

Fysikalsk grunnlag for krystalldiodar og transistorar.

Stipendiat-föreläsningar vårsemesteret 1958

ved

Siv.ing. Johs. Falnes.

<u>Innhald:</u>	Side.
Föreord med litteraturliste.	
Intrinsikke og ekstrinsikke halvleiarar.	1
Generering og rekombinasjon av hol-elektron-par.	4
Masseverknadsloven. Majoritets- og minoritetsberarar.	10
Energifordelinger	13
Temperaturinnverknaden på den intrinsikke konsentrasjonen.	15
Diffusjon av ladningsberarar.	16
Mobilitet for ladningsberarar. Elektrisk leiingsevne.	18
Samanheng mellom diffusjonskonstant og mobilitet.	21
Hall-effekten.	24
Haynes-eksperimentet.	25
Utjamning av majoritetsberarar.	26
Utjamning av minoritetsberarar.	27
p-n-likerettaren.	30
Skikt-transistoren.	39

Föreord med litteraturliste.

I disse föreläsningane har eg prøvt å gi ei elementær innføring i transistorfysikken utan å ta kvanteteorien til hjelp. Eg har prøvt å gjera stoffet forståeleg med det generelle kunnskapsgrunnlaget som den vanlege undervisninga ved Elektroteknisk avdeling gir. Föreläsningane kan sjölv sagt kritiseras meir eller mindre, men så har eg då og i nokor mon arbeidd dei ut etter kvart som eg sjölv lærde meg stoffet.

Det hadde vore ynskjeleg at det hadde blitt meir tid til å handsama sjölv transistoren, at det m.a. hadde blitt tid til å utleia likningane (48) og (49). Eg vil her berre visa til Spenke (1955) (Kap V), Ebers, Moll (1954) og Shockley, Sparks, Teal (1951). (Sjå litteraturliste). I staden kunne eg ha spart tid på kapitlet om generering og rekombinasjon av hol-elektronpar der eg har fylgt den omstendelege framstillinga til Demontvignier (1957). Ei enklare handsaming finn ein f.eks. på s. 91 i boka av van der Ziel (1957). Forklaringane mine om energifordelingar er litt kortfatta og noko ufullstendige. For litt meir detaljert forklaring kan eg visa til kap. 3 i den nemnde boka av van der Ziel (1957).

For fullt ut å skjønne det fysikalske grunnlaget ved halvleiarane må ein m.a. ha kjennskap til kvantemekanikk. Kvantemekaniske forklaringar er mykje bruka av Shockley (1950) i ei bok som det ofte blir referert til (Sjå litteraturliste). Ein noko lettare framstillingsmåte er brukt av Goudet og Meul^a (1957). Vidtgåande kvanteteori er brukt av Spenke (1955). I alle tilfelle vil det krevja mykje arbeid å setja seg inn i kvanteteorien, og det går an å laga nokså avanserte framstillingar av halvleiarfysikken utan å bruka kvantemekanikk. Demontvignier (1957) påstår at kvantemekanikken ofte er brukt meir enn naudsynt i litteraturen. Ein etter måten lettfatteleg, men likevel ganske grundig framstillingsmåte som brukar lite kvanteteori, er gitt i ei bok av Evans (1957). Ein artikkel av Shockley (1956) gir eit stutt oversyn over halvleiar- og transistor-fysikken.

Litteraturliste:

1950:

Shockley:

"Electrons and Holes in Semiconductors". D. van Nostrand Co. (1950)

1951:

Shockley, Sparks, Teal:

"The p-n-junction transistor".
Phys. Rev. 83 (July 1951) pp.151-162

1954:

Ebers, Moll:

"Large-Signal Behavior of Junction Transistors". Proc. I.R.E. 42
(Dec. 1954) pp. 1761-1772

1955:

Spence:

"Elektronische Halbleiter".
Springer (1955).

1956:

Shockley:

"Transistor Physics" (The 46th Kelvin Lecture). Proc. I.E.E. 103 B
(Jan. 1956) pp. 23-41. (Bell Monograph 2836).

1957:

Demontvignier:

"Les semiconducteurs consideres comme des milieux ionises". Rev. gen. de l'electricite (Oct 1957)
pp. 495-512.

Evans:

"Fundamental principles of transistors" Heywood & Co. Ltd. (London 1957).

Goudet, Neuleau:

"Semiconductors. Their Theory and Practice". Mac Donald & Evans Ltd. (London 1957).

van der Ziel:

"Solid State Physical Electronics". Prentice Hall (1957).

Intrinsiske og ekstrinsiske halvleiarar.

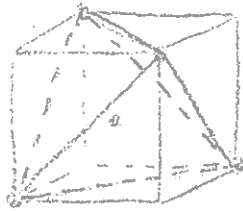
Halvleiarane ligg i elektrisk motstand mellom metall og isolatorar. I motsetning til metalliske leiarar vil den spesifikke motstanden minke med aukande temperatur for dei fleste halvleiarane. Vidare vil leiingsevna for halvleiarar ofte vera svært avhengig av kor reint stoffet er. F.eks. kan germanium som inneheld ein brøkdel 10^{-6} av eit fremandt stoff ha ei leiingsevne som er 1000 gonger så stor som for heilt reint germanium.

Det finnest mange stoff som er halvleiarar f.eks. $Tl O_2$, $Pb S$ o.m.a. Dette er stoff som er samansett av jonar. Dei er såkalla jonekrystall. Dei halvleiarane som har interesse når det gjeld transistorar, germanium og silisium, er ikkje jonekrystall, men dei høyrer til den gruppe av krystallar som går under namn av valenskrystall. Berre slike halvleiarar skal interessera oss i det etterfylgjande.

Ein absolutt perfekt krystall kan ein i praksis ikkje laga, for det vil under produksjonen koma fram færre eller fleire gitterfeil i krystallstrukturen. På sume posisjonar i strukturen kan det vanta eig atom, eller det kan ha klemt seg fast ein atom på ein uregelrett plass mellom dei ordinære atoma i strukturen. Vidare vil det alltid finnest atom av fremande stoff. Desse kan gå inn på ein av dei regelrette gitterposisjonane eller dei kan innta mellomposisjonar i gitterstrukturen.

Det er ein viktig føresetnad for verkemåten av krystall-like-rettarar og transistorar at det finnest små mengder av bestemte gitterfeil i krystallen. Mengdene av feil må kunna kontrollerast, og difor er den fyrste prosessen i produksjonen å laga ein krystall som er så feilfri som råd. Ein kan redusera innhaldet av fremandt stoff i germanium til ein faktor $\sim 10^{-9}$. Og det går an å laga ein samanhengande krystallstruktur (ein einkrystall) på mange cm^3 . Silisium har høgare smeltepunkt enn germanium, og er vanskelegare å reinse, men silisium har til vederlag visse føremoner framom germanium, som emne for transistorar, nemleg fyrst

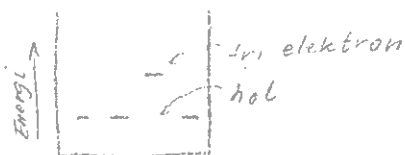
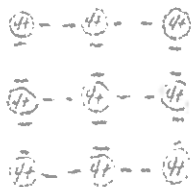
og fremst det at silisium held på sine gode eigenskapar lenger opp i temperaturskalaen enn germanium gjer. Mengdens av grunnstoff som går med til produksjon av halvleiarelement, er førebels så små at det ikkje spelar nemnande rolle at 25% av jordskorpa er Si, medan berre $10^{-4}\%$ er Ge.



Diamantgitteret.

Ge og Si er som C 4-verdige stoff, med atomnr. resp. 32,14 og 6. Dei har 4 elektronar i det ytste elektreskalet, valenselektronane. Kvar atom utvekslar elektronar med sine 4 næraste atomar slik at vi får ein enkel krystallstruktur, som er kubisk. Den eine atomen er i sentret av terningen og bind seg til to atomar i "golvet" i austre og vestre hjørna, og til to i "taket" i søre og nordre hjørna. Ein annan måte å sjå det på er å tenkja seg eit atom i sentret av eit regulært tetraeder, med dei 4 næraste atomane på toppunkta. Kvar av desse bind på same måte til seg 4 stomer. Slik er oppbygninga av ein heilt rein Ge-krystall. Ein absolutt rein krystall er det uråd å laga i praksis, men utspekulerte metodar gjer det mogeleg å framstilla krystallar som er gode nok til utgangsemne for transistorproduksjon.

Slik som det går fram av den 2-dimensjonale krystall-modellen i figuren er bandet mellom to nærliggjande atomar eit elektronpar. Alle valenselektronane er opptekne til desse parbindingane (kovalente bindingar).



Vi skulle venta at ein heilt rein krystall ikkje har nokon elektrisk leiingsevne, fordi alle valenselektronane går inn i dei kovalente bindingane. Men p.g.a. dei termiske vibrasjonane vil ein del av elektronane bryta ut av dei kovalente bindingane. For kvar elektron som bryt ut vil det bli skapt ein negativ og ein positiv lad-

ningsberar, nemlig ein fri elektron og eit hol. Det er blitt generert eit hol-elektron-par. Rundt om i krystallen vil det altså finnast ei viss mengd med ladningsberarar, og det vil vera like mange frie elektronar (n) som hol (p) pr. cm^3 . $n = p$. Dette er ein intrinsikk halvleiar. Ladningsberarane flytter seg frå stad til stad p.g.a. termiske vibrasjonar og/eller elektriske felt. På vandringane i krystallen kan det henda at ein fri elektron møter eit hol og fyller det. Dei reparerer altså ei kovalent binding, eller som vi seier: dei rekombinerer. I likevekt vil generering og rekombinasjon gå for seg like fort, og altså vega kvarandre opp. I likevekt vil n og p ha ein bestemt likevekts-verdi n_i som vi kan kalla den intrinsikke konsentrasjonen.

$$n = p = n_i \quad (1)$$

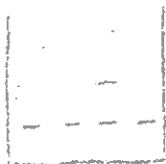
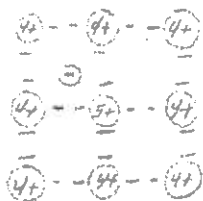
n_i er sterkt avhengig av temperaturen. Vi nemner her at ved 300°K (27°C) er $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ for Ge og $6,8 \cdot 10^{10}$ for Si.

Den leiingsevna vi i dette tilfellet får inden feilfrie krystallen kallar vi intrinsikk leiingsevne. Den intrinsikke leiingsevna aukar med temperaturen, fordi talet på ladningsberarar aukar sterkt.

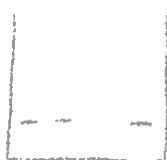
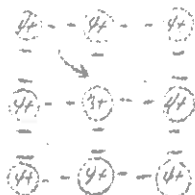
Når lysstrålar fell inn på ein intrinsikk halvleiar, vil fotonane riva laus fleire elektronar slik at leiingsevna blir større. Denne effekten kan nyttast ut til indikering av lys (f.eks. foto-transistor).

