

TEKST NR 81

1984

FREKVENSafhængig ledningsevne i amorf germanium

Fysikspecialerapport af
Jan Christensen og Jørgen Wind Petersen

Vejleder: Niels Boye Olsen

TEKSTER fra

IMFUFA

ROSKILDE UNIVERSITETSCENTER

INSTITUT FOR STUDIET AF MATEMATIK OG FYSIK SAMT DERES
FUNKTIONER I UNDERVISNING, FORSKNING OG ANVENDELSER

IMFUFA, Roskilde Universitetscenter, Postboks 260, 4000 Roskilde

FREKVENSAFHÆNGIG LEDNINGSEVNE I AMORFT GERMANIUM

Fysikspecialerapport af Jan Christensen og Jørgen Wind Petersen

Vejleder: Niels Bøye Olsen

IMFUFA tekst nr. 81/84, RUC.

167 sider.

ISSN 0106-6242

Abstract:

Rapporten består af en teoretisk og en eksperimentel del. I den teoretiske del af rapporten beskrives teorien for den frekvensafhængige ledningsevne i amorfe halvledere samt vore egne teoretiske overvejelser.

I den eksperimentelle del af rapporten beskrives vore målinger af den frekvensafhængige ledningsevne i amorft Germanium. Disse målinger er udført m.h.p. at belyse frekvensafhængigheden i amorft Germanium som funktion af temperatur og anealingsgrad

Indholdsfortegnelse.

Forord.	s.1
Indledning.	s.4
<u>Kapitel 1.</u>	
Teori for ledningsevne i amorfe halvledere.	
Andres teoretiske overvejelser. Generelle bem.	s.7
Vekselstrømsledningsmodeller baseret på parapproximation.	s.17
Jævnstrømsledningsevne model. Motts $T^{1/4}$ lov.	s.29
Kritik af parapproximationen.	s.40
Andre analytiske metoder til bestemmelse af den frekvensafhængige ledningsevne.	s.46
<u>Kapitel 2.</u>	
Egne teoretiske overvejelser.	s.50
Om den elektriske netværksmodel.	s.51
Breddefunktionen for den elektriske netværksmodel.	s.61
Om komplicerethedsgraden af de forskellige mod.	s.67
Den elektriske netværksmodel og tunnelig mod.	s.70
B.N.N.-relationen.	s.74
<u>Kapitel 3.</u>	
Eksperimentel teknik.	s.77
<u>Kapitel 4.</u>	
Presentation af måleresultater.	s.114
<u>Kapitel 5.</u>	
Om fitning af måleresultater.	s.125
Om fitning af D.c. måleresultater.	s.125
Omkorrektion af A.c. måleresultater.	s.129
Om fitning af de korrigerede A.c. måleresultater.	s.130
<u>Kapitel 6.</u>	
Diskussion af måleresultater.	s.142
Hypotese om temperaturafhængigheden af ledningsevnen.	s.142

Om lavtemperaturbidraget.	s.146
Om højtemperaturbidraget.	s.153
Teoretisk fortolkning af høj og lav temperaturbidraget.	s.157
<u>Konklusion.</u>	s.163
Litteratur henvisninger.	s.165

1.

FORORD.

Rapporten der foreligger er udarbejdet på grundlag af de sidste to års arbejde. Vi er to i gruppen, hvoraf den ene, Jan har færdiggjort matematik som andet fag, og for hvilken fysikspecialet er andet fysikmodul. For Jørgens vedkommende, er specialet sidste fysikmodul, medens det andet fag, geografi, er ret uopdyrket, hvilket skyldes studieskift.

De første overvejelser der melder sig ved opstarten af et fysikspeciale er, hvorvidt det skal være et eksperimentelt baseret eller udelukkende teoretisk speciale. Selvfølgelig vil man i et teoretisk speciale omhandlende fysiske problemstillinger, også benytte sig af eksperimentelt arbejde, dette er blot udført af andre. Men netop værdien af selv at udføre det eksperimentelle arbejde, er en ting der har været meget diskuteret på Imfufa.

Diskussionen har sit udspring i hvad der er relevant at lære for at kunne udføre en god undervisning f.eks. i gymnasiet. Er det f.eks. kun nødvendigt at lære om hvordan fysikken udvikler sig, eller er det nødvendigt selv at have prøvet at udvikle ny fysikerkendelse, for at kunne undervise på et niveau, der ligger et godt stykke fra den fysik der arbejdes med på forskningsfronten? Svaret er ikke entydigt, da der både er fordele og ulemper ved begge løsninger. Værdien af selv at have bakset med problemerne i laboratoriet og den teoretiske behandling bagefter, skal ikke undervurderes, da man på mange punkter får et realistisk forhold til fysikken, og ikke mindst et afslappet forhold til apparatur, som kan give en større sikkerhed i brugen af dette i undervisningssammenhænge. På den anden side er et eksperimentelt speciale ofte så fagligt ~~krævende~~, at der ikke bliver plads til andet arbejde, end fysik-interne problemer, hvilket medfører at pædagogiske og videnskabssteoretiske overvejelser fører en meget tilbagetrukket tilværelse.

2.

Vi er som det fremgår, endt op med at lave et eksperimentelt speciale, indenfor emnet amorfe halvledere. Emnevalget skal ses på baggrund af følgende:

Faglige begrundelser.
 Tigængeligt apparatur.
 Vejledningmuligheder.
 Sociologiske aspekter.

Den faglige begrundelse for at beskæftige sig med amorfe halvledere, skyldes at teoridannelsen indenfor amorfe stoffer er relativ ny og langt fra fuldt afklaret. Dette betyder, at det burde være rimeligt overkommeligt, at sætte sig ind i den foreliggende teori på området, som for amorfe halvlederens vedkommende, endnu hovedsageligt omhandler centrale begrebsdannelser.

Den ikke fuldt afklarede teori, medfører at man får et indblik i de diskussioner, der føres i artikler. Disse er ofte modsætningsfyldte, og på det eksperimentelle område forekommer der også varierede resultater. Den indsigt man derved opnår, i måden hvorpå ny fysik udvikler sig, oplever vi som meget værdifuld, da det giver et andet billede, end de "samheder" der står i lærebøgerne.

Endvidere har det været muligt at frembringe eksperimentelle resultater af en rimelig høj standard, da det udstyr der anvendes ikke er af sværvægtsklassen, hvilket medfører, at det økonomisk og teknisk ligger indenfor mulighederne at tilvejebringe eksperimentelt udstyr, der ikke er væsentligt ringere end det der benyttes af andre.

Mulighederne for at få vejledning, sætter også sine grænser for mulige emnevalg. Og da der i Instituttet er truffet en (uformel) aftale om at forskningen for en tid skal baseres på undersøgelsen af amorfe halvledere, er der en ikke uvæsentlig fordel ved at vælge at lave speciale indenfor dette område.

Da amorfe halvleder var et nyt forskningsområde i Instituttet, har der været en hel del viden og eksperimentel know-how, der skulle opbygges.

Eksperimentelt har der været en hel del arbejde med at fremstille udstyr, således at der kunne fremstilles reproducerbare sampler. Vi har gjort en hel del eksperimentelle erfaringer, og har set hvordan eksperiment og teori kan udvikles ved fælles hjælp.

Tidsmæssigt har det taget lang tid; måske for lang, at gennemføre projektet. Men vi tror, at vi både har lært lidt om faget fysik som "håndværk" og som videnskab. Vi håber også, at der nu er banet vejen for at lave eksperimentelle specialer indenfor dette emneområde på RUC på en noget nemmere tilgængelig og overskuelig måde, således at gennemførelsestiden af specialer kan nå ned på et rimeligt niveau i forhold til den normerede studietid.

Et problem for Instituttet, er imidlertid dets størrelse, som gør at traditionen på RUC, med at basere sit studium på gruppearbejde, let falder til jorden ved fysikspecialerne. Gruppedannelsesovervejelser er faktisk reduceret til en ren formalitet p.gr.a. det lave studenterantal.

KAPITEL 0: INDLEDNING.

I fysikken er der to måder at inddele faget på. Den ene er en opdeling i teoridannelser, såsom kvantemekanik, elektrodynamik, termodynamik o.s.v. Disse teoriområder repræsenterer hver for sig et sæt afgrænsede teorier, der helt generelt beskriver et fænomen.

En anden måde at dele fysikken op på, efter emner, som f.eks. kan være astrofysik, geofysik eller faststoffysik. Denne opdeling er en opdeling ud fra ønsket om en passende beskrivelse af fænomener set i et givet område. F.eks. anvendes astrofysik til at beskrive fænomener i verdensrummet, geofysik omhandler forskellige makroskopiske forhold på jordkloden og faststoffysikken beskæftiger sig med faste stoffers mikroskopiske egenskaber.

For alle områderne gælder det, at de benytter sig af fysikviden fra flere forskellige teoridannelser. Faststoffysikken, som også danner grundlaget for beskrivelsen af amorfe stoffer, er baseret på en lang række teoridannelser i fysikken. F.eks. har kvantemekanikken og elektrodynamikken en meget central placering, men statistisk mekanik spiller også en væsentlig rolle.

Faststoffysikken har indtil for få år siden, stort set kun omhandlet beskrivelsen af krystallinske stoffer, hvilket har sin naturlige forklaring i, at kompleksiteten i beskrivelsesmåden af stoffet vokser, når stoffets opbygning ikke længere kan beskrives ved et regelmæssigt gitter, men udgør en totalt uordnet struktur.

