I_s \simeq 0$. Dette indtræffer til $t=t_e$, og man kan følgelig finde t_e ved at sætte $Q_i=0$ i D2 og løse med hensyn til t. Resultatet bliver:

$$t_e = \tau\cdot\ln(1 + I_F/I_R) \tag{D3}$$

Den her foretagne udledning hviler på visse simplificerende forudsæt-inger. For det første er der set bort fra, at der også findes opmagasi-eret ionrumladning Q_j i rumladningszonen (jfr. 4.1.1). Strengt taget kal Q_i i formlerne ovenfor erstattes af $Q_i + Q_j$, men da det viser sig, at $_j$ er langt mindre end Q_i, kan Q_j negligeres her. For det andet gælder D3) kun, hvis den fører til værdier af t_e, der er rimeligt store i for-old til τ (dvs. for $I_F/I_R \gg 1$). Hvis dette ikke er tilfældet, nedbrydes minoritetsladningsbærernes koncentrations-profiler ikke kvasistationært under omsla-get, dvs. under bibeholdelse af deres ex-ponentielt aftagende form, se fig. D2a, men derimod på den mere komplicerede måde antydet på fig. D2b, og der kræves da en langt mere dybtgående undersøgelse.



(Δp søges reduceret i tidsrummet $t_1 < t < t_3$)

Fig. D 2

Stikord.