Dersom nokre av atomane i gitteret er 5-verdige som f.eks. fosfor (P), antimon (Sb) eller

arsenikk (As) vil vi kalla desse atomane for donorar, i det dei svært lett gir i frå seg den 5 valenselektronen, då berre 4 valenselektronar trengst for dei kovalente bindingane i gitteret. Ved vanlege temperaturar vil praktisk tale alle donora-atomane ha gjeve frå seg sin 5. valenselektron. Donoratomet er altså



jonisert og er blitt positivt. Vi har fått ein n-halvleiar, fordi dei frie elektronane i hovudsaka bestemmer leiingsevna. ($n > p$). Generering av hol-elektron-par ut frå dei kovalente bindingane blir, som vi snart skal sjå, mindre enn i det intrinsiske tilfellet. Då leiingsevne i hovudsaka må tilskrivas dei frie elektronane som dei framande atomane har ført med seg, talar vi her om ekstrinsikk leiingsevne.



Ekstrinsikk leiingsevne har vi og ved halvleiarar av p-type. ($p > n$). I dette tilfellet er det ein del 3-verdige atomar i krystallen. Då er det ein elektron for lite til å fylla dei kovalente bindingane. Vi har fått eit hol for kvar framand atom, som vi kallar akseptor fordi det kan ta i mot ein elektron. Akseptoren er då blitt ^{nega} positiv. Praktisk tala alle akseptorar er joniserte ved vanlege temperaturar.

Før fullt ut å skjønna mekanismen for eit hol må ein ha kjennskap til bylgjemekanikk. Det

skal vi ikkje koma inn på her. Vi postulerer berre at vi kan sjå på eit hol som ein positiv elementarladning med same masse som elektronen har.

Av ekstrinsikke halvleiarar har vi altså to typar, n-og p-type.

Generering og rekombinasjon av hol-elektron-par.

Denne prosessen vil ein alltid ha i ein halvleiar om det er ein n- eller p-type eller ein intrinsikk halvleiar. Når eit hol-elektron-par er generert, vil holet og elektronen kvar for seg vera frie ei viss tid. Før eller seinare vil dei bli bundne i ei kovalent binding (Rekombinasjon). Ein snakkar om at ladnings-

berarane har ei gjennomsnittleg levetid.

Den reversible reaksjonen går etter likninga:



Her er $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb (elementarladninga). U_1 er ein potensial-differens. Dissosiasjonen av den kovalente bindinga er ein endotermisk reaksjon. D.v.s. det krevst ein energi eU_1 for at ein elektron bryt ut av bindinga slik at det blir skapt eit hol-elektronpar. Elektronen og holet har i fri tilstand tilsamen ein potensiell energi som er større enn den dei har når dei inngår i den kovalente bindinga. Når holet og den frie elektronen rekombinerer til eit valenssamband, misser dei denne tilveksten i potensiell energi. U_1 blir ofte kalla energi-gapet. Dei eksperimentelt bestemte verdiane er i volt:

$$\text{For Ge: } U_1 = 0,72 \text{ volt}$$

$$\text{" Si: } U_1 = 1,12 \text{ volt}$$

Sjansen for at eit hol og ein fri elektron skal møtast er relativt liten. Faktum er at den rekombinasjonsfarten ein teoretisk skulle venta er mykje mindre enn den ein observerer eksperimentelt. Dette avviket forklarar ein ved at reaksjonane går føre seg ved katalytiske sentra (eller rekombinasjons-sentra) som er spreidd rundt i kring i krystallen. Eit slikt katalytisk sentrum kan fange inn ein elektron og halda på han ei tid. Det katalytiske sentret er då opptatt. Den reaksjonen som er nemnd ovanfor kan då kløyvast i to reversible reaksjonar:

a) Ein reaksjon der eit hol blir laga eller forsvinn:



b) Ein reaksjon der ein fri elektron blir laga eller forsvinn:



eU_p og eU_n representerer energien som er absorbert i desse to reaksjonane ved skaping av eit hol respektivt ein fri elektron. Vi må då ha at $U_p + U_n = U_i$.

Vi skal nå stille opp eit uttrykk for kor fort desse reaksjonane går føre seg. p og n er som før konsentrasjonen av hol og frie elektronar, og N_0 er konsentrasjonen av katalytiske sentrum. Av desse er ein brøkdel f ledige og ein brøkdel $1 - f$ opptatt av ein elektron.

Vi har då:

$N_0 f$ ledige sentra pr. volumening.

Kvar av desse fangar inn

$a \cdot n$ frie elektronar pr. tidseining

$a = \text{prop.konst. som varierer lite med temperaturen}$

$N_0 (1 - f)$ opptatte sentra pr. volumening

Kvar av desse fangar inn

$a' \cdot p$ hol pr. tidseining

$a' = \text{prop.konst. som er mest uevhengig av temperaturen.}$

Dette var "rekombinasjon" s-prosessane

Ser nå på genereringa:

$N_0 f$ ledige sentra.

Kvar av desse fangar inn b elektronar frå valenssambanda. D.v.s. det blir skapt b' hol pr. tidseining.

$N_0 (1 - f)$ opptatte sentrum.

Kvar av desse kan frigjera b elektronar pr. tidseining.

Under kvart ledd i reaksjonslikninga skriv vi opp konsentrasjonane og produksjonsfarten.

	ledig	opptatt	
Velens- samband	+ Katalytisk sentrum	→ Katalytisk ← sentrum	+ hel
Konsentrasjon:	$N_0 f$	$N_0 (1 - f)$	p
Produksjonsfart:	$\xrightarrow{N_0 f} b'$	$\xleftarrow{N_0 (1 - f)} a'p$	

	Opptatt	Ledig	
Konsentrasjon	Katalytisk sentrum	→ Katalytisk ← sentrum	+ fri elektron
Konsentrasjon	$N_0 (1 - f)$	$N_0 f$	n
Produksjonsfart	$\xrightarrow{bN_0 (1 - f)}$	$\xleftarrow{an N_0 f}$	

Vi skal nå sjå på kor fort hola forsvinn. (Dei frie elektronane må forsvinne like fort, fordi positive og negative ladningar utfyller kvarandre statistisk sett).

hel-elektron-para forsvinn med ein fart:

$$\mathcal{V} = N_0 (1 - f) a'p - N_0 b'f = an N_0 f - b N_0 (1 - f)$$

$$\mathcal{V} = N_0 [a'p(1 - f)] - b'f = N_0 [anf - b(1 - f)] \quad (2)$$

\mathcal{V} er positiv dersom rekombinasjonen er sterkare enn genereringa. ($\mathcal{V} = -\frac{dp}{dt} = -\frac{dn}{dt}$)

Vi eliminerer f :

$$a'p - a'pf - b'f = anf - b + bf$$

$$f = \frac{a'p + b}{a'p + b' + an + b}$$

$$\mathcal{V} = N_c \frac{a'p(an + b') - b'(a'p + b)}{a'p + b' + an + b} =$$

$$\mathcal{V} = N_c \frac{aa'pn - bb'}{a'p + b' + an + b}$$

$$\mathcal{V} = N_c \frac{np - \frac{bb'}{aa'}}{\frac{1}{a'}(n + \frac{b}{a}) + \frac{1}{a}(p + \frac{b'}{a'})} \quad (3)$$

Vi skal nå sjå på eit par spesialtilfelle for å gjere dette uttrykket litt vakrere.

Dersom det er likevekt mellom generering og rekombinasjon har vi

$$np - \frac{bb'}{aa'} = 0$$

$$np = \frac{bb'}{aa'} = n_1^2 \quad (4)$$

Konstanten $\frac{bb'}{aa'} = n_1^2$ er avhengig av temperaturen. n_1 representerer konsentrasjonen for frie elektronar og for hol når det er like mange av kvar, slik som i det intrinsiske tilfellet. (Jfr. likn. (1))

Av (2) ser vi at for $\mathcal{V} = 0$ er

$$p = \frac{b'}{a'} \frac{f}{1-f} \quad \text{og} \quad n = \frac{b}{a} \frac{1-f}{f}$$

Likevektskonsentrasjonane for spesialtilfellet $f = 0,5$ kaller vi p_1 og n_1 . Det gir

$$p_1 = \frac{b'}{a'} \quad n_1 = \frac{b}{a} \quad (\text{Det stemmer med } p_1 n_1 = n_1^2)$$

Vidare set vi

$$t_n = \frac{1}{N_c a} \quad \text{og} \quad t_p = \frac{1}{N_c a'}$$

t_n og t_p representerer levetidene for dei frie elektronane og for hola. Vi set dette inn i (3) og får

$$\mathcal{V} = \frac{np - n_1^2}{v_p(n + n_1) + v_n(p + p_1)} \quad (5)$$

$\mathcal{V} = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt}$ er den farten som firtel kor fort frie elektronar og hol forevinn med. Vi kan og skriva

$$\mathcal{V} = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = r(np - n_1^2) = rnp - g \quad (6)$$

g er sterkt og r er lite avhengig av temperaturen. (Genereringa skriv seg frå dei termiske vibrasjonane, og eventuelt frå tilført strålingsenergi).

$$g = r \cdot n_1^2$$

$$r = \frac{1}{v_p(n + n_1) + v_n(p + p_1)} \quad (7)$$

r ("rekombinasjonskonstanten") er altså proporsjonal med konsentrasjonen av dei katalytiske sentra. Rekombinasjonsfarten og dermed dei katalytiske sentra spelar ei overlag viktig rolle ved transistorar. Det er nemleg ofte viktig å ha konsentrasjonar av ladningsberarar så store at det er langt frå likevekt. Og likevekta må då ikkje stilla seg inn altfor fort. Levetidene for ladningsberarane bør vera lange. (I ein transistor er det viktig at minoritetsberarane i basisområdet ikkje må få tid til å rekombinera under vandrings frå emitter til kollektor).

Dei katalytiske sentra er gitterfeil i krystallstrukturen (med energinivå nær midten av energigapet). Det finnest fleire slag kat.sentrum, og det er kjent at atom av koper eller nikkel er svært aktive i så måte.

På overflate vil det vera svært mange gitterfeil, som altså har mykje å seia for verkemåten av halvleiarelement. Overflateegenskapar er blitt og blir framleis studert. I den siste tida er det kome ein del litteratur på dette området. Ein har kunne

observere forandringar i dataene for ein transistor, om det er absorbert $1^{\circ}/\text{oo}$ av eitt monoatomært lag med vate på overflata. Halvleiarslementa må difor bli hermetisk forsegle i eit inaktivt medium.

Masseverknadsloven. Majoritets- og minoritets-berarar.

Vi ser på likning (4)

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (4)$$

Dette er masseverknadslova, som seier at i likevekt er produktet av konsentrasjonane for frie elektronar og hol konstant for ein fast temperatur. Det vil altså vera både hol og frie elektronar i halvleiaren enten det er ein intrinsikk eller ein ekstrinsikk type. Vi kan bruke vilkåret $n = p$ som definisjon på ein intrinsikk halvleiar. For ein ekstrinsikk type vil det vera fleire av den eine typen enn av den andre typen ladningsberarar. Vi talar om majoritets- og minoritetsberarar. For ein p-type er hola majoritets-berarar og dei frie elektronane minoritetsberarar. For ein n-type er det omvendt. Minoritetsberarane har mykje å seia i transistoren.