Germanium, som er det stof vi udfører vores målinger på, er i sin naturlige tilstand krystallinsk, men kan under visse omstændigheder danne en amorf struktur. En amorf struktur er imidlertid ustabil, og stoffet relaxerer derfor henimod en mere ordnet tilstand, hvor den indre energi i stoffet er lavere.

Formålet med projektet, er at afdække hvorledes ladnings-

transport gennem ~~am~~oft Germanium foregår, dels som funktion af strukturen i stoffet og dels som funktion af temperaturen, men med fastholdt struktur.

Eksperimentelt undersøger vi dette ved at foretage ledningsevne målinger af såvel jævnstrøms (D.C.)-ledningsevnen, som vekselstrøms (A.C.)-ledningsevnen.

For krystallinske stoffer er disse to størrelser identiske, men dette er som regel ikke tilfælde for amorfe stoffer.

Den mest almindelige måde at bearbejde ledningsevne målinger på teoretisk, er at opstille modeller for A.C. og D.C.-ledningsevnen uafhængig af hinanden.

Vi gennemgår i rapporten modeller der på det mikroskopiske niveau redegør for hhv. D.C. og A.C.-ledningsevnen. Sådanne mikroskopisk baserede teorier er imidlertid ikke særlig anvendelige til at strukturere ens måleresultater.

Til dette formål har vi derfor opstillet en elektrisk netværksmodel, der ved hjælp af passende valgte komponenter, kan bringes til at reproducere måleresultaterne. Vi forsøger via denne model at få et overblik over karakteristiske træk ved måledataerne, som så kan danne grundlag for teoretiske overvejelser på det mikroskopiske niveau.

Vi har valgt at opbygge rapporten således, at vi først gennemgår noget af den etablerede teori for ledningsevnen i amorfe halvledere. Her kommer vi endvidere ind på nogle grundliggende begreber der anvendes i forbindelse med beskrivelse af et stofs ledningsevne.

Derefter fremlægger vi de teoretiske overvejelser der står for vores egen regning, og kritiserer endvidere den etablerede teori.

Så følger der et kapitel, der omhandler det eksperimentelle arbejde. Kapitlet indeholder dels en beskrivelse af det anvendte apparatur og problemer forbundet med dette, og dels en beskrivelse af det eksperimentelle forløb.

Vi fremlægger derfter måleresultaterne, som er baseret på to udvalgte måleserier.

I næste afsnit omtaler vi hvorledes måleresultaterne fitter til vores modelovervejelser.

I det sidste kapitel føres en diskussion af måleresultaterne og hovedpointerne har vi så trukket op i konklusionen til sidst i rapporten.

KAPITEL 1: TEORI FOR LEDNINGSEVNE I AMORFE HALVLEDERE.

1.1. Andres teoretiske overvejelser.

Generelle bemærkninger.

I det følgende vil vi komme ind på nogle af de grundlæggende begreber der indgår ved opstillingen af en teori for elektrisk ledningsevne af amorfe halvledere.

Vi vil dog begynde med at opsummere hvad der er hovedhjørnestene ved beskrivelse af elektrisk ledningsevne for krystallinske stoffer, da forståelsen af ledningsevne mekanismerne i krystallinske stoffer på en lang række punkter danner grundlaget for teorien om elektrisk ledningsevne i amorfe stoffer.

Den sidste del af kapitlet omhandler konkrete modeller til beskrivelse af ledningsevnen i amorfe stoffer.

Faststoffysikken danner grundlag for den teoretiske forståelse af faste stoffers ledningsevne. Ved faste stoffer forstås stoffer der ikke ændrer form ved påvirkning af ydre kræfter, d.v.s. de kan dog godt være deformerbare under selve kraftpåvirkningen, men efter dennes ophør, vil de vende tilbage til deres oprindelige facon. Sådanne faste stoffer kan opdeles på følgende to måder:

1. Stofferne kan opdeles efter deres ledningsevne i hhv. ledere, halvledere og isolatorer.

2. Eller efter deres struktur som kan være amorf eller krystallinsk.

Opdelingen af stofferne efter deres ledningsevne, har ikke nogen skarpe grænser, men for ledere gælder det, at ledningsevnen er af størrelsesordenen $10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ og med en negativ temperaturkoefficient. For halvledere er ledningsevnen af størrelsesordenen $10^{-2} - 10^{-5} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ og med en positiv temperaturkoefficient, der er flere størrelsesordner højere end for ledere og isolatorer. Isolatorer har ledningsevner af størrelsesordenen $10^{-12} - 10^{-18} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$. Hvad strukturen angår, er der også en flydende overgang

mellem den amorge og den krystallinske tilstand. F.eks. vil et krystallinsk stof ofte have afvigelser fra den idelle krystalstruktur, og et amorf stof kan ligeledes have områder, hvor der er krystalstruktur. Man kan også sige det således, at der i et krystallinsk stof hersker fjernorden, medens der i et amorf stof kun kan eksistere nærorden.

Ladningstransport i krystallinske stoffer.

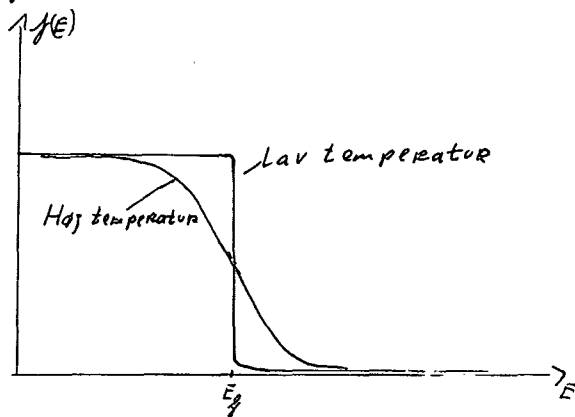
I krystallinske stoffer befinder elektronerne sig i udstrakte tilstande. D.v.s. at elektronernes bølgefunktion udbreder sig over hele gitteret. Dette følger af at løsninger til elektronernes stedbølgefunktion i et krystallinsk gitter, kan beskrives ved Bloch funktioner. Dette betyder imidlertid ikke, at elektronerne er at finde med lige stor sandsynlighed over hele gitteret. De stærkest bundne elektroner, d.v.s. elektroner med lav energi vil opleve en stor potentialbarriere omkring gitterionerne, og sandsynligheden for at finde elektroner udenfor potentialbarrieren er derfor meget lille. Disse elektroner vil med andre ord være lokaliseret omkring en given gitterion. For de svagt bundne elektroner, d.v.s. elektroner med stor energi, vil potentialbarrieren være mindre eller måske helt mangle. Derved kan de frit eller rettere næsten frit, bevæge sig rundt i gitteret. En resulterende ladningstransport gennem gitteret vil derfor foregå i udstrakte elektrontilstande med høj energi.

Sandsynligheden for at en vis tilstand er besat eller ubesat, er givet ved fermifordelingsfunktionen. Fermifordelingsfunktionen $f(E)$ har følgende udseende:

$$(1.1) \quad f(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/k_B T} + 1}$$

hvor μ er det kemiske potential, hvor det gælder at $f(\mu) = 1/2$ for alle temperaturer forskellig fra nul.

Fig (1.1)



Fordelelsfunktion kan udledes statistisk ved at betragte et system af fermipartikler. D.v.s. partikler der er identiske og uskelnelige, men som ikke tillades at befinde sig i samme dynamiske tilstand. De skal med andre ord opfylde pauli-princippet.

For $T \rightarrow 0$ skifter funktionen $f(E)$ diskontinuitetværdi fra 1, d.v.s. fyldte tilstande til 0, d.v.s. tomme tilstande for $E = E_F$, hvor E_F er fermi-energien.

Fermienergien er altså energien af den besatte tilstand med højest energi for $T \rightarrow 0$

Det ses, at i området omkring E_F vil der være muligt at danne enkelt besatte tilstande, uden at der skal foregå et større skift i elektronernes energi.

Den frie elektronmodel.

I den frie elektronmodel forklares ledningsevnen i metaller ud fra antagelsen om, at de elektroner der bidrager til ladningstransporten næsten kan betragtes som værende frie. Hvis gitteret var ideelt, d.v.s. uden fejl, og gitterionerne låst fast, ville bølgefunktionerne for elektronerne kunne udbrede sig helt frit igennem hele stoffet, men p.gr.a. termiske bevægelser af gitterionerne og fejl i gitteret, vil der foregå en spredning af bølgefunktionen. Ledningsevnen i et metal kan, for et ikke ideelt gitter, beskrives på følgende vis:

$$(1.2) \quad \sigma = \frac{ne^2 \tau}{m}$$

hvor n er antallet af ladningsbærere i enkelt besatte tilstande, og τ er middelflyvetiden, d.v.s. den tid elektronen i middel frit kan bevæge sig mellem to spredningscentre.

Temperaturafhængigheden af ledningsevnen fremgår af τ 's temperaturafhængighed. For faldende temperatur vil spredningstværsnittet af en gitterion mindske, hvilket mindsker sandsynligheden for spredning. Dermed vil τ vokse, hvilket betyder, at for faldende temperatur øges ledningsevnen.

Dette er i overensstemmelse med den eksperimentelle erfaring med metaller's ledningsevne.