La oss gå ut frå at vi har ein halvleiar med både donorar og akseptorar, og la oss kalla konsentrasjonane N_d og N_a . Ved vanlege temperaturar kan vi rekna alle donorane og akseptorane for å vera joniserte. Det må vere elektrisk nøytralitet i halvleiaren. Difor har vi

$$p + N_d = n + N_a \quad (8)$$

Nå innfører vi

$$N = N_d - N_a \quad (9)$$

Av (4) får vi $n = \frac{n_i^2}{p}$

$$\text{): } p + N = n = \frac{n_i^2}{p}$$

$$\left(\frac{p}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{N}{n_1}\right) \frac{p}{n_1} - 1 = 0 \quad (10)$$

Trigonometrisk formel

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

$$\operatorname{tg}^2 \varphi + 2 \frac{1}{\operatorname{tg} 2\varphi} \operatorname{tg} \varphi - 1 = 0$$

Vi samanlikner med (9) og ser at dersom vi set

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 2 \frac{n_1}{N} \quad (0 < \varphi < \frac{\pi}{2}) \quad (11)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{så er } \frac{p}{n_1} = \operatorname{tg} \varphi \\ \text{og } \frac{n}{n_1} = \operatorname{cotg} \varphi \end{array} \right\} \quad (12)$$

fordi etter (4) er $\frac{p}{n_1} \cdot \frac{n}{n_1} = 1$

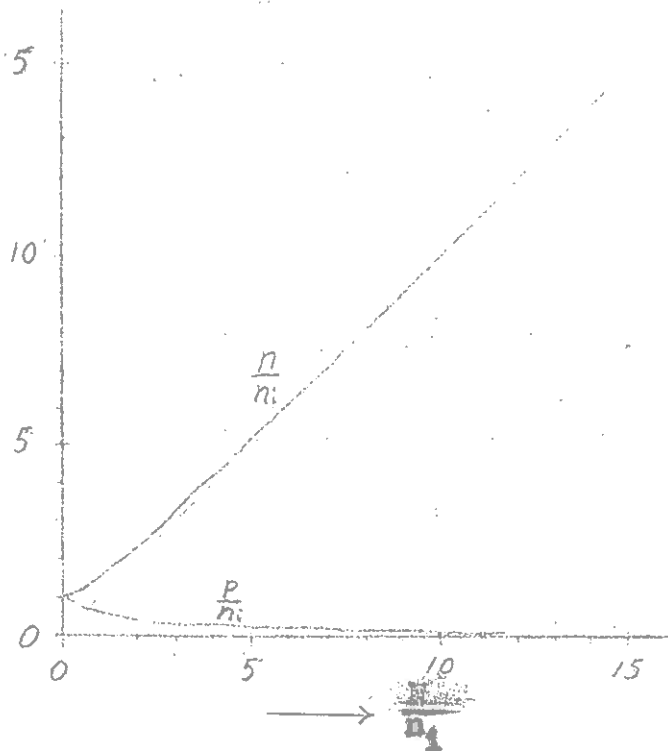
Her kan vi skilja mellom 3 tilfelle:

$$N_d > N_a, N > 0, 0 < \varphi < \frac{\pi}{4}, \frac{p}{n_1} < 1 \quad): \text{ n-type}$$

$$N_d < N_a, N < 0, \frac{\pi}{4} < \varphi < \frac{\pi}{2}, \frac{p}{n_1} > 1 \quad): \text{ p-type}$$

$$N_d = N_a, N = 0, \varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{p}{n_1} = \frac{n}{n_1} = 1 \quad): \text{ intrinsikk type}$$

Ein n-type halvleiar treng altså ikkje innhalda berre donorer, men donorkonsentrasjonen må vera større enn akseptorkonsentrasjonen. Dersom akseptorkonsentrasjonen er større enn donorkonsentrasjonen, er det p-type. Er konsentrasjonen den same for akseptorar som for donorer, er halvleiaren intrinsikk.



For $N = 0$ er

$$\frac{p}{n_1} = \frac{n}{n_1} = 1$$

For $N \gg n_1$ er

$$\frac{n_1}{N} \ll 1$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 2 \frac{n_1}{N}$$

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \frac{n_1}{N}$$

$$\frac{p}{n_1} \approx \frac{1}{N/n_1}$$

$$\frac{n}{n_1} \approx \frac{N}{n_1}$$

For $N = 10 \cdot n_1$ er $\operatorname{tg} 2\varphi = 2 \cdot 0,1 = 0,2$) : $2\varphi = 11,32^\circ$

$\varphi = 5,66$ $\operatorname{tg} \varphi = 0,099$ $\operatorname{cotg} \varphi = 10,10$

) : $\frac{n}{n_1} = 10,1 \approx 10$

For $\frac{N}{n_1} > 10$ blir altså tilnærminga betre enn 1%.

Kurvane blir tilsvarende for negative N) : for p-type.

For $\left| \frac{N}{n_1} \right| > 10$ kan vi altså med god tilnærming bruka formlane:

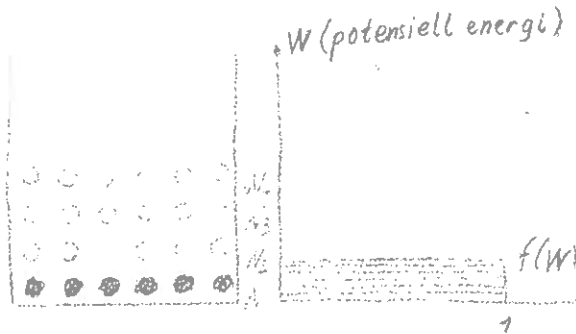
For n-type:

$$n = N = N_N \quad p = \frac{n_1^2}{N} = \frac{n_1^2}{N_N} \quad (13)$$

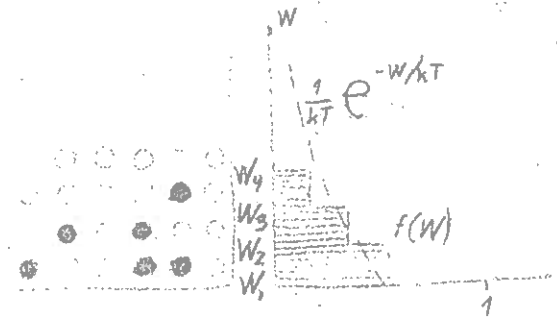
For p-type:

$$p = -N = N_P \quad n = \frac{n_1^2}{-N} = \frac{n_1^2}{N_P} \quad (14)$$

Energifordelingar.



1) Kar med kuler i ro



2) Kar med kuler under skaking.

Vi tenkjer oss ein enkel modell, eitt kar med tunge og lette kuler, og vi studerer dei tunge kulene i det vi ser bort frå friksjon. Er karet i ro, vil vi få likevekt med dei tyngste kulene nedst. Dersom vi skakar karet, vil alle kulene røra seg innbyrdes og kulene blir meir blanda, men med ein tendens til at det er flest tunge kuler nedst i karet. Når karet er i ro vil alle dei tunge kulene () : brøkdelen 1) ha den minste potensielle energien W_1 . Under skaking vil i figuren halvparten ha energien W_1 , tredjeparten W_2 og sjetteparten W_3 .

Dette er ein enkel modell for ein gass av molekylar, eller ein elektrongass. Skakinga representerer temperatur-vibrasjonane. Karet i ro representerer absolutt temperatur null.

Vi innfører nå ein funksjon $F(W)$ som seier kor stor brøkdelen av partiklane som i middel har ein energi større enn W) : den brøkdelen av partiklane som er over energinivået W . I figuren er i dei to tilfella:

$$1) \quad F(W) = \begin{cases} 1 & \text{for } W = W_1 \\ 0 & \text{for } W > W_1 \end{cases}$$

$$2) \quad F(W) = \begin{cases} 1 & \text{for } W = W_1 \\ \frac{1}{2} & \text{for } W = W_2 \\ \frac{1}{6} & \text{for } W = W_3 \\ 0 & \text{for } W > W_3 \end{cases}$$

Når vi har talløst mange partiklar reknar vi i termisk likevekt med kontinuerlege energifordelingar. For partiklar som er uavhengige av kvarandre, gjeld Boltzmanns energifordeling som er bestemt av ein faktor, Boltzmann-faktoren:

$$P(W) = e^{-\frac{W}{kT}} \quad (15)$$

T = absolutt temperatur

k = $1,38 \cdot 10^{-23}$ joule/grad = Boltzmanns konstant (universell konstant)

Boltzmannfordelinga gjeld for gassmolekyllar, og for elektrongassar dersom partiklane har så stor avstand at dei ikkje influerer for mykje på kvarandre.

Når elektronane er så nær kvarandre som i metall og ved svært låge temperaturar må ein rekna med Fermi-Diracs-energifordeling som er bestemt av ein faktor

$$P(W) = \frac{1}{e^{(W-W_f)/kT} + 1} \quad (16)$$

W_f = Ferminivået (som minkar noko med temperaturen)

Boltzmann-statistikken er basert på statistisk mekanikk.

Fermi-Dirac-statistikken er dessutan basert på kvantemekanikk.

Når elektronkonsentrasjonen er mindre enn $\sim 10^{19}$ pr. cm^3 kan vi ved vanlege temperaturar med ei viss tilnærming bruka Boltzmanns energi-fordeling.

Vi vil altså her rekna med Boltzmann-fordeling av energien for hol og for frie elektronar, då vi ikkje skal sjå på svært låge temperaturar og arbeida med konsentrasjonar langt under 10^{19} pr. cm^3 .

Boltzmann-faktoren $e^{-\frac{W}{kT}}$ gjeld for termisk likevekt. Partiklane prøver å funte minimum potensiell energi, men dei blir hindra av den termiske vibrasjonsenergien kT . kT representerer den midlare termiske energien pr. partikkel.

Vi skal fyrst sjå kva temperaturen har å seia for Boltzmann-faktoren, i det vi vil sjå på korleis den intrinsiske konsentrasjonen varierer med temperaturen. Seinare ved dioder og transistorar skal vi sjå kva rolle Boltzmann-faktoren spelar ved konstant temperatur men ved variabel potensiell energi.

Temperaturinnverknaden på den intrinsiske konsentrasjonen.

Når det gjeld generering og rekombinasjon av hol-elektron-par såg vi at det krevst energi for å generera ladningsbererarar. Hol og frie elektronar har altså ein høgare potensiell energi enn dei har når dei er bundne i dei kovalente bindingane. Skilnaden i potensiell energi er for eitt hol-elektron-par lik eU_1 . Av dette fell ein del eU_n på elektronen og ein del eU_p på holdet slik som vi har sett.

$$eU_1 = eU_n + eU_p$$

Konsentrasjonen av frie elektronar i termisk likevekt kan difor skrivast

$$n = A_n e^{-\frac{eU_n}{kT}}$$

A_n varierer litt med temperaturen, då ein berre tilnærma har Boltzmannfordeling, men vi kan i våre problem rekna A_n som ein konstant.

Tilsvarende er konsentrasjonen av hol i termisk likevekt

$$p = A_p e^{-\frac{eU_p}{kT}}$$

Vi skal sjå bort frå dei små variasjonane A_p har med temperaturen.

I termisk likevekt gjeld masseverknadslova:

$$n_1^2 = np = A_n \cdot A_p e^{-\frac{eU_n + eU_p}{kT}}$$
$$): n_1^2 = A e^{-\frac{eU_1}{kT}} \quad (17)$$

Boltzmannfaktoren $e^{-\frac{eU_1}{kT}}$ varierer så ovleg sterkt med temperaturen at det har lite å seia om $A = \frac{A_n A_p}{n p}$ varierer litt med temperaturen.

I litteraturen kan en av og til støyta på ein formel av typen

$$n_1^2 = BT^3 e^{-\frac{eU_1}{kT}}$$

Denne formelen er basert på kvantemekanikken og denne formelen er nok meir nøyaktig, men er temperaturvariasjonane ikkje serleg store, kan vi bruke formel (17). Om T aukar 1% vil BT^3 auke 3%, medan Boltzmannfaktoren ved romtemperatur vil auke ca 30% for Ge og ca 40% for Si.

Diffusjon av ladningsberarar.

Ladningsberarane er rørlige. Dersom konsentrasjonen er ujamn, vil ladningsberarane ha ein tendens til å flytta seg bort frå stader med stor konsentrasjon til stader med mindre konsentrasjon. Dette fenomenet kallar vi diffusjon.

Ein kan forklara dette v.h.s. dei termiske vibrasjonane. Dei rørlige ladningsberarane flytter seg i rette linestykke på ein uordna måte frå stad til stad i krystallgitteret. Telet på

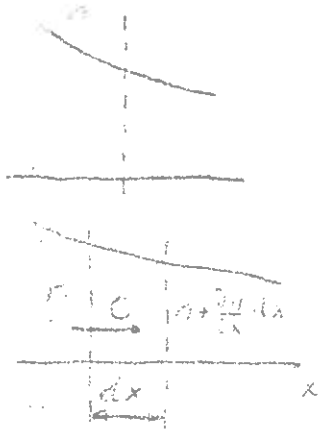


Partikkelbane.

ladningsberarar som går frå venstre til høgre gjennom ei grenseflate, er proporsjonalt med konsentrasjonen til venstre. Resulterende partikkelstraumtetleik blir for 1-dimensjonelt problem:

$$c = D \frac{n - (n + \frac{\partial n}{\partial x} \Delta x)}{\Delta x} = - D \frac{\partial n}{\partial x}$$

D blir kalla diffusjonskonstanten.



Eller generelt for 3-dimensjonalt problem

$$\vec{c} = -D \text{ grad } n = -D \cdot \nabla n \quad (18)$$

Videre har vi: $-n \frac{dx}{dt} = 0$

$$): \frac{dn}{dx} = - \frac{dn}{dt}$$

eller for 3-dimensjonalt problem:

$$\text{div } \vec{c} = - \frac{\partial n}{\partial t}$$

Dette er kontinuitetslikninga som gjeld når ein ikkje har kjelder eller sluk. (Jfr. kontinuitetslikninga for elektrisk strøymingsfelt: $\text{div } \vec{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}$ \vec{c} tilsvarer \vec{j} og n tilsvarer ρ).

Innsatt får vi:

$$- \frac{\partial n}{\partial t} = \text{div } \vec{c} = \text{div } (-D \text{ grad } n) = -D \text{ div grad } n$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 n$$

Av dette får vi diffusjonslikninga:

$$\nabla^2 n - \frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (19)$$

For 1-dimensjonalt problem har vi

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

Diffusjonskonstanten vil variera noko med temperaturen, og vera ulik for frie elektronar og for hel. Partikkelstraum- tettleiken vil kunna skrivast:

For frie elektronar:

$$\vec{c}_n = - D_n \text{ grad } n \quad (19a)$$

For hol:

$$\vec{C}_p = - D_p \text{ grad } p \quad (18b)$$

Diffusjonslikninga blir:

For frie elektroner:

$$\nabla^2 n - \frac{1}{E_n} \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (19a)$$

For hol:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{E_p} \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (19b)$$

I ein tidskriftartikkel av Shockley, Proc. I.E.E. 103 B (1955) s. 28 er oppgitt verdier på diffusjonskonstantane ved romtemperatur. Dei er

for germanium: $D_n = 100 \text{ cm}^2/\text{s}$ $D_p = 49 \text{ cm}^2/\text{s}$
for silisium: $D_n = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ $D_p = 13 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Forutan temperatur vil diffusjonskonstantane vera avhengige av kor reine materiale er. Men her tar vi for oss relativt små konsentrasjonar av framande stoff.

Ladningsberarane er rørlege. Dei kan flytta seg temmeleg fritt gjennom krystallgitteret. Donorar og akseptorar er praktisk tala alle joniserte ved vanlege temperaturar. Den elektriske tiltrekkingskrafta blir krøftig redusert p.g.a. dei relativt høge dielektrisitetetskonstantane $\epsilon_r = 16$ for Ge og $\epsilon_r = 13$ for Si. Nær det absolutte nullpunkt vil dei termiske energiane bli så små at dei elektrostatiske kreftene blir sjenerande for rørslene. Ved så låge temperaturar vil ikkje alle donorene og akseptorane vera joniserte slik som dei er ved vanlege temperaturar.

Mobilitet for ladningsberarar. Elektrisk leiingsevne.



P.g.a. dei uordna termiske rørselene vil ladningsberarane vandra frå stad til stad gjennom krystallgitteret. På vegen vil dei kollidera med gitteratoma.

Mellom to kollisjonar vil rørsale vera rettlinja eit tidsintervall, den frie tida t_f . Dersom partiklane blir utsett for eit kraftfelt, vil dei termiske rørsalene bli overlagra med ei systematisk rørsale. Rørsalene er ikkje lenger rettlinja, men litt krumma, som parabelsegment. Partiklane vil ha ein tendens til å røra seg i kraftretninga. Den systematiske fartakomponenten, som i middel blir til driftsfarten v_d , er mykje mindre enn dei termiske fartane. I kvar kollisjon missar partikkelen ein systematiske fartkomponent. På den frie tida t_f blir då den systematiske fartkomponenten $\frac{F}{m} t_f$, altså i gjennomsnitt $v_d = \frac{1}{2} \frac{F}{m} t_f$ der F er krafta på og m massen av partikkelen. Driftsfarten blir proporsjonal med den frie tida og med krafta, og omvendt proporsjonal med massen. Det som interesserer oss er at $\vec{v}_d \sim \vec{F}$. Er kraftfeltet eit elektrisk felt E som verkar på elektrisk lada partiklar er $F \sim E$. Proporsjonalitetsfaktoren μ mellom driftsfart og elektrisk feltstyrke kallar vi mobiliteten. Elektronladninga er lik $-e$ og hol-ladninga er $+e$. Har vi ein elektrisk feltstyrke \vec{E} i ein halvleiars vil vi altså få driftsfartane

For frie elektronar: $\vec{v}_{dn} = -\mu_n \vec{E}$ (20a)

For hol: $\vec{v}_{dp} = \mu_p \vec{E}$ (20b)

Målte verdier på mobilitetar ved romtemperatur er oppgitt for germanium og silisium i den nemnde tidskriftartikkelen av Shockley. Vi stiller dette opp i tabell saman med verdiane på diffusjonskonstantane

	Elektronar		Hol	
	μ_n cm ² /V.s	D_n cm ² /s	μ_p cm ² /V.s	D_p cm ² /s
Ge:	3900	100	1900	49
Si:	1200	30	500	13

Mobiliteten er litt avhengig av temperaturen og av kor reint materialet er. For våre små konsentrasjonar av framande stoff kan vi rekna med at $\mu \sim T^{-3/2}$.

Partikkelstraumtettheten blir:

For frie elektronar:

$$\vec{c}_{dn} = n \cdot \vec{v}_{dn} = -n \mu_n \vec{E}$$

For hol:

$$\vec{c}_{dp} = p \cdot \vec{v}_{dp} = p \mu_p \vec{E}$$

Då partiklane er lade, transporterer dei ein straum. Dei frie elektronane vil gi ein elektrisk straumtetthet:

$$\vec{j}_n = (-e) \vec{c}_{dn} = ne \mu_n \vec{E} \tag{21a}$$

Tilsvarende for hola

$$\vec{j}_p = e \cdot \vec{c}_{dp} = pe \mu_p \vec{E} \tag{21b}$$

Vi får altså i alt ein elektrisk straumtetthet

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n \mu_n + p \mu_p) \vec{E} = \vec{\sigma} \vec{E} \tag{22}$$

Den spesifikke leiingsevna er altså

$$\vec{\sigma} = e(n \mu_n + p \mu_p) \tag{23}$$

For ein intrinsikk halvleiar er $n = p = n_1$

$$): \quad \vec{\sigma} = e n_1 (\mu_n + \mu_p)$$

Dette er tilnærma den minste leiingsevna ein ken ha, men minimum leiingsevne finn ein ved derivasjon

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dn} = \frac{d}{dn} (e \cdot n \mu_n + e \frac{n_1^2}{n} \mu_p) = e \mu_n - e \frac{n_1^2}{n^2} \mu_p$$

$$): \text{ for } n = n_1 \sqrt{\frac{\mu_p}{\mu_n}} \quad \text{og} \quad p = n_1 \sqrt{\frac{\mu_n}{\mu_p}}$$

For ein n-type halvleiar med $n \gg p$ er

$$\vec{\sigma} \approx e n \mu_n$$

For ein p-type halvleiar med $n \ll p$

$$\sigma \approx e p \mu_p$$

Leiingsevna for ein intrinsikk halvleiar $\sigma = e n_1 (\mu_n + \mu_p)$ vil auke sere sterkt med temperaturen for di n_1 veks så sterkt med temperaturen. For tilfellet $n \gg p$ vil σ variere mindre med temperaturen. $n = N_D$ er gitt då av donerkonsentrasjonen som er uavhengig av temperaturvariasjonar. Leiingsevna vil då kunna minka litt med temperaturen nett som ved metall p.g.a. at mobiliteten minkar med temperaturen. For $n \gg p$ er $\sigma = e n \mu_n + \frac{n_1}{n} \mu_p$. Når temperaturen blir høg nok vil n_1 auke så mykje at $e \frac{n_1}{n} \mu_p > e n \mu_n$. Då vil leiingsevna auke sterkt med temperaturen, nett som for ein intrinsikk type. Tilsvarende blir det for $p \gg n$.



Leiingsevne for halvleiarar som funksjon av temperaturen vil koma til å sjå ut noko som skissert i figuren. For svært låge temperaturar aukar σ med T . For så små temperaturar vil nemlig ein del av donoratomane ikkje vera joniserte, men halda på elektronane sine slik at $n < N_D$. Ved vanlege temperaturar vil alle donerane vera joniserte slik at

leiingsevna varierer som mobiliteten med temperaturen.

Samanheng mellom diffusjonskonstant og mobilitet.

Vi ser på tabellen over diffusjonskonstanten og mobiliteten. Ved divisjon får vi:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \begin{cases} 0,026 \text{ V} & \text{for Ge} \\ 0,026 \text{ V} & \text{" Si} \end{cases} \quad \frac{D_p}{\mu_p} = \begin{cases} 0,026 \text{ V} & \text{for Ge} \\ 0,026 \text{ V} & \text{" Si} \end{cases}$$

Det ser ut som at $\frac{D}{\mu}$ er konstant. Vi skal sjå litt nærare på dette.