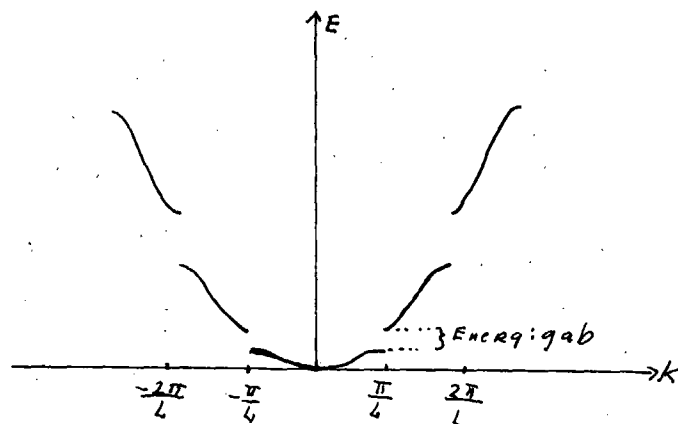
Båndmodel.

Opsplitningen i ledere, halvledere og isolatorer, samt det forhold at halvledere øger deres ledningsevne med stigende temperaturer, kan den frie elektronmodel ikke redegøre for.

Ved brug af båndteori kan disse forhold forklares.

I bånd-teorien antages elektronerne ikke at være frie; vekselvirkningen med omgivelserne medtages i beskrivelsen. Forudsætningen for modellen er stadig at stoffet er krystallinsk, men p.gr.a. vekselvirkning mellem gitterionerne og elektronbølgerne, vil der for elektronbølgetal $k = \frac{n\pi}{L}$, hvor L er gitterlængden og n et helt tal, kunne opstå refleksion, hvilket medfører dannelser af stående bølger. For samme k -værdi kan der dannes to stående bølger med forskellig energi, hvilket medfører at der kommer et spring i energiniveauerne for $k = \frac{n\pi}{L}$. Dette er vist på fig. (1.2)

Fig (1.2)



Ovenstående fremstilling er en forsimpning af den virkelige situation, da der ofte finder større eller mindre overlap sted mellem energibåndene.

Forudsætningen for at et krystallinsk stof kunne lede en strøm, var som før nævnt, at der fandtes frie ladningsbærere i enkeltbesatte tilstande. Antallet af disse er bestemt af fermienergiens placering i forhold til energibåndene i stoffet, samt energibåndets bredde. På nedenstående fig. (1.3) er vist båndstrukturen for et krystallinsk stof:

Fig (1.3)

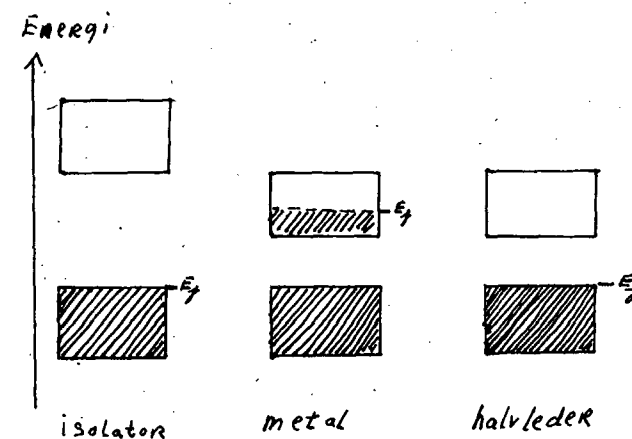


Fig (1.3) viser elektronbesætningen for $T=0^{\circ}\text{K}$. De skraverede områder angiver derfor dobbelt besatte elektrontilstande.

Det der adskiller halvledere og isolatorer fra metallerne er fermienergiens placering.

For halvledere og isolatorer gælder det, at fermienergien er placeret øverst i valensbåndet, hvilket medfører at der ikke eksisterer nogle enkelt besatte pladser i valensbåndet; og der heller ikke er nogen ladningsbærere i ledningsevnebåndet, med mindre elektroner fra valensbåndet exiterer op i ledningsevnebåndet.

For metaller er fermienergien placeret inde i ladningsevnebåndet, hvilket medfører at elektronerne med en meget lille energiforøgelse kan bringes op i en enkelt besat tilstand.

Det der adskiller halvledere og isolatorer er bredden af båndgabets. Hvis båndgabets er $\gg k_B T$ vil der kun existeres et meget ringe antal elektroner op i ledningsevnebåndet i enkelt besatte tilstande, og der vil ikke kunne fremkomme nogen nævneværdig ladningstransport. Besætnings sandsynligheden i ledningsevnebåndet er tilnærmelsesvist boltzmannfordelt, d.v.s. besætnings sandsynligheden kan skrives som

$$f(E, T) \approx e^{-E/k_B T}$$

Ved stuetemperatur er $k_B T \approx \frac{1}{40} \text{ eV}$, og ved et båndgab på $0,2 \text{ eV}$ fås

$$f(0,2 \text{ eV}, 300^\circ \text{K}) \approx e^{-8} \approx 3 \cdot 10^{-4}$$

Hvis båndgabets er 10 gange større, d.v.s. 2 eV fås

$$f(2 \text{ eV}, 300^\circ \text{K}) \approx e^{-10} \approx 10^{-5}$$

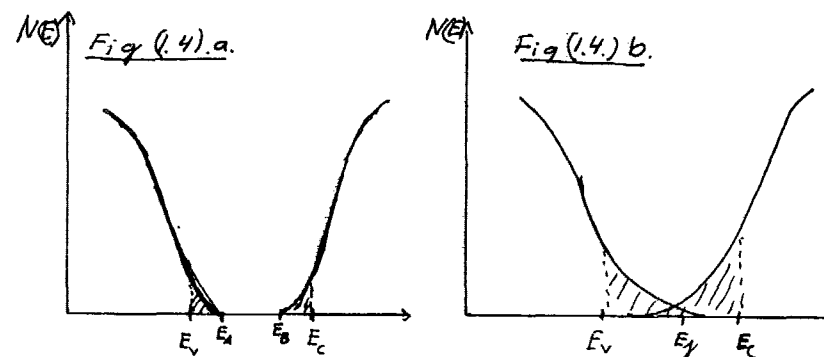
Der er altså en meget voldsom afhængighed af besætnings sandsynligheden i ledningsevnebåndet alt efter båndgabets størrelse. Det fremgår også, at besætnings sandsynligheden er meget afhængig af temperaturen, hvilket dels kan forklare at ledningsevnen for halvledere er meget temperaturafhængig, og dels kan forklare at ledningsevnen af en halvleder øges med stigende temperatur. Dette skyldes at øgningen i besætningsantallet i

ledningsevnebåndet er den dominerende faktor ved bestemmelsen af ledningsevnen i halvledere, medens spredningen af elektronernes bølgefunktioner på gitterionerne spiller en underordnet rolle.

For temperaturen gående mod 0°K vil halvledere overgå til at blive isolatorer, da der ikke længere kan existeres elektroner op i ledningsevnebåndet.

Ladningstransport i amorf halvledere.

Meget af det før omtalte, var baseret på at stoffet var krystallinsk. F.eks. var forudsætningen for ledningsevneudtrykket (1.2) og begrundelsen for båndgabets oprindelse, baseret på antagelsen om at der eksisterede et krystallinsk gitter. Eksistensen af båndgabets forsvinder imidlertid ikke, fordi stoffet er amorf, men tilstandstætheden $N(E)$ får et noget andet udseende. Mott (8) som er en af hovedmændene bag udviklingen af en teori for amorf stoffer, har som udgangspunkt, at tilstandstætheden i amorf stoffer skal have følgende udseende, fig. (1.4):



Energigabet er nu, i forhold til hvis stoffet havde krystalstruktur, blevet mindre, hvilket er vist i fig. (1.4.a).

Eventuelt kan der ske det, at der slet ikke eksisterer et båndgab, d.v.s. et område hvor $N(E) \neq 0$ (Fig. 1.4b). Der opstår da et pseudobåndgab. Som følge af den kompositionelle uorden i stoffet, vil de tilstande der befinder sig ved båndkanten blive lokaliseret. Dette blev sandsynliggjort i en artikel i 1958 af Anderson (8.4.3) og den danner stadig grundlaget for forståelsen af lokaliserede tilstande som følge af uorden i stoffet.

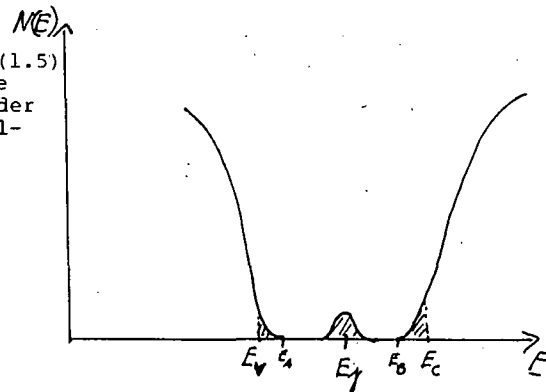
Mott argumenterer endvidere for at lokaliserede og udstrakte tilstande ikke kan eksistere ved samme energi, og der må derfor være en kritisk energi, hvor tilstande skifter fra lokaliserede til udstrakte tilstande. Energien hvor dette sker, kaldes mobilitetskanten, og på fig. (1.4) er indtegnet energien E_v og E_c der symboliserer skiftet mellem lokaliserede tilstande for hhv. valens- og ledningsevnebåndet.

Lokalisering kan også forekomme som følge af gitterfejl. Dette vil ikke alene medføre at der dannes lokaliserede tilstande, men de vil opstå i båndgabet, på samme vis som dæpning af en halvleder medfører dannelse af tilstande i båndgabet.

Mott antager at der i amorfe halvledere med gitterfejl vil opstå lokaliserede tilstande midt i båndgabet, med fermienergien placeret som vist på fig. (1.5).

Fig. (1.5)

I fig (1.4) og (1.5) repræsenterer de skraverede områder lokaliserede tilstande.



Egentlig burde man forvente at finde en metallisk ledningsevne for amorfe stoffer med tilstandstæthed som vist på fig. (1.4b) eller (1.5), da der kun skal foretages en lille energiændring af tilstandene omkring E -fermi for at elektronerne kan komme op i enkelt besatte tilstande. Dette hænger sammen med at mekanismerne der er styrende for ladningstransporten via de lokaliserede tilstande, er helt anderledes end for de udstrakte tilstande.

Ladningstransporten i de lokaliserede tilstande foregår via elektronhop fra en tilstand til en anden. Ledningsevnen via de lokaliserede tilstande bliver derved bestemt af sandsynligheden for hop mellem tilstandene, samt tætheden af de lokaliserede tilstande i stoffet. I de følgende afsnit vil vi præsentere to modeller der teoretisk giver en forklaring på D.C. og A.C.-ledningsevnen, via de lokaliserede tilstande omkring E -fermi, i amorfe halvledere.

Vekselstrømsledningsevne, modeller baseret på parapproximation.

I det **næste** afsnit ~~bliver~~^{bliver} omtalt en model til beskrivelse af D.C.-ledningsevnen i et amorf stof. I dette afsnit vil vekselstrøms^{lednings}evnen (A.C.-ledningsevnen) blive behandlet.

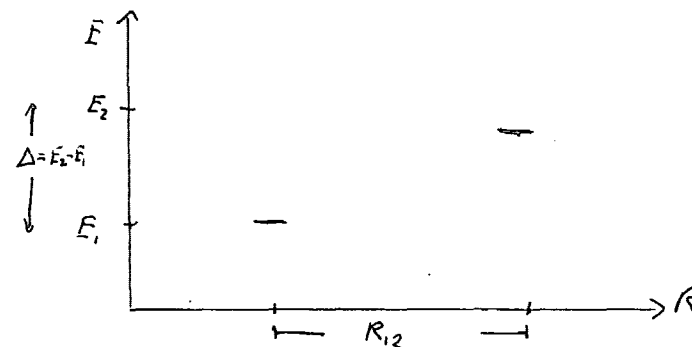
For at der i et stof kan etableres en D.C.-ledningsevne, er det nødvendigt at der foregår en kontinueret ladningstransport gennem stoffet.

For at etablere en A.C.-ledningsevne er det derimod kun nødvendigt, at der foregår ladningstransport over mikroskopiske afstande. A.C.-ledningsevnen findes da som summen af en række mikroskopiske ladningsforskydninger i stoffet. En metode til bestemmelse af A.C.-ledningsevnen i amorf stoffer, er parapproximations-antagelsen. Denne har som udgangspunkt, at der i stoffet eksisterer lokaliserede tilstande, og at de lokaliserede tilstande to og to danner par. Endvidere antages der, som ved udledningen af $T^{1/2}$ -loven (ses. 32), at fermienergien ligger midt inde i båndgabet i et område med lokaliserede tilstande, og at det derved er ledningsevnen via de lokaliserede tilstande der er den dominerende for tilpas lav temperatur.

Hvis stoffet påtrykkes et felt, medfører dette en polarisation af de enkelte partilstande og stoffets A.C.-ledningsevne kan så findes ved at summere polarisationen op over alle partilstande i stoffet. Det er imidlertid ikke uden problemer at foretage denne beregning, og undervejs er det nødvendigt at foretage en hel del tilnærmelser og antagelser for at kunne gennemføre denne. I det følgende vil blive gennemgået principperne for udredningen af ledningsevnen via parapproximations-antagelsen, på grundlag af en oversigtsartikel af Long (6).

Det er klart, at der ved beskrivelsen af et stofs ledningsevne er nødvendigt at foretage nogle forenklinger af stoffet, da det ikke er til at holde rede på 10^{24} elektroner. Ved beskrivelsen af krystallinske stoffers ledningsevne, er ^{en} måde at forenkke problemet på, at fokusere på en enkelt elektron, som så tænkes at bevæge sig i et periodisk potential. Denne metode er klart nok ikke anvendelig, når stoffet er amorf.

Til beskrivelse af A.C.-ledningsevnen i amorf halvledere, anvender Long (6) parapproximationsmetoden, som opdeler elektrontilstandene i par. Parene antages at være isoleret fra hinanden. En partilstand besat med højst 1 elektron i hver tilstand kan illustreres som på nedenstående fig. (1.6):



hvor E_1 og E_2 er tilstandenes energier og R_{12} er afstanden imellem dem.

Hvis der ikke er partikeludveksling med omgivelserne, vil der gælde følgende rateligning for tilstanden

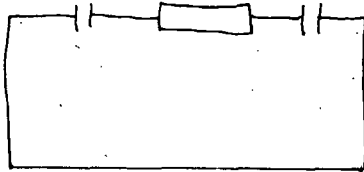
$$(1.3) \quad f_1' = f_2 w_{12} - f_1 w_{21} = -f_2'$$

hvor w er hopfrekvensen mellem tilstandene og f er besætningssandsynligheden, hvor det gælder, da besætningsandsynligheden er boltzmannsfordelt, at

$$f_2 = f_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}}, \quad E_2 > E_1$$

En partilstand kan ækvivaleres med nedenstående elektriske netværk:

Fig. (1.7)



Netværket i fig 1.7 giver samme rateligning som der blev fundet for en partilstand i ligning 1.3.

Hvis der er lige store spændinger over begge kondensatorerne, er systemet i ligevægt, svarende til at elektronfordelingen i partilstanden er boltzmannfordelt, medens en forskel i spændingen på de to kondensatorer, svarer til at der i partilstanden er en koncentration af ladning der ikke er boltzmannsfordelt. Ved brug af regnearter fra elektronikken, findes at relaxationstiden for emsemblet af partilstande kan skrives som

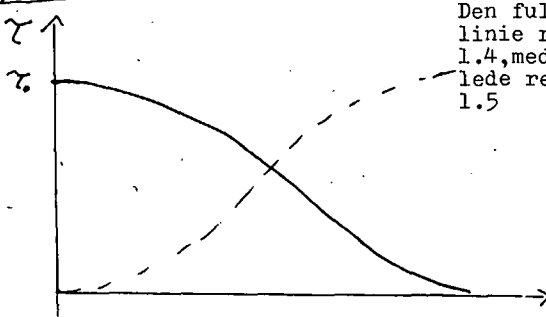
$$\tau = \frac{1}{\omega_{12} + \omega_{21}}$$

Dermed fås for relaxationstiden, hvis ω_{21} som er hopfrekvensen for hop nedad i energi sættes lig en konstant $\frac{1}{\tau_0}$, at

$$(1.4) \quad \tau = \tau_0 \frac{1}{1 + e^{-\frac{q}{k_B T}}}$$

Plottes τ overfor T fås

Fig. (1.8)



Den fuldt optrukne linie refererer til 1.4, medens den stiplede refererer til 1.5

Hvilket stemmer overens med hvad man kunne forvente, nemlig at relaxationstiden mindskes med øget temperatur. Long kommer imidlertid frem til et udtryk for relaxationstiden givet ved

$$(1.5) \quad \tau = \frac{\tau_0}{2} \frac{1}{\cosh\left(\frac{q}{2k_B T}\right)}$$

Forløbet af τ som funktion af T er skitseret ved den stiplede kurve i fig. (1.8)

Vi mener, at Longs beskrivelse (1.5) må være forkert, da hastigheden hvormed partilstanden går mod ligevægt ikke kan øges med faldende temperatur.

Bestemmelse af ledningsevnen ud fra partilstandantagelsen:

Vi vil i det følgende finde et udtryk for ledningsevnen, og sammenholde dette med det af Long fundne udtryk for ledningsevnen.

For et lineært system gælder sammenhængen (se s.32, samt 1.s221)

$$(1.6) \quad \langle x^2 \rangle = 2k_B T J(\omega)$$

Middelfluktuationskvadratet $\langle x^2 \rangle$ til tiden t for hop fra tilstand 1 til 2 kan skrives som

$$\langle x_{12}^2 \rangle(t) = R^2 (1 - e^{-t/\tau}) \frac{t_1}{t_1 + t_2} t_2$$

Dette ses af følgende: fluktuationskvadratet er nul til $t=0$, og kan maksimalt blive R^2 for lange tider. Dette forudsætter imidlertid, at tilstand 1 er besat og tilstand 2 ubesat. Dette er ikke tilfældet, og derfor bliver fluktuationskvadratet begrænset til R^2 ganget med sandsynligheden for at en tilstand er besat, set relativt i forhold til det samlede besætningstal i tilstanden (hvis der netop er 1 elektron i tilstanden, er $t_1 + t_2 = 1$). Desuden skal der ganges med t_2 , da besætningen af tilstand 2 maksimalt kan blive t_2 , hvilket har en begrænsende virkning på fluktuationskvadratet.