Vi her sett at konsentrasjonsgradienter fører til diffusjonsstraumar med tettleikar:

$$\vec{c}_p = - D_p \text{ grad } p \quad \vec{c}_n = - D_n \text{ grad } n$$

Diffusjon av lada partiklar fører til elektrisk straumtettleik:

Av frie elektronar: $(-e) \cdot \vec{c}_n = e D_n \text{ grad } n$

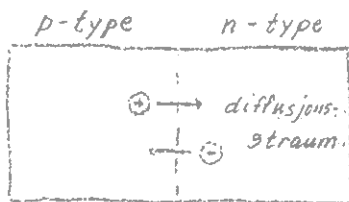
Av hol: $e \cdot \vec{c}_p = - e D_p \text{ grad } p$

Når vi dessutan tek omsyn til mobilitet og elektrisk felt $\vec{E} = - \text{grad } V$ får vi meir generelt

$$\vec{j}_n = - n e \mu_n \text{ grad } V + e D_n \text{ grad } n \quad (24a)$$

$$\vec{j}_p = - p e \mu_p \text{ grad } V - e D_p \text{ grad } p \quad (24b)$$

I likevekt må $\vec{j}_n = 0$ og $\vec{j}_p = 0$



I likevekt er diffusjonsstraumen like stor som og motsett retta feltstraumen.

(Jfr. avsnittet om p-n-likereittaren).



Vidare vil vi i likevekt ha (jfr. likn. (15))

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{w_p}{kT}} \quad n = n_0 \cdot e^{-\frac{w_n}{kT}}$$

Har vi ein elektrisk potensialgradient, vil ladningsberarane ha ulik potensiell energi på dei ulike stadene, slik at konsentrasjonane må variera i samsvar med Boltzmannfaktoren.

$$w_p = e V \quad w_n = - e V$$

$$\text{grad } p = p_0 e^{-\frac{eV}{kT}} \left(-\frac{e}{kT}\right) \text{ grad } V \quad \left(-\frac{\partial p}{\partial x} = p_0 e^{-\frac{eV}{kT}} \frac{e}{kT} \frac{\partial V}{\partial x}\right)$$

$$\text{grad } p = -p \frac{e}{kT} \text{ grad } V$$

Innsett i (24b):

$$0 = -p e \mu_p \text{ grad } V + e D_p p \frac{e}{kT} \text{ grad } V$$

$$): \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e}$$

Tilsvarende for elektronene:

$$\text{grad } n = n_0 e^{\frac{eV}{kT}} \left(\frac{e}{kT}\right) \text{ grad } V$$

$$\text{grad } n = n \frac{e}{kT} \text{ grad } V$$

Innsett i (24a)

$$0 = -n e \mu_n \text{ grad } V + e D_n n \frac{e}{kT} \text{ grad } V$$

$$): \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e}$$

Det gjeld altså generelt

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \tag{25}$$

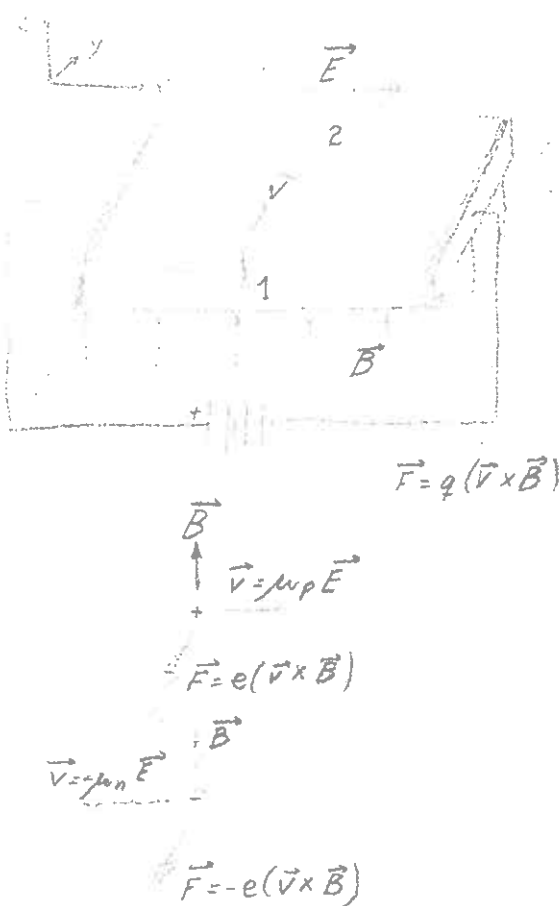
Denne likninga kallar vi Einsteinrelasjonen.

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As Ved 300°K er

$$\frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,6 \cdot 10^{-19}} \frac{\text{joule}}{\text{coulomb}} = 0,0259 \text{ volt}$$

Hall-effekten (1879)

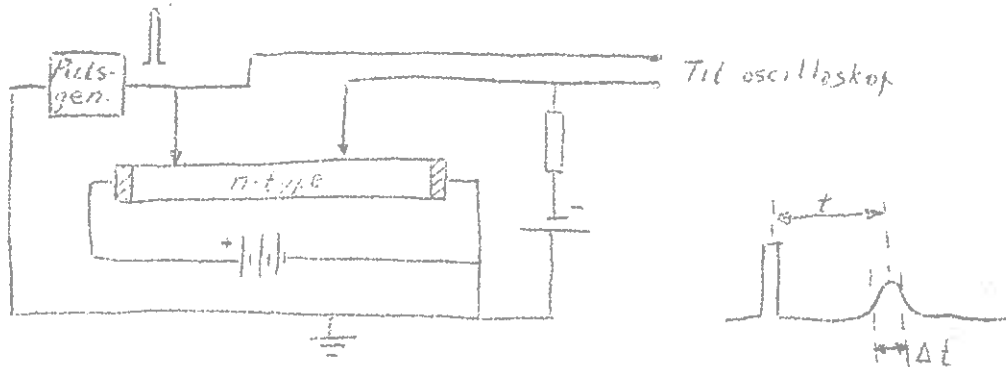
Ei skiveforma blokk av ein halvleiar er plassert i eitt mag-



netisk felt som vist i figuren. Magnetfeltet er retta vertikalt, og skiva er horisontal. Ei ytre spenningskjelde set opp eitt elektrisk felt som er retta frå høgre til venstre, slik at hol rører seg mot høgre og elektronar mot venstre. Rørale av ladning q i eitt magnetfelt gir ei kraft $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$. Vi ser at både hol og elektronar vil bli drivne til framsida. Har vi ein n-type halvleiar blir det flest elektronar fremst, og har vi ein p-type, blir det flest hol fremst. Denne tverrkrafta som verkar på ladningsberarane, skaper ei elektromotorisk kraft mellom framkant og bakkant. Denne e.m.k. kan målast v.h.a. eit voltmeter tilkople pkt. 1 og pkt. 2 som vist i figuren.

Dette fenomenet kallar ein Hall-effekten etter amerikanaren Hall som oppdaga effekten i 1879. E.m.k. vil ha ulik retning for n- og p-type. For n-type blir 1 negativ i forhold til 2. For p-type blir 1 positiv i forhold til 2. E.m.k. er proporsjonal med magnetfeltet. (Hallgeneratorar for å måla magnetisk feltstyrke). Vi har sett at ein v.h.a. Halleffekten lett kan finne ut om ein halvleiar er av n-type eller p-type. Halleffekten er vidare nyttig når ein skal måla mobilitetar og konsentrasjonar av ladningsberarar.

Haynes-eksperimentet (1949)



Figuren viser eit anna prinsipp for å måla eigenskapar ved halvleiingar. Som eksempel er vist ein n-type-halvleiing som er påtrykt eit elektrisk felt som er retta frå venstre mot høgre. V.h.a. ein pulsgenerator injiserer ein kortvarig puls med hol inn i n-type-halvleiaren. Det vil då bli ei lokal sky av hol i halvleiaren. Holkonsentrasjonen er langt over likevevtskonsentrasjonen etter masseverknadslova. Vidare vil det vera sterke konsentrasjonsgradientar. Etter kvart som skya av hol driv i det elektriske feltet mot høgre med ein fart $\vec{v} = \mu_p \vec{E}$ vil talet på hol minke p.g.a. rekombinasjon i samsvar med likning (6)

$$\frac{dp}{dt} = g - rnp = r(n_R p_n - np)$$

der n_R og p_n er likevevtskonsentrasjonane i halvleiaren (av n-type). Vidare vil skya diffundera utover. Etter ei tid t vil pulsen sjå ut som vist i figuren. Transporttida, som kan målast v.h.a. oscilloskopet, gir eit mål for mobiliteten. Utspreiinga Δt av pulsen gir eit mål for diffusjonskonstanten. Ein vil eksperimentelt påvisa at Einstein-relesjonen gjeld. Reduksjonen i arealet for pulsen gir eit mål for rekombinasjonsfarten, m.a.o. eit mål for leve-tida av hol som er injisert inn i n-halvleiaren.

Utjemning av majoritetsbererar.

Vi ser på ein ekstrinsikk halvleiar, og vi kan velja n-type med $N_d \gg n_i$ (f.eks. $N_d \sim 1000 n_i$). I denne er dei frie elektronane majoritetsbererar, og hola er minoritetsbererar. Ved vanlege temperaturar kan vi rekne alle donorene for joniserte slik at $n \approx N_d$ (jfr. likn. (13)). Korleis vil det gå dersom vi injiserer ekstra elektroner inn i denne halvleiararen? Korleis vil det altså gå dersom vi her har ei sky med ekstra sterk elektronkonsentrasjon slik at vi har eitt avvik frå elektrisk nøytralitet? Det vil då koma opp elektrostatiske krefter som støyter elektronane frå kvarandre, slik at den lokale ekstraledninga raskt vil fordela seg utover halvleiararen. Vi vil nå finna eit uttrykk som viser kor raskt dette går for seg. Vi har kontinuitetslikninga for elektrisk strøymingsfelt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \operatorname{div} \vec{j}$$

Vidare har vi Ohms lov:

$$\vec{j} = \delta \vec{E}$$

og Poissons lov for det elektrostatiske potensialet:

$$\nabla^2 v = - \operatorname{div} \vec{E} = - \frac{\rho}{\epsilon}$$

Her skal vi gå ut frå at tillegget i majoritetsbererar er så lite at vi kan rekne δ for å vera konstant. I så fall er

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \operatorname{div} \delta \vec{E} = - \delta \operatorname{div} \vec{E} = - \frac{\delta}{\epsilon} \rho \quad (26)$$

Denne differensiallikninga har som løysing

$$\rho(t) = \rho(0) e^{-\frac{\delta}{\epsilon} t} = \rho(0) e^{-\frac{t}{\tau_T}} \quad (27)$$

$$\tau_T = \frac{\epsilon}{\delta} = \frac{\epsilon_F \epsilon_0}{\delta} \quad \text{- relaksasjonstida} \quad (28)$$

Germanium ved donorkonsentrasjon $n_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (1000 n_i) er typisk ved transistorer. Det gir for relaksjonstida

$$\tau_r = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{n u_n e} = \frac{16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{10^{22} \cdot 0,39 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \quad 10^{-13} \text{ sek}$$

$$(n = 10^{16} \text{ cm}^{-3} = 10^{22} \text{ m}^{-3} \quad u_n = 3900 \text{ cm}^2/\text{V.s} = 0,39 \text{ m}^2/\text{V.s})$$

Lokale avvik frå elektrisk nøytralitet jamnar seg eltedå ut temmeleg raskt.