På tilsvarende vis findes fluktuationskvadratet for hop fra tilstand 2 til 1, som

$$\langle x_{2,1}^2 \rangle(t) = R^2 (1 - e^{-t/\tau}) \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}$$

og det samlede fluktuationskvadrat bliver derfor

$$(1.7) \quad \langle x^2 \rangle(t) = 2R^2 Q(t) \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}$$

hvor $Q(t) = 1 - e^{-t/\tau}$

Da der gælder følgende sammenhæng mellem hastigheden $V(t)$ af en partikel og krybefunktionen $V(t)$

$$\frac{dV(t)}{dt} = Y(t) = \frac{V(t)}{F} = \frac{V(t)}{eE}$$

hvor F er kraften på elektronen

fås

$$V(t) = \frac{eE \langle x^2 \rangle / 2k_B T}{dt}$$

som ved indsættelse af (1.7) giver

$$V(t) = \frac{eE R^2}{k_B T} \frac{dQ(t)}{dt} \cdot \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}$$

Vi har nu et udtryk for ledningsevnen i tidsbilledet,

som er

$$\Delta(t) = \frac{e^2 R^2 n f_1 f_2}{k_B T (f_1 + f_2)} \frac{dQ(t)}{dt}$$

Ved brug af laplacetransformation, kan $\frac{dQ(t)}{dt}$ udtrykkes i frekvensbilledet. Laplacetransformation kan skrives som

$$\tilde{Q}(w) = s \int_0^\infty Q(t) e^{-st} dt$$

hvor $s = i\omega$

$$\text{Da } \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d(1 - e^{-t/\tau})}{dt} = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

er den laplacetransformerede funktion $Q(w)$ - givet ved

$$Q(w) = \frac{1}{1 + i\omega\tau}$$

og den komplekse frekvensafhængige ledningsevne kan da skrives som

$$(1.8) \quad \tilde{\Delta}(w) = \frac{e^2 R^2 n}{k_B T} \cdot \frac{i\omega}{1 + i\omega\tau} \cdot \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}$$

Besætningssandsynligheden finder Long ved at opskrive tilstandssummen for de mulige elektronkonfigurationer, der kan forekomme i en partilstand, og så derudfra beregne den vægtede besætningssandsynlighed. Long antager, at kun følgende konfigurationer er mulige, dvs. dobbelt besatte tilstande antages ikke at kunne eksistere af energetiske årsager.

Fig. (1.9)

Besætnings antal og placering	Energi af tilstanden	Udætning
0 elektroner i 1 og 0 - " - i 2.	0	1
1 elektron i 1 og 0 - " - i 2	E_1	2
1 elektron i 2 og 0 - " - i 1	E_2	2
1 elektron i 1 og 1 elektron i 2	$E_1 + E_2$	4

Dermed finder Long de vægtede besætningssandsynligheder

h_1 og h_2 som

$$(1.9) \quad h_1 = \frac{\exp(\beta/2 (E_2 - E_1))}{2 [\cosh \beta/2 (E_1 + E_2) + \cosh \beta/2 (E_1 - E_2)]}$$

$$h_2 = \frac{\exp(\beta/2 (E_1 - E_2))}{2 [\cosh \beta/2 (E_1 + E_2) + \cosh \beta/2 (E_1 - E_2)]}$$

hvor $\beta = 1/k_B T$

Udtrykket for ledningsevnen (1.8) er et udtryk for ledningsevnen af partilstande med afstanden R , relaxations-tiden τ og energiforholdet Δ . For at finde stoffets samlede ledningsevne, integreres op over alle partilstande, hvilket i følge Long bliver

(1.10)

$$\tilde{\Delta}(\omega) = \frac{\pi e^2 N^2}{6 k_B T \Delta^2} \iiint R^4 \frac{i\omega}{1+i\omega\tau} \cdot \frac{h_i h_j}{h_i + h_j} d\mathbf{r} d\mathbf{E}_1 d\mathbf{E}_2 \dots$$

hvor N er antallet af lokaliserede tilstande pr. rumfang. Årsagen til at N står i anden potens er den midlings-metode Long anvender.

Udgangspunktet for Long er, at når antallet af lokaliserede tilstande er N , kan der dannes $K_{N,2}$ par, hvor det for $N \gg 2$ gælder at $K_{N,2} \approx N^2/2$. Long forlader herved den tidligere antagelse, om at en partilstand skal betragtes som et isoleret system, da en lokaliseret elektron nu tillades at danne par med alle andre lokaliserede elektroner. Hvis partilstandene var isolerede, ville antallet af par der kunne dannes, være $N/2$. Sammenholdes Longs udtryk (1.10) med (1.8), hvor n som er det antal elektroner der bidrager til ledningsevnen af størrelsesordenen $N/2$, skulle man forvente at ledningsevnen bestemt udfra (1.10) bliver alt for stor. Dette problem reddes dog ved at Long kun tillader pardannelser op til en kritisk afstand R_0 mellem de lokaliserede tilstande. Derved opnås dels, at størrelsen af ledningsevnen bliver kraftigt begrænset, samt at ledningsevnen ikke bliver afhængig af prøvens størrelse, hvilket er tilfældet, hvis der tillades pardannelser over hele stoffets udbredelse.

R_0 er i følge Long den hop-afstand hvor D.C.-ledningsevnen etableres. Hvis parapproximations-antagelsen i Longs udformning skal være karakteriseret ved Mott's $T^{1/4}$ lov, forudsætter det at R_0 er lig med den ved Mott-proceduren fundne optimale hoplængde R_{opt} (se side 35)

Hopsandsynlighedens afhængighed af modelantagelserne.

Indtil videre er der ikke sagt noget om hvordan elektronhopmekanismen for det enkelte par tænkes etableret.

Long forestiller sig at der kan forekomme elektronhop på følgende vis:

1. Barrierehop-antagelse.

Forudsætningen for at en elektron kan skifte plads i partilstanden er klassisk set, at den tilføres energi af størrelsen W_B . Dette er nødvendigt for at komme over energibarrieren. Dette kan foregå via vekselvirkning med phononerne i stoffet på følgende vis. Elektronerne vekselvirker med en phonon med energi $\approx W_B$, og hopper dernæst over energibarrieren, og vekselvirker derpå med gitteret hvorved der dannes en phonon med energien $\approx W_B$. Hopsandsynligheden bliver derved bestemt af antallet af phononer med energi $\geq W_B$.

Phononer er i modsætning til elektroner (fermioner) at betragte som bosoner. D.v.s. at der i en given tilstand kan være et ubegrænset antal phononer. Antallet af phononer ved en given energi er derfor kun bestemt af sandsynligheden for at der er phononer i den givne tilstand, og ikke af tætheden af tilstande som indgår ved bestemmelsen af elektrontætheden.

Tætheden af phononer ved en given energi er derfor bestemt ved

$$n = \frac{1}{e^{(\hbar\omega/k_B T)} - 1}$$

hvor $\hbar\omega$ er energien af tilstanden. Tætheden af phononer med energien Δ vil derfor være bestemt ud fra følgende udtryk, hvor det endvidere er antaget at $W_B \gg k_B T$

$$n \approx e^{-(W_B/k_B T)}$$

Hopsandsynligheden og dermed relaxationstiden τ bliver dermed proportional med $e^{-(W_B/k_B T)}$, og τ_0 i udtrykket for relaxationstiden kan derfor ikke opfattes som konstant, men må få følgende afhængighed

$$(1.11) \quad \tau_0 = \tau_{0B} \exp(-W_B/k_B T)$$

hvor τ_{0B} er af størrelsesordenen en debeyfrekvens som er frekvensen af de mest energirige phononer.

2. Tunneling-antagelse.

Tunneling er et kvantemekanisk fænomen, hvor elektroner (partikler) bevæger sig forbi en energibarriere, som de klassisk set aldrig ville kunne passere. Elektronerne tænkes at kunne passere energibarrieren uden hensyntagen til hvor stor denne er. Sandsynligheden for at passere igennem energibarrieren er dog afhængig af dennes rumlige udbredelse og hopsandsynligheden bliver derfor bestemt af hoplængden. Det antages almindeligvis at bølgefunktionen for en tilstand falder eksponentielt af. For en kuglesymmetrisk tilstand kan bølgefunktionen derfor skrives som

$$\psi \sim \exp - \frac{R}{\lambda}$$

hvor R er afstanden fra centret af bølgefunktionen og

λ er henfaldsparametren for denne.

Hvis det antages at λ er den samme for alle tilstandene, bliver overlappet af bølgefunktionen af størrelsen

$$\exp\left(-\frac{R}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{R}{\lambda}\right) = \exp\left(-\frac{2R}{\lambda}\right)$$

og τ_0 i udtrykket for relaxationstiden kan derfor skrives som

$$(1.12) \quad \tau_0 = \tau_{0+} \exp\left(\frac{2R}{\lambda}\right)$$

hvor τ_{0+} er af størrelsesordenen 10^{-13} s .

3. Polaron tunneling-antagelse.

En mere avanceret hopmekanisme fremkommer når det antages, at elektronerne tunnelerer mellem tilstandene, og at der samtidigt foregår en vekselvirkning mellem elektronerne og gitterionerne. Elektronen og dennes vekselvirkning opfattes som en quasi-partikel, og benævnes en polaron. Det antages at gitteret relaxerer efter ankomsten af en elektron til en ledig plads. Dette medfører at tilstanden får sænket sin energi. Ved hop til en anden tilstand, skal elektronen derfor have tilført energi. Tunnelingsandsynligheden kan da skrives som

$$(1.13) \quad \tau_0 = \tau_{0p} \exp\left(\frac{W_H}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{2R}{\lambda}\right)$$

hvor W_H er aktiveringsenergien for polaronen.

Det er her antaget, at W_H er uafhængig af hoplængden og dette gælder hvis udstrækningen af polaronen er lille, d.v.s. den rækker kun til nærmeste nabo. Hvis polaronen har en udstrækning på mange gitterafstande, bliver W_H en funktion af hoplængden. Umiddelbart minder aktiveringsenergien i polaronmodellen om aktiveringsenergien i barrierehopmodellen, og modelmæssigt er der heller ingen forskel, selv om det er to forskellige fænomener.

For at modellen skal have sin rimelighed, må det gælde at W_H er væsentlig mindre end energibarrieren W_B i barrierehopmodellen. Dette skyldes, at forudsætningen for tunneling-antagelsen er at energibarrieren er stor sammenlignet med $k_B T$. Dette medfører, at ingen elektroner kan komme over energibarrieren, men må nødvendigvis tunnele for at komme over i en anden tilstand.

Hvis W_H var af samme størrelse som W_B , ville der for temperaturer hvor $W_B \approx k_B T$ og dermed $W_H \approx k_B T$ være et anseligt antal elektroner der passerede over energibarrieren og tunnelings-antagelsen ville bryde sammen.

Her er kun trukket de grundlæggende antagelser op, og disse kan så i større eller mindre grad sophistikeret til nogle ret kompliserede udtryk. Vi vil ikke komme ind på de mere sophistikeret udtryk, da disse er ret vanskelige at tolke fysisk, og de er derfor ikke umiddelbart med til at øge forståelsen for de mekanismer der er i spil i stoffet. Men de mere kompliseret udtryk fitter som regel bedre til de eksperimentelle data, men ikke nødvendigvis til forståelsen.

De konkrete udtryk for ledningsevnen.

Ved brug af de forskellige udtryk for relaxationstiden, kan de konkrete ledningsevneudtryk ved hjælp af en række tilnærmelser bestemmes. Long får for de tre modeltyper følgende udtryk for realdelen af ledningsevnen

Skema (1.1)

Model	Δ_1	α	β
Tunneling	$\frac{\pi^4 e^2 N^2 k_B T R_w^4 \lambda}{24 \cdot \Delta^2}$	$1 + \frac{4}{\ln(w T_{00})}$	1
$\Delta < k_B T$ Barrier hop $\Delta > k_B T$	$\frac{\pi^3 N^2 e e_0 w R_w^6}{24}$ $\frac{\pi^5 N^2 k_B^2 T^2 e e_0 w R_w^6}{12 \cdot \Delta^2}$	$1 - \frac{6 k_B T}{V_H + k_B T \ln w T_{00}}$	$-(1-\alpha) \ln w T_{00}$ $2 - (1-\alpha) \ln w T_{00}$
Polaron tunneling V_H konstant	$\frac{\pi^4 e^2 N^2 k_B T R_w^4 \lambda}{24 \Delta^2}$	$1 + \frac{4}{\frac{V_H}{k_B T} + \ln w T_{00}}$	$1 - \frac{4}{\left(\frac{k_B T}{V_H}\right) \ln w T_{00}}$

α og β i skemaet er bestemt ud fra ønsket om at kunne præsentere ledningsevnen på følgende form

$$(1.14) \quad \Delta(w) \sim w^\alpha T^\beta$$

Det fremgår, at ledningsevnen for alle modelantagelser kan skrives som en eksponentlov, hvor eksponenten så kan være mere eller mindre kompliseret.

For tunneling modellen er α givet ved

$$\alpha = 1 + \frac{4}{\ln(w T_{00})}$$

D.v.s. α er her temperaturuafhængig, men frekvensafhængig. Dog ikke særlig meget, for hvis vi indsætter hhv.

100 Hz og 200 KHz fås

værdier af α på 0,83 og 0,86 hvilket betyder at man skal have en måle nøjagtighed på under 1% for at kunne eftervise sådan en frekvensafhængighed. Vi vil senere kort diskutere hvorledes vores måleresultater fitter til modelforudsigelserne i parapproximationsmodellen.

Opsummering.

Der er efter vores opfattelse flere grunde til ikke at tillægge parapproximationsmodellen en afgørende betydning i forbindelse med den teoretiske fortolkning af vores måleresultater.

For det første er Longs udtryk for hopfrekvensen i strid med hvad der er rimeligt at antage, nemlig at relaxationsprocessen forløber hurtigere med stigende temperaturer.

For det andet er opsummeringsproceduren for partilstandene problematisk, da der medregnes alt for mange mulige pardannelser. Indførelsen af en maksimal hoplængde er efter vores mening blot en antagelse, der skal rette op på et fejlagtigt udtryk for ledningsevnen for at sikre, at det får den rigtige størrelsesorden.

Det væsentligste kritikpunkt er måske nok, at der i modelantagelserne slet ikke er taget højde for det problem der opstår ved at elektronerne ikke kan komme til for hinanden. Dette opstår som følge af, at forudsætningen for at et elektronehop kan finde sted er, at der eksisterer en tom plads at hoppe til. I et næsten ubesat gitter er dette ikke noget problem, men med øget besætningssandsynlighed, vokser problemerne med at finde ledige pladser. Problemet med at finde ledige pladser kan i sig selv give anledning til en frekvensafhængighed, hvilket vi vil diskutere i næste afsnit.

Mott's $T^{1/4}$ lov.

Til beskrivelse af amorfe stoffers D.C.-ledningsevne, har Mott (8) beskrevet en metode til bestemmelsen af ladningstransporten via de lokaliserede tilstande i stoffet. Metoden er ikke særlig konsistent og er på en lang række punkter baseret på tvivlsomme antagelser.

På den anden side er det $T^{1/4}$ loven der oftest refereres til i forbindelse med tolkning af D.C.-ledningsevne målinger på amorfe halvledere. Vi vil derfor i det følgende udlede $T^{1/4}$ loven, og diskutere nogle svage punkter i den.

Et stofs ledningsevne stammende fra ladningstransport via lokaliserede tilstande, er resultat af en opsummering over hele stoffet af elektronhop fra en tilstand til en anden. På fig. (1.12) er vist hvordan tilstanden tænkes fordelt i rum og energi.

Fig. 1.12



Tilstandene tænkes ligeligt fordelt i energi og sted og overgangen fra en tilstand til en anden antages at foregå ved tunneling. Hopsandsynligheden som beskriver antal hop pr. tidsenhed, bliver dermed proportional med en faktor af størrelsen

$$\exp(-\frac{2R}{\lambda})$$

hvor $1/\lambda$ er decay-parametren af bølgefunktionen (se side (25)).

Endvidere vil hopsandsynligheden være bestemt af energiforskellen mellem tilstandene. Energiforskellen medfører at besætningsandsynlighederne for de to tilstande er forskellige, og dermed bliver hopsandsynlighederne også nødvendigvis forskellige for at opretholde princippet om detaljeret balance (se side (18)).

For hop nedad i energi kan hopfrekvensen sættes lig med en konstant ν_f og for hop opad i energi fås derved

$$P \sim \nu_f \exp(-\frac{W}{k_B T}) \quad \text{hvor } W \text{ er energi-differensen mellem tilstandenes energier.}$$

Hopfrekvensen for hop opad i energi kan derfor sættes lig med

$$1.20 \quad W > 0, \quad P = \nu_f \exp(-\frac{2R}{\lambda}) \exp(-\frac{W}{k_B T})$$

og for hop nedad i energi fås

$$1.21 \quad W < 0, \quad P = \nu_f \exp(-\frac{2R}{\lambda})$$

Da elektronerne kun kan skifte energi ved vekselvirkning med gitteret, antages ν_f at være af størrelsesordenen en fononfrekvens.

Det ses, at hopfrekvensen for hop opad i energi, er væsentlig mindre end hopfrekvensen for hop nedad i energi. I middel må foregå lige mange hop opad som nedad i energi for at der ikke skal foregå en energiopsamling i stoffet. Dermed er det hopfrekvensen for hop opad i energi (1.20) der bliver den bestemmende for ladningstransporten gennem stoffet.

For elektronhop opad i energi er der altså to parametre der er bestemmende for hvorhen den hopper, dels decay-parametren, som udtrykker hvor kraftigt tilstanden er lokaliseret og som bevirker at der er større sandsynlighed for at hoppe til nærliggende end fjerntliggende tilstande. Og dels energiforskellen mellem tilstandene, som gør det energetisk fordelagtigt at hoppe

langt, da sandsynligheden for at finde en tilstand, hvor W er lille øges med hoplængden, da der bliver flere tilstande at vælge imellem. Der opstår derved en balance, mellem de to bestemmende parametre, som medfører at der vil være en given hoplængde, der vil være den mest sandsynlige. Denne hoplængde vil dog være temperaturafhængig, da forholdet $W/k_B T$ ændrer sig med temperaturen, og der vil da til enhver temperatur eksistere en mest sandsynlig hoplængde og det er heraf navnet variabel hoplængde-model er afledt.

Udledning af $T^{1/4}$ -loven.

Vi vil til udledning af $T^{1/4}$ -loven benytte os af den specielle variant af fluktuationsdissipationsteoremet, der siger, at for et lineært system

, vil der være følgende sammenhæng mellem partiklernes breddefunktion $\chi(t)$ og krybefunktionen $J(t)$.

$$1.23 \quad \chi(t) = 2 k_B T J(t)$$

hvor $J(t)$ betegner sammenhængen mellem kraften på partikel og forskydningen af denne.

Breddefunktionen $\chi(t)$ angiver middelforskydningskvadratet til tiden t . For en partikel der kun kan bevæge sig i en dimension, gælder derfor at

$$\chi(t) = \langle (x(t) - x(0))^2 \rangle$$

Forudsætningen for anvendelse af F.D.teoremet, er som nævnt ovenfor, at der på systemet virker en enheds-kraft. Vi anvender F.D.teoremet på system hvor kraften vi påtrykker er V/l , hvor V er spændingen over samplet og l er samplet tykkelse. Dette er som nævnt den makroskopiske kraft vi påtrykker, men vi anvender F.D.-teoremet mikroskopisk på de enkelte elektroner, og spørgsmålet er så om de mærker en kraft svarende til den makroskopiske påtrykte, eller der i stoffet dannes lokale felter der ændrer den resulterende kraft der påvirker den enkelte elektron. Dette kan vi ikke umiddelbart afgøre, men vi vil antage at vi kan anvende F.D.-teoremet på systemet, hvor den makroskopiske kraft så indgår som en middelforskydningskraft på elektronerne.