Utjamning av minoritetsberarar.

Om vi injiserer ei lokal sky med ekstra minoritetsberarar inn i ein ekstrinsikk halvleiar, vil denne og jamna seg ut, men ikkje på langt nær så raskt som ved majoritetsberarane. Dei elektrostatiske kreftene vil nemleg ikkje ha noko å seia for denne utjamninga. Eitt eksempel på injisering av minoritetsberarar har vi i det Haynes-eksperimentet som nettopp er omtala. Når minoritetsberarane er injisert vil dei dra til seg majoritetsberarar for å oppfylla kravet om elektrisk nøytralitet. Denne nøytraliseringa vil gå med ein tidskonstant lik relaksjonstida som er svært kort.

Utjamninga vil her ha to årsaker, som alt nemnt under Haynes-eksperimentet. Det er rekombinasjon og diffusjon. P.g.a. at konsentrasjonane ligg over likevektskonsentrasjonane vil rekombinasjonen vege over genereringa i samsvar med likning (6).

Vi tar som eksempel ein n-type halvleiar, der likevektskonsentrasjonane er n_n og p_n slik at $n_n p_n = n_i^2$. Dersom vi har ein ekstrakonsentrasjon p' av hol vil vi ha:

$$p = p_n + p'$$

og p.g.a. kravet om elektrisk nøytralitet:

$$n = n_n + p'$$

Likning (6) gir då:

$$\frac{dp}{dt} = g - rnp = r(n_1^2 - np) = r(n_n p_n - np)$$

$$\frac{dp}{dt} = r(n_n p_n - (n_n + p')(p_n + p')) = -r(n_n + p_n)p' - r(p')^2$$

Vi rekner at ekstrakonsentrasjonen er relativt liten ($p' \ll n_n$).
Då kan vi sjå bort frå siste leddet. Eitt typisk eksempel er germanium med

$$n_n \sim N_d \quad 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad ; \quad p_n = \frac{n_1^2}{n_n} = \frac{(10^{13})^2}{10^{16}} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Då kan vi som ein typisk ekstraladning ha $p' = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.
Når vi som her er langt frå det intrinsiske tilfellet, kan vi setja:

$$\frac{dp}{dt} = -rn_n p'$$

$$\text{Då } p = p_n + p' \quad \text{er} \quad \frac{dp}{dt} = \frac{dp'}{dt}$$

slik at vi kan setja

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp'}{dt} &= -rn p' \\ \frac{d(p - p_n)}{dt} &= -rn(p - p_n) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

eller

Denne differensiallikninga har løysinga

$$p'(t) = p'(0) e^{-rnt} = p'(0) e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (30)$$

Ekstraladninga vil altså p.g.s. rekombinasjon forsvinna med ein fart som er bestemt av tidskonstanten $\tau_p = \frac{1}{rn}$ (31b)

Det er vanleg å kalla τ_p for levetida for hol i ein n-type halvleiar. Tilsvarende har vi for levetida for frie elektroner i p-type halvleiar:

$$\tau_n = \frac{1}{r_p} \quad (31a)$$

Vi ser at levetida for minoritetsberarane er omvendt proporsjonal med konsentrasjonen av majoritetsberarane. Dessutan er levetida omvendt proporsjonal med rekombinasjonskonstanten r , og dermed med konsentrasjonen på dei katalytiske sentra, som difor også blir kalla rekombinasjonsentra.

Vi er interessert i lang levetid for minoritetsberarane. Det vil seia at ein må ha få rekombinasjonsentra, eller m.a.o. ein krystall som er så feilfri som råd. I transistorar gjeld det om at dei minoritetsberarane som er injisert inn i basis ikkje må rekombinera og dermed gå tapt før dei når kollektor. I gode krystall kan ein ha levetider av orden 10^{-3} sek. I dårlegare krystall kan levetidene vera av orden 10^{-7} sek.

Hittil har vi berre sett på rekombinasjonsprosessane og levetidene. Ei lokal sky av ekstra minoritetsberarar vil dessutan jammast ut v.h.a. diffusjon. Eksempel på dette skal vi studera nærmare i form av p-n-diodar og skikttransistorar.

Her skal vi sjå på ei litt meir fullstendig form av diffusjonslikninga enn likning (19) som gjeld når ein ikkje har kjelder eller sluk for ledningsberarane. Vi skal då tenkja oss diffusjon av hol med konsentrasjon. Ved diffusjon utan kjelder eller sluk gjeld kontinuitetslikninga:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right) = - \operatorname{div} \vec{c}_p = D_p \operatorname{div} \operatorname{grad} p = D_p \nabla^2 p$$

der \vec{c}_p er tettleiken av diffusjonsstraumen av hol. (jfr. likning (18) og (19). Vi brukar $\frac{\partial}{\partial t}$ - partielle deriverte - fordi storleiken varierer både med tid og med posisjon).

Vi har sett at rekombinasjonen gir:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{rekomb.}} = -rn_n(p - p_n) = -\frac{p - p_n}{\tau_p}$$

Total utjamning skriv seg frå desse prosessane slik at vi har

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{diffusjon}} + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{rekombinasjon}}$$

Den fullstendige diffusjonslikninga er altså:

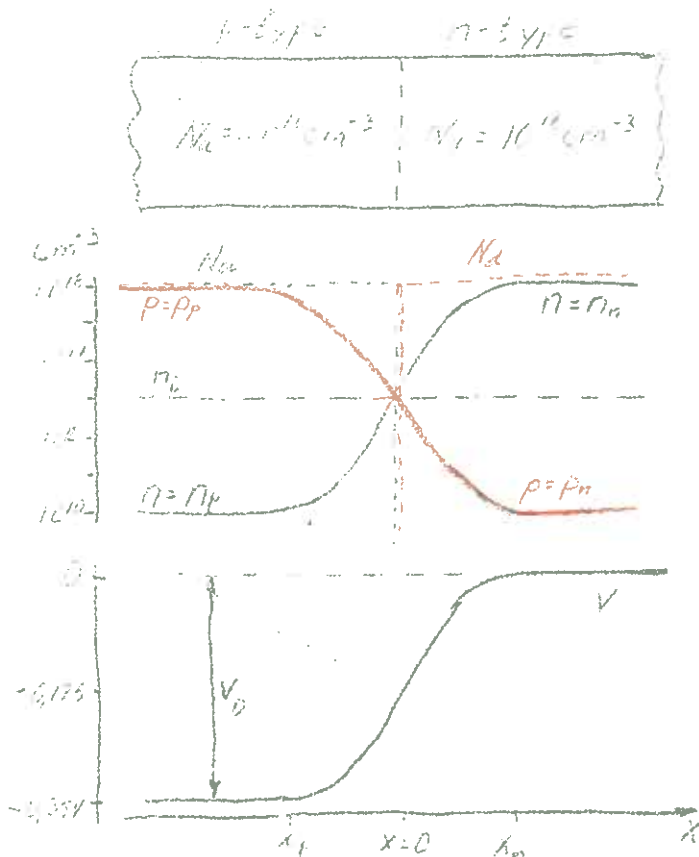
$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} + D_p \nabla^2 p \quad (32b)$$

$$D_p \nabla^2 p - \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p - p_n}{\tau_p}$$

Tiloverande for fri elektronar i P-type halvleiar:

$$D_n \nabla^2 n - \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_n} \quad (32a)$$

p-n-likertaren.



Vi vil nå studera ein kontakt mellom ein p- og ein n-type halvleiar. Som eksempel ser vi på ein symmetrisk p-n-overgang, d.v.s. donorkonsentrasjonen til høgre er lik akseptorkonsentrasjonen til venstre for grensa. Vidare reknar vi med konstante konsentrasjonar av donorar og akseptorar heilt inn til grensa, der overgangen er brå. Konsentrasjonane N_A , N_D , p og n er teikna opp i logaritmisk skala. Vi har likevekt så masseverknadslova $np = n_1^2$ krev at kurvene for p og n ligg symmetrisk over n_1 . I overgangen vil hol og frie elektronar diffundera over grensa og rekombinera

med kvarandre slik at ein får overskytande romladning. Denne vil

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad \text{föra til eit potensialsprang etter Poissons differensiallikning:} \quad (33)$$

Romladningstettleiken er

$-e(N_a - p)$ i p-typen og $+e(N_d - n)$ i n-typen. I overgangsskiktet ($x_p < x < x_n$) er $p \ll N_a$ og $n \ll N_d$ (logaritmisk skala i figuren) slik at vi tilnærma kan setje

$$\rho_p = -e N_a \quad \text{og} \quad \rho_n \approx e N_d$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{eN_d}{\epsilon} (x - x_n) \quad \text{for} \quad 0 < x < x_n \quad \frac{dV}{dx} = 0 \quad \text{for} \quad x \geq x_n$$

$$V = -\frac{eN_d}{2\epsilon} (x - x_n)^2 \quad \text{for} \quad 0 < x < x_n \quad V = 0 \quad \text{for} \quad x \geq x_n$$

$$\text{det gir } V = -\frac{eN_d}{2\epsilon} x_n^2 \quad \text{for} \quad x = 0$$

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eN_a}{\epsilon} (x - x_p) \quad x_p < x < 0 \quad \frac{dV}{dx} = 0 \quad \text{for} \quad x \leq x_p$$

$$V = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x - x_p)^2 - \frac{eN_d}{2\epsilon} x_n^2 - \frac{eN_a}{2\epsilon} x_p^2 \quad \text{for} \quad x_p < x < 0$$

I likevekt kan vi rekna ladningsberarane for Boltzmann-fordelte.

$$n(x) = n_n e^{\frac{eV(x)}{kT}} \quad (34a)$$

$$p(x) = p_n e^{\frac{-eV(x)}{kT}} \quad (34b)$$

$V(x) = 0$ gir $n = n_n$ og $p = p_n$ som det skal vere

I figuren er $n(x)$ teikna i logaritmisk og $V(x)$ i lineær skala. Ved passeleg val av målestokkar vil desse kurvene difor vere kongruente.