Bevægelsen af elektronerne mellem de lokaliserede tilstande kan opfattes som en hopdiffusion og (1.23) kan da skrives som $\chi(t) = 2 D t$ hvor D er diffusionskonstanten udtrykt ved $D = R^2/2\tau$, hvor R udtrykker hoplængden og τ middelforskydningstiden mellem to hop. Sammenholdes (1.23) og (1.23b) fås dermed

$$1.24 \quad J(E) = \frac{D^2}{k_B T} = \frac{R^2}{2 k_B T \tau}$$

Forudsætningen for at ovenstående er rigtigt, er følgende:

1. at vi befinder os i den klassiske grænse, hvor der ikke skal regnes kvantemekanisk.
2. at det er ubesat gitter der frit kan hoppes rundt i.
3. at hoplængden R er konstant.

Tidligere er der argumenteret for at R varierede, men det var i forhold til temperaturen. Derfor er det ikke i modstrid med det foregående, at regne R for værende konstant i tiden for en given temperatur.

Det ubesatte gitter er derimod en idealisation, og det er i et andet kapitel vist, at krybefunktionens udseende er afhængig af besætningstallet i gitteret, så der er her tale om en fejl i modellen som vil blive omtalt senere.

Det gælder følgende sammenhæng mellem admitansfunktionen og krybefunktionen

$$Y(E) = \frac{dJ(E)}{dE}$$

og ved indsættelse af (1.24) fås

$$Y(E) = \frac{dR^2/2k_B T}{dE} = \frac{R^2}{2k_B T \tau}$$

For en partikel er der følgende sammenhæng mellem hastigheden V og admitansen

$$V = F \cdot Y(E)$$

hvor F er kraften på partiklen. Kraften på elektronerne skyldes det elektriske felt og er lig med feltet E gange ladningen e . D.v.s.

$$V = e \cdot E \cdot Y(E)$$

Mobiliteten af et system er defineret som ladningernes driftshastighed pr. feltenhed, d.v.s.

$$\mu = V/E$$

og dermed fås ved indsættelse

$$1.25 \quad \mu = e Y(E) = \frac{e R^2}{2 k_B T \tau}$$

Ledningsevnen i stoffet kan dermed bestemmes ud fra

1.26

$$\Delta = e \mu N$$

hvor N er antallet af ledningsbærere.

Mott antager at antallet af ledningsbærere der bidrager til ledningstransporten, kan sættes lig med antallet af elektroner i et interval $\pm k_B T$ omkring E_F . D.v.s.

$$N = N(E_F) 2 k_B T$$

Dermed fås

$$1.27 \quad \Delta = e \mu N(E_F) 2 k_B T = \frac{e^2 R^2 N(E_F)}{\tau}$$

Der står nu tilbage at finde et udtryk for τ , som er middelhop tiden.

I og for sig er det en grov tilnærmelse, at ville bestemme ledningsevnen ud fra en middelhop tid for elektronerne.

Det må være således, at ledningsevnen af et stof vil være bestemt af de veje elektronerne via hop mellem lokaliserede tilstande kan danne gennem stoffet. Ledningsevnen af en sådan vej bliver så begrænset af de hop der har den laveste hopfrekvens, og dermed kan størrelsen af ledningsevnen ikke umiddelbart bestemmes ud fra en middelhopfrekvens af de enkelte hop.

Mott bestemmer ledningsevnen ud fra en ^{sådan} optimalhopfrekvens som bestemmes af udtrykket

$$1.28 \quad \frac{1}{\tau_{opt}} = P_{opt} = \frac{1}{V} \exp\left(-\frac{2 R_{opt}}{\lambda} - \frac{\langle W \rangle}{k_B T}\right)$$

hvor W er middelennergiforskellen mellem tilstandene beliggende indenfor en kugle med radius R_{opt} . Indenfor denne kugle vil der være et antal tilstande pr. energi der kan hoppes til som er

$$n_{opt} = \frac{4\pi}{3} R_{opt}^3 N(E_F)$$

Middelennergiafstanden mellem disse tilstande er derfor

$$\langle W \rangle = \frac{1}{n_{opt}} = \frac{3}{4\pi R_{opt}^3 N(E_F)}$$

For hopraten fås dermed

$$1.29 \quad P_{opt} = \frac{1}{V} \exp\left(-\frac{2 R_{opt}}{\lambda} - \frac{3}{4\pi R_{opt}^3 N(E_F) k_B T}\right)$$

Den optimale (maksimale) hoprate findes når eksponenten er mindst mulig. Ved differentiation af eksponenten kan minimumsværdien af udtrykket findes, hvilket giver

$$1.30 \quad R_{opt} = \lambda \frac{3}{8} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad \text{hvor } T_0 = \frac{512}{9\pi} \frac{1}{\lambda k_B N(E_F)}$$

og deraf følger ved indsættelse i (1.29) at

$$1.31 \quad \frac{1}{T_{opt}} = R_{opt} = \frac{1}{4} \exp \left(- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right)$$

Indsættes 1.30 og 1.31 nu i udtrykket for ledningsevnen fås derved

$$L = N(E_F) e^2 v R_{opt}^2 \exp \left(\left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right)$$

hvilket kan skrives som

$$1.32 \quad L = L_0 \exp \left(- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right)$$

$$\text{hvor } L_0 = v e^2 \cdot \sqrt{\frac{9}{8\pi} \frac{N(E_F) \cdot \lambda}{k_B T}}$$

Dette er udtrykket for Mott's $T^{1/4}$ lov.

L_0 er imidlertid også temperaturafhængig, men med en meget mindre temperaturafhængighed end eksponentleddet. Eksponenten $1/4$ er fremkommet p.gr.a. den valgte midlingsprocedure, der gik ud på at betragte mulige hop indenfor en kugle med radius R_{opt} . Hvis man anvender en anden midlingsprocedure, kan der fremkomme andre eksponenter end $1/4$. Hvis man f.eks. ikke tillader elektronerne frit at vælge i rummet, d.v.s. i tre dimensioner, men begrænser dem til at hoppe i et n -dimensionelt rum, får man en opførsel af ledningsevnen der bliver proportional med $\exp \left(- \left(\frac{1}{T} \right)^{1/n} \right)$. Hvis samplet består af en tynd film, hvor tykkelsen af filmen er sammenlignelig

med hoplængden, vil elektronerne kunne opfattes som hoppende rundt i et to-dimensionalt gitter, og der kan da forventes en $\exp \left(- \left(\frac{1}{T} \right)^{1/2} \right)$ afhængighed af ledningsevnen. Endvidere bliver T_0 afhængig af tykkelsen og for rent to-dimensionelle hop fås

$$T_0 = k_{B0} \cdot \frac{1}{N(E_F) k_B \lambda^2}$$

Dette er undersøgt rent eksperimentelt af bl.a. P. Viscor (1979) der ved målinger på samler med tykkelser varierende fra 22 Å til 937 Å, finder en $\left(\frac{1}{T} \right)^{1/3}$ afhængighed af ledningsevnen. Han mener imidlertid ikke at observationen underbygger den variable hoplængdemodel, da han ved undersøgelsen af ledningsevnen's afhængighed af tykkelsen ikke finder overensstemmelse mellem teori og eksperiment.

Ovenfor er udledt et udtryk for ladningstransporten via elektronhop over variabel afstand i de lokaliserede tilstande omkring E -fermi.

Ladningstransporten gennem gitteret kan imidlertid foregå på en del forskellige måder, hvilket vi vil beskrive i det følgende.

I udtrykket for R_{opt} (1.30) ses det at for voksende temperatur, vil den optimale hoplængde blive mindre, og for en given temperatur vil alle hop foregå til nærmeste nabo.

Hopsandsynligheden for hop til nærmeste nabo, kan skrives som

$$P = \frac{1}{4} \exp \left(- \frac{2R_n}{\lambda} - \frac{W_n}{k_B T} \right)$$

og da R_n er temperaturafhængig, fås

$$P \sim \exp \left(- \frac{W_n}{k_B T} \right)$$

hvilket fører til at ledningsevnen ved nærmeste nabohop kan skrives som

$$1.33 \quad L_n = L_{N0} \exp \left(- \frac{W_n}{k_B T} \right)$$

Der er også mulighed for at der kan forekomme ladnings-transport via elektroner der existeres op i de lokaliserede tilstande ved båndkanten (se fig. (1.5)).

Dette ledningsevnebidrag vil være af størrelsen

$$1.34 \quad \Delta = \Delta_1 \exp - \left(\frac{E_A - E_F + W_A}{k_B T} \right) = \Delta_1 \exp - \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right)$$

hvor W_A er aktiveringsenergien for hop mellem de lokaliserede tilstande ved båndkanten. Størrelsen af W_A burde, som vist tidligere for hop mellem lokaliserede tilstande omkring E_A , være afhængig af temperaturen, men da $E_A - E_F$ er væsentlig større end W_A , kan W_A uden at der begås en større fejl, regnes for konstant, og ledningsevnen får da en $\exp(-\frac{\Delta}{k_B T})$ afhængighed.