Det er diffusjonen som er årsak til romladninga og dermed til spenningspranget mellom p- og n-type i likevekt. Hol diffunderer over til n-side og elektronar over til p-side. Heile ^{potensialspranget} faller ut i diffusjonsspenninga V_D . Vi har

$$V(x) = -V_D \quad \text{for } x \leq x_p \quad V(x) = 0 \quad \text{for } x \geq x_n$$

Difor er:

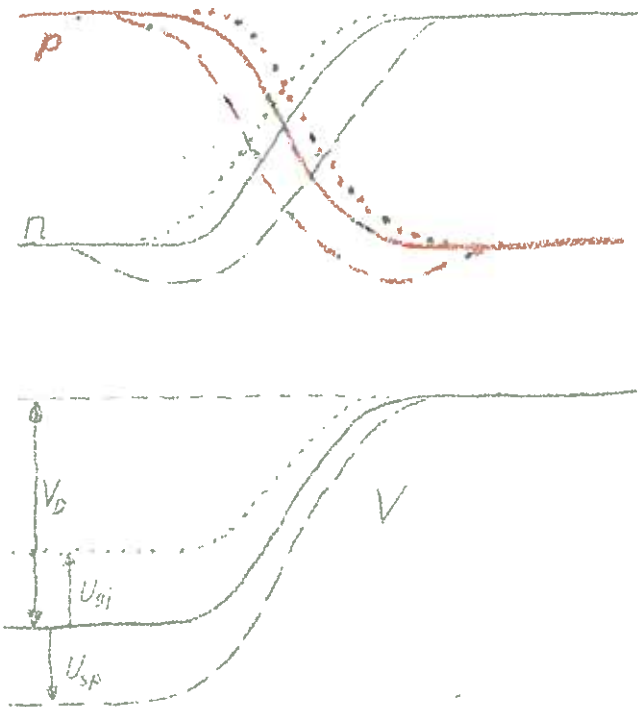
$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = e^{\frac{e}{kT} \cdot V_D} \quad (35)$$

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = 10^6 \quad \text{gir ved romtemperatur } \left(\frac{e}{kT}\right) = 40 \text{ V}^{-1}$$

ei diffusjonsspennning $V_D = 0,345 \text{ V}$

Diffusjonsspenninga er så stor at ein har ein likevektstilstand der elektriske krefter balanserer ut diffusjonskreftene. Dette brukte vi til å utleia Einsteinrelasjonen i det vi i likningane (24) kunne setje $\vec{j}_n = 0$ og $\vec{j}_p = 0$, i det vi rekna at i likevekt må elektrisk drivne straumar og diffusjonstraumar vega kvarandre opp. Denne diffusjonsspenninga i overgangen vil ein ha endå om ein lagar metallisk kontakt mellom venstre sida av p-typen og høgre sida av n-typen.

Dersom vi påtrykker ei spenning mellom p- og n-type sidene, vil det flyte ein resulterande straum, slik at vi ikkje lenger har den nemnde likevekta. Dersom vi gjer p-typen meir positiv enn før, blir spenningspranget mindre enn før. Difor vil det ikkje lenger vere balanse mellom elektrisk driven straum og diffusjonstraum. Som det går fram av figuren er overgangsskiktet kortare enn før. Dessuten vil konsentrasjonane av ladningsberarar vere større enn ein skulle venta etter masseverknadslova ($n \cdot p > n_i^2$). Dette skriv seg frå at det vil bli ei resulterande vandring av hol frå p-type til n-type og vandring av frie elektronar frå n-type til p-type. Det er altså ikkje heller Boltzmann-likevekt i overgangsskiktet. Den påtrykte spenninga driv



altså ein straum gjennom overgangen. Overgangsskiktet^{er} etter måten kort, og der er relativt mange ladningsberarar så motstanden i skiktet er liten.

Ojer vi derimot p-typen meir negativ enn ved likevekt blir spenningspranget større enn før, og overgangsskiktet blir lengre. Ladningsberarane vil bli drivne bort frå overgangen slik at konsentrasjonane blir mindre enn ein skulle vente etter masseverknadslova ($n \cdot p < n_1^2$). Motstanden i overgangsskiktet blir difor stor. Vi har altså fått eit element der motstanden varierer med storleik og retning på den påtrykte spenning. M.a.o. har vi ein likerettar. Likerettare er polarisert i leieretning

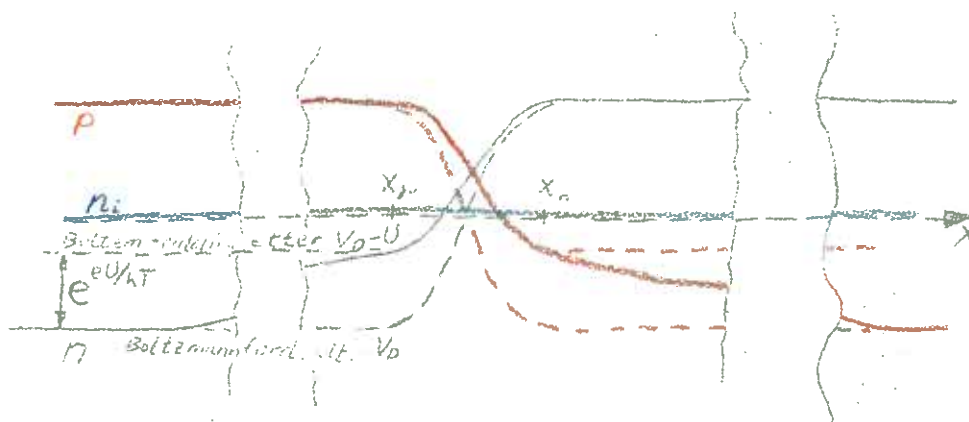
derson p-sida blir gjort positiv og/eller n-sida negativ. Sperreretning har ein ved omvendt polarisasjon.

I leieretning hadde vi $n \cdot p > n_1^2$. Her vil vi difor få ein rekombinasjonsprosess som prøver å stilla ian i likevekt. Det er viktig at rekombinasjonsprosessen går seint føre seg slik at levetidene for ladningsberarane er stor. Levetidene må vera lange nok til at hol får tid å vandra frå p-typen gjennom overgangsskiktet til n-typen. Tilsvarende må frie elektronar få tid å føra ladning frå n-typen til p-typen. Desse krava er ikkje vanskelege å få oppfylt v.h.a. moderne produksjonsmetodar.

I sperreretning er motstanden i overgangsskiktet sers høg. Men ein har her $n \cdot p < n_1^2$. Difor vil det her vera ein genereringsprosess av ladningsberarar som veg over rekombinasjonen og prøver å skapa likevekt. Men dei genererte ladningsberarane blir stort sett drivne ut av overgangssona. Hole går til negativt potensial d.v.s. p-typen, og dei frie elektronane går til n-typen.

Strømmen i sperreretning har altså si årsak i genereringsprosessane, som attar har si årsak i dei termiske energiane - og eventuelt tilstråla lysenergi (fotodiodar, solbatteri).

Vi skal nå studera eit spesialtilfelle der rekombinasjonen er liten. Dei ffrte elektronane



som går frå n-sida, vil ikkje rekombinera før dei er komne langt inn i p-typen. I sjølve overgangskiktet blir ledningsberarane i så kort eit tidsrom at berre ein forsvinnande liten brøkdel får tid å rekombinera der. Diffusjonslikninga for elektronane er (32a):

$$D_n \nabla^2 n - \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau}$$

Her er vi interessert i å studera berre det stasjonære tilfellet så vi set $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. Leddet $\frac{\partial n}{\partial t}$ kan ha heko å seia ved høge

frekvensar og ved pulsedrift. Vidare her vi eit 1-dimensjonalt problem så vi set

$$\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2}$$

$$D_n \frac{d^2}{dx^2} n = - \frac{n - n_p}{\tau_n}$$

$$\frac{d^2}{dx^2} (n - n_p) = \frac{1}{L_n^2} (n - n_p) = \frac{r_p p_p}{D_n} (n - n_p)$$

Her innfører vi diffusjonslengda for frie elektronar:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{\frac{D_n}{r_p p_p}} = \sqrt{n_n \tau_n \frac{kT}{e}} \quad (36a)$$

Dette gir:

$$\frac{d^2}{dx^2} (n - n_p) = \frac{1}{L_n^2} (n - n_p) \quad (37)$$

Denne likninga seier at overskotet av frie elektronar i p-typen minkar like fort som dei rekombinerer. Dette må ein sjølvsegt ha i det stasjonære tilfellet

Løysinga av likninga er $(n = C_1 e^{\frac{x}{L_n}} + C_2 e^{-\frac{x}{L_n}})$

$$n(x) = n_p + C \cdot e^{-\frac{x - x_n}{L_n}}$$

Her er den eine integrasjonskonstanten blitt bestemt til $C_2 = 0$ av vilkåret $n \neq \infty$ for $x \rightarrow \infty$. Vidare er sett

$$C_1 = C \cdot e^{-\frac{x_n}{L_n}}$$

Løysinga gjeld sjølvsegt berre for $x < x_p$, d.v.s. til venstre for

overgangsskiktet. Overskotet av elektronar i p-type vil minke eksponentielt innover i p-typen, p.g.a. rekombinasjon etter som minoritetsberarar kjem lenger og lenger inn i p-typen. Overskotet av minoritetsberarar vil avta med ein faktor lik $e = 2,718$ på ei diffusjonslengd. Straumen p.g.a. diffusjonen av elektronane blir: (jfr. likning (18)).

$$j_n = -(-e) D_n \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{e}{L_n} e^{-\frac{x-x_n}{L_n}} = \frac{1}{L_n} (n(x) - n_p)$$

$$j_n(x) = \frac{e D_n}{L_n} (n(x) - n_p)$$

I punktet $x = x_p$

$$j_n(x_p) = \frac{e D_n}{L_n} (n(x_p) - n_p) \quad (38)$$

I det relativt korte overgangsskiktet er konsentrasjonsgradienten veldig stor, men då den resulterande straumen der ikkje kan vera tilsvarende stor, må den altfor store diffusjonsstraumen utbalanseres av ein elektrisk driven straum. Vi har altså i skiktet tilnærma Boltzmann-likevekt som er karakterisert ved at diffusjonsstraumen er heilt utbalansert av feltstraum. Difor har vi

$$n(x_p) = n_p e^{\frac{eU}{kT}}$$

$$j_n(x_p) = \frac{e D_n}{L_n} n_p \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) =$$

$$\frac{e D_n}{L_n} n_p e^{-\frac{eV_d}{kT}} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (39a)$$

Ved tilsvarende utrekning vil ein finne:

$$j_p(x_n) = \frac{e D_p p_p}{L_p} e^{-\frac{eV_d}{kT}} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (39b)$$

Her er $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ (36b)

Nå går vi ut frå at diffusjonslengdene L_n og L_p er mykje større enn lengda W av overgangssjiktet

$$x_n - x_p = W \ll \begin{cases} L_n \\ L_p \end{cases} \quad (40)$$

Då kan vi setje

$$j_p(x_p) \approx j_p(x_n) \quad \text{og} \quad j_n(x_p) \approx j_n(x_n) \quad (41)$$

og vi har:

$$\begin{aligned} j &= j_p(x_p) + j_n(x_p) = j_p(x_p) + j_n(x_n) \\ j &\approx e \left(\frac{D_p p_p}{L_p} + \frac{D_n n_n}{L_n} \right) e^{-\frac{eV_d}{kT}} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (42)$$

På eit tverrsnitt A vil ein altså få ein straum

$$\begin{aligned} I &= e \left(\frac{D_p p_p}{L_p} + \frac{D_n n_n}{L_n} \right) e^{-\frac{eV_d}{kT}} A \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \\ I &= I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (43)$$

(Straum-spennings-karakteristikken)

$$I_0 = e \left(\frac{D_p p_p}{L_p} + \frac{D_n n_n}{L_n} \right) e^{-\frac{eV_d}{kT}} A \quad (44)$$

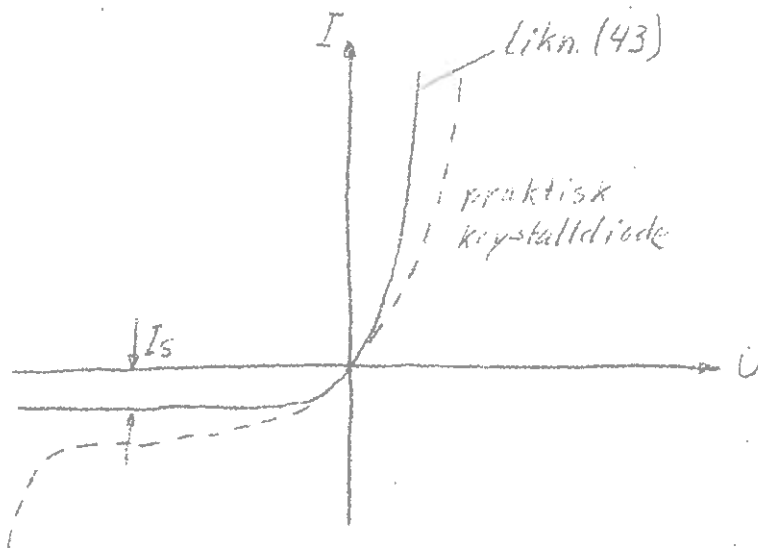
Ved asymmetriske p-n-overganger kan ein ha:

$$p_p \gg n_n \quad): \quad I_s = \frac{eD_p p_p}{L_p} e^{-\frac{eV_D}{kT}} \text{ A}$$

(p-materialet verkar som emitter): straumen gjennom overgangen blir i hovudsaka ført av hol som går frå p-sida til n-sida)

$$n_n \gg p_p \quad): \quad I_s = \frac{eD_n n_n}{L_n} e^{-\frac{eV_D}{kT}} \text{ A}$$

(n-materialet verkar som emitter)



Strøm-spenningskarakteristikk

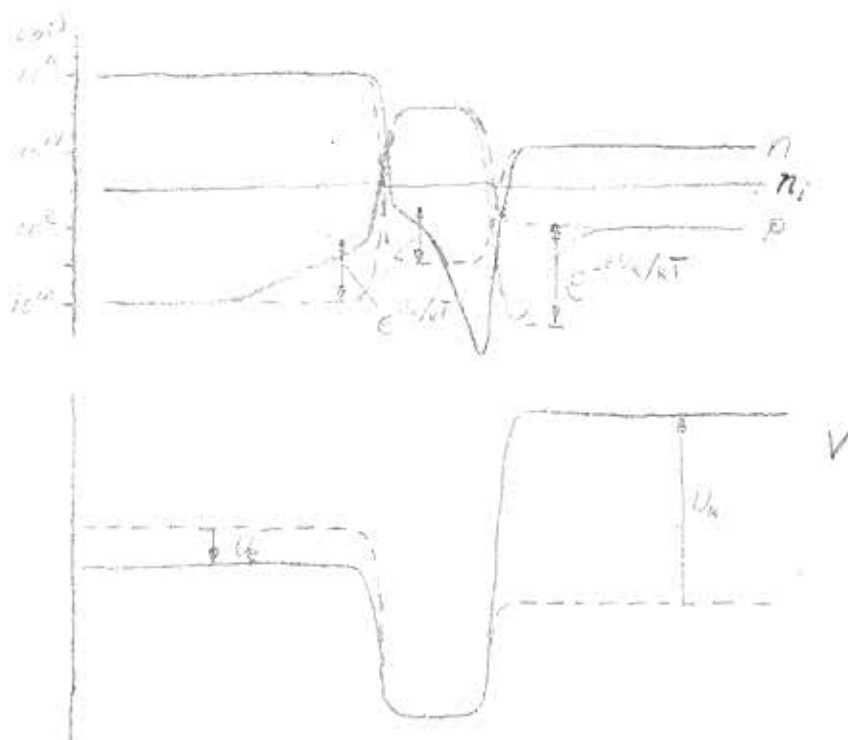
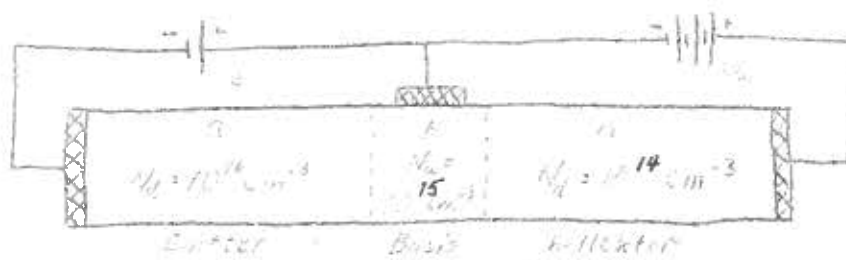
I_s er metningsstraumen i sperreretning

I_s aukar sterkt med temperaturen for

$$I_s \sim e^{-\frac{eV_d}{kT}}$$

Karakteristikken for ein praktisk krystalldiode kan visa meir eller mindre avvik frå likning (43) som ikkje tek omsyn til ohmsk banemetastand eller ohmsk avleingsstraum. Ved stor nok sperre-spennning vil ein få gjennomslag (Zener-effekt eller "avalanche"-effekt)

Skikt-transistoren.



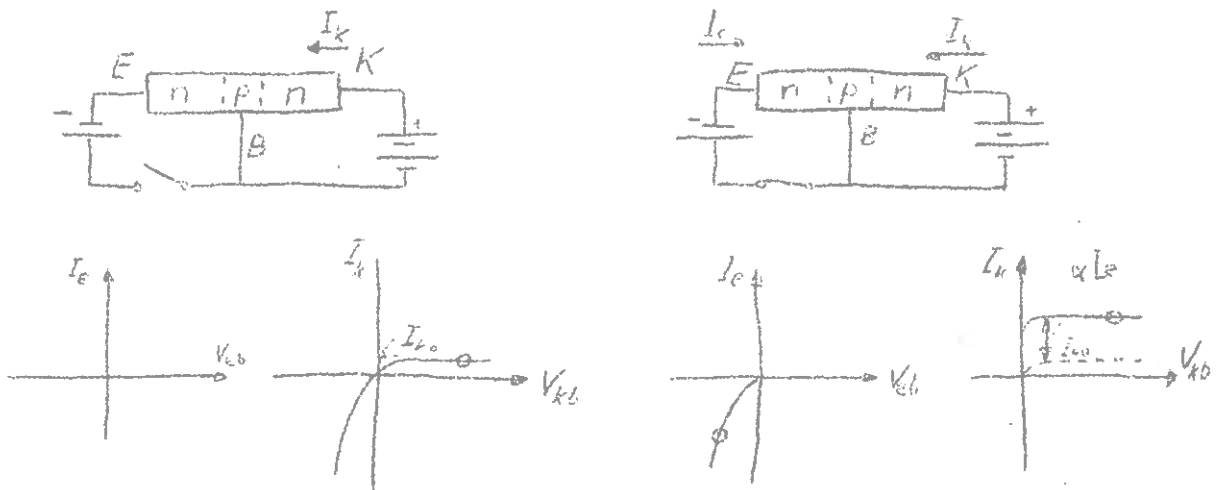
Figurane viser konsentrasjonar og spennningar med (—) og utan (---) forspenningar

Vi vil studera ein idealisert eindimensjonal n-p-n-transistor. Den midterste sona, basissona, må vera kort. Emitter-basis-overgangen er polarisert i leiing, kollektor-basis-overgangen i sperring. Spenninga mellom emitter og basis er mindre enn diffusjonsspenninga. Det vil difor gå ein resulterande straum p.g.a. diffusjon. Elektroner vil diffundera frå emitter til basis og hol frå basis til emitter. Den fyrstnemnde diffusjonstraumen

er størst, for di emitteren har sterkare donorkonsentrasjon enn basisen akseptorkonsentrasjon. Straumen av negative ladningsberarar frå emitter til basis må vera mykje større enn strømmen av positive ladningsberarar frå basis til emitter. Effektiviteten av emitteren er uttrykt ved γ som er lik den brøkdelen av resulterande emitterstraum som skriv seg frå strømmen av ladningsberarar frå emitter til basis. Ein har altså $\gamma < 1$, men for gode transistorar er $\gamma \approx 1$. Ladningsberarane frå emitteren vil diffundera gjennom basisen til basis-kollektor-overgangen, men ein del av desse minoritetsberarane vil rekombinera i basisen slik at berre ein brøkdell $\beta < 1$ vil nå kollektoren. Dersom lengda W av basissena er mykje mindre enn diffusjonslengda ($W \ll L_n$), vil ein ha $\beta \approx 1$. Når minoritetsberarane når basis-kollektor-overgangen, vil dei av det elektriske feltet i overgangen raskt bli dregne inn i kollektoren. Den brøkdelen av emitterstraumen som når kollektoren, er altså

$$\alpha = \gamma \cdot \beta \tag{45}$$

Vi vil stilla opp nokre likningar for samanhengen mellom straumar og spennningar for ein idealisert normal transistor. Dersom emitterterminalen er open (sjå fig.), vil emitterstraumen vera $I_e = 0$. Kollektor-basis-overgangen er polarisert i sperre-



retning, men det flyt likevel ein straum I_{ko} . Legg vi inn bryteren (sjå fig.) vil det gå ein emitterstraum I_e . Kollektorstrømmen vil bli

$$I_k = I_{ko} + a(-I_e) \quad (46)$$

Med open emitterterminal har vi diode-karakteristikken:

$$I_k = I_{ko} \left(1 - e^{-\frac{eV_{kb}}{kT}} \right) \quad (47)$$

Med open kollektorterminal har ein tilsvarende:

$$I_e = I_{eo} \left(1 - e^{-\frac{eV_{eb}}{kT}} \right)$$

Som vi har sett av verknaden av transistoren fyrst og fremst basert på diffusjon av minoritetsbærarar i basis. Ein kan finne straum-spennings-karakteristikkane ut frå diffusjonslikninga (32) på tilsvarende måte som for dioden, men det blir sjølvsegt meir reknearbeid for di her er to overgangsskikt som stiller krav i form av grensevilkår. Som resultat av ein slik analyse vil ein koma frem til uttrykk av formen:

$$I_e = I_{11} \left(1 - e^{-\frac{eV_{eb}}{kT}} \right) + I_{12} \left(1 - e^{-\frac{eV_{kb}}{kT}} \right) \quad (48)$$

$$I_k = I_{21} \left(1 - e^{-\frac{eV_{eb}}{kT}} \right) + I_{22} \left(1 - e^{-\frac{eV_{kb}}{kT}} \right) \quad (49)$$

Dette resultatet tykkjest rimeleg med vårt kjennskap til diode-karakteristikken.

Vi har sett at kollektorstrømmen er bortimot like stor som emitterstrømmen. Det skal liten effekt til for å drive emitterstrømmen gjennom emitterbasis-overgangen som er polarisert i lei-retning. Kollektorstrømmen går gjennom basis-kollektor-overgangen som er polarisert i sperreretning og såleis har stor motstand. Dette er grunnen til at ein kan få effektforsterking ved transistoren.