Der kan også forekomme ladningstransport via udstakte tilstande, hvis der existeres lokaliserede elektroner op op i de udstrakte tilstande i ledningsevnebåndet. Temperaturafhængigheden af ledningsevnen vil her være bestemt af elektrontætheden som tilnærmelsesvis vil være boltzmannfordelt. Dermed fås

$$1.35 \quad \Delta = \Delta_2 \exp \left(- \frac{W_E}{k_B T} \right)$$

hvor W_E er aktiveringsenergien, der er af størrelsen den halve båndbredde.

Den samlede ledningsevne af stoffet vil da være givet ved summen af bidragene fra de tre ledningsevne mekanismer.

Hvis vi befinder os ved så lave temperaturer, at hop omkring E -fermi ikke foregår til nærmeste nabo, kan den samlede ledningsevne skrives som

$$1.36 \quad \Delta = \Delta_0 \exp \left(- \frac{T_F}{T} \right)^{1/4} + \Delta_1 \exp - \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right) + \Delta_2 \exp - \left(\frac{W_E}{k_B T} \right)$$

Hvilke mekanismer der er de dominerende ved en given temperatur, er betinget af størrelsesforholdet mellem Δ_0 , Δ_1 og Δ_2 , og dels af størrelsen af aktiveringsenergiene Δ og W_E .

Δ_2 anslås af Mott til at være af størrelsen

$$100 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} < \Delta_2 < 600 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$$

Δ_1 er flere størrelsesordner mindre, af Mott anslået til at være af størrelsesordenen $1 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, hvilket hovedsageligt skyldes at tilstandstætheden $N(E)$ for $E = E_A$ er væsentlig mindre end for $E = E_C$ (se fig. (1.5)). Endvidere spiller det også ind, at mobiliteten i lokaliserede tilstande er mindre end mobiliteten i udstrakte tilstande (Mott 8. side 220)

Samlet kan det siges, at for høje temperaturer vil bidraget til ledningsevnen fra de aktiverede led, være de dominerende, medens for lave temperaturer vil man kunne se en $(\frac{1}{T})^{1/4}$ opførsel.

D.C.-ledningsevnen bestemt ud fra barriere-hop-antagelsen.

I stedet for antagelsen om at elektronhop foregår via tunneling, kan man antage, at elektronhop foregår via hop over energibarrieren mellem tilstandene.

Hvis energibarrieren kan beskrives på følgende vis

$$V_B = V_m - \frac{e^2}{\pi \epsilon \epsilon_0 R} \quad (\text{Long})$$

kan hopraten for hop opad i energi skrives som

$$p = \exp\left(-\left(V_B - \frac{V}{k_B T}\right)\right)$$

hvor V er energiforskellen mellem tilstandene.

Andvendes samme optimeringsprocedure som ved tunneling antagelsen, fås

$$R_{opt} = \exp\left(\frac{-V_m + \frac{e^2}{\epsilon \epsilon_0 R_{opt}}}{k_B T} - \frac{3}{4\pi R_{opt}^3 N(E) k_B T}\right)$$

hvilket medfører at der for R_{opt} findes

$$R_{opt} = \sqrt{\frac{3 \epsilon \epsilon_0}{2 N(E) e^2}}$$

som i modsætning til den optimale hoplængde bestemt ved tunneling antagelsen, er temperaturafhængig.

Ved indsættelse i udtrykket (1.27) fås for ledningsevnen følgende

$$1.37 \Delta = \frac{\epsilon \epsilon_0 V}{2} \exp\left(\frac{\left(\frac{e^2}{\epsilon \epsilon_0 R_{opt}}\right) - V_m - \left(\frac{3}{4 R_{opt}^3 N(E)}\right)}{k_B T}\right)$$

For lave temperaturer er det en eksperimentel erfaring, at temperaturafhængigheden af D.C.-ledningsevnen går som $\exp\left(\frac{1}{T}\right)^{1/4}$. Dette kan ledningsevneudtrykket bestemt ud fra barrierehop antagelsen ikke redegøre for, hvilket underbygger rimeligheden i antagelsen om at elektronhop mellem de lokaliserede tilstande omkring E -fermi foregår via tunneling.

Kritik af parapproximationen.

Den grundlæggende antagelse i parapproximationen er, at elektronhop **processer** i et gitter, bestående af lokaliserede tilstande, hvoraf ca. halvdelen er besat med elektroner, approximativt kan beskrives ved elektronhop-processer i partilstande, som hver for sig er isoleret fra omgivelserne.

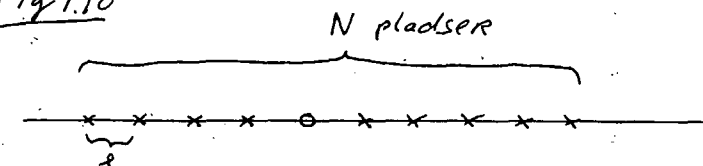
Vi skal i det følgende argumentere for, at der ved denne approximation ses bort fra et aspekt af hop-processerne, som formentlig er af væsentlig betydning for den karakteristiske ω^2 -opførsel, som ses i den frekvensafhængige ledningsevne for bl.a. amorft Germanium.

Det aspekt ved hop-processerne der ses bort fra ved parapproximationen er, at i et gitter bestående af lokaliserede tilstande, hvor ca. halvdelen af de lokaliserede tilstande er besat med elektroner, eksisterer der en køproblematik, således at de enkelte elektronhop ikke er indbyrdes uafhængige.

For nærmere at belyse denne køproblematik, vil vi i det følgende se bort fra den rumlige og energetiske uorden i gitteret, og desuden antage at elektronerne kun kan hoppe til nærmeste nabo.

Vi ser først på en situation, hvor køproblematikken er særlig udpræget, nemlig et en-dimensionalt gitter med højt besætningstal BS (BS angiver den brøkdelen af samtlige pladser som er besatte) (se fig. (1.10))

Fig 1.10



x: Besat plads

o: tom plads

For $B_S \approx 1$ kan vi beskrive middelforskydningskvadratet for de tomme pladser analogt med middelforskydningskvadratet for frie partikler, d.v.s.

$$(1.15) \quad \Delta_{hul}(t) = \langle (x(t) - x(0))^2 \rangle = l^2 \frac{t}{\tau}$$

hvor l er gitterlængden (se fig. (1.10)) og τ er middelhøftiden for den tomme plads.

For $t/\tau < 1$ vil der i middel være $(1-B_S)N \frac{t}{\tau}$ huller som hver har forskudt sig en gitterlængde. Der må derfor tilsvarende ligeså være $(1-B_S)N \frac{t}{\tau}$ elektroner, som har forskudt sig en gitterlængde. Da der ialt er $B_S \cdot N$ elektroner får vi for $t/\tau < 1$ at middelforskydningskvadratet for elektroner er

$$(1.16) \quad \Delta_{elek}(t) = \frac{(1-B_S)}{B_S} \frac{t}{\tau} l^2 \quad \text{for } \frac{t}{\tau} < 1$$

For $t/\tau \gg 1$ vil til tiden t i middel hver af de $(1-B_S)N$ huller have forskudt sig $\sqrt{\frac{t}{\tau}}$ gitterlængder (jnf. 1.15). Hvert hul giver herved anledning til at $\sqrt{\frac{t}{\tau}}$ elektroner forskyder sig hver en gitterlængde. D.v.s. at for $t/\tau \gg 1$ vil til tiden t ialt $(1-B_S)N \sqrt{\frac{t}{\tau}}$ elektroner hver have forskudt sig en gitterlængde. Middelforskydningskvadratet for elektronerne bliver herved

$$(1.17) \quad \Delta_{elek}(t) = l^2 \frac{(1-B_S)}{B_S} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \quad \text{for } \frac{t}{\tau} \gg 1$$

Benyttes parapproximationen på et gitter med konstant gitterlængde l og forudsætter vi at elektronerne kun kan hoppe til nærmeste nabo, kan vi finde et udtryk for middelforskydningskvadratet som gælder for både en, to og tre dimensionale gitre.

Der gælder, at sandsynligheden for at en partilstand består af en besat og en ubesat tilstand er

$$2 B_S (1-B_S)$$

Endvidere er middelforskydningskvadratet for en partilstand jnf. forrige afsnit, analogt med middelforskydningskvadratet, svarende til et R-C led, d.v.s.

$$\Delta_{par}(t) \sim (1 - e^{-t/\tau})$$

Da afstanden mellem to tilstande i en partilstand er gitterlængden l , får vi

$$(1.18) \quad \Delta_{par}(t) = 2 B_S (1-B_S) l^2 (1 - e^{-t/\tau})$$

(1.18) gælder specielt for et en-dimensionalt gitter med højt besætningstal, og kan derfor sammenlignes med udtrykkene 1.16 og 1.17. Det ses, at parapproximationen kun giver en tilnærmedesvis korrekt beskrivelse for $t/\tau < 1$. For $t/\tau < 1$ gælder $e^{-t/\tau} \sim 1 - \frac{t}{\tau}$ og 1.18 giver derfor

$$(1.19) \quad \Delta_{par}(t) \sim 2 B_S (1-B_S) l^2 \frac{t}{\tau}$$

hvilket er i nogenlunde overensstemmelse med udtrykket

$$(1.16)$$

Vi skal i et senere afsnit vise, at $\Delta(t) \sim t^\alpha \Rightarrow Y(i\omega) \sim (i\omega)^{-\alpha}$ hvor $Y(i\omega)$ er den komplekse frekvensafhængige ledningsevne. Udtrykket (1.17) giver derfor anledning til

$$Y(i\omega) \sim (i\omega)^{-1/2}$$

altså en α -opførsel med $\alpha = 1/2$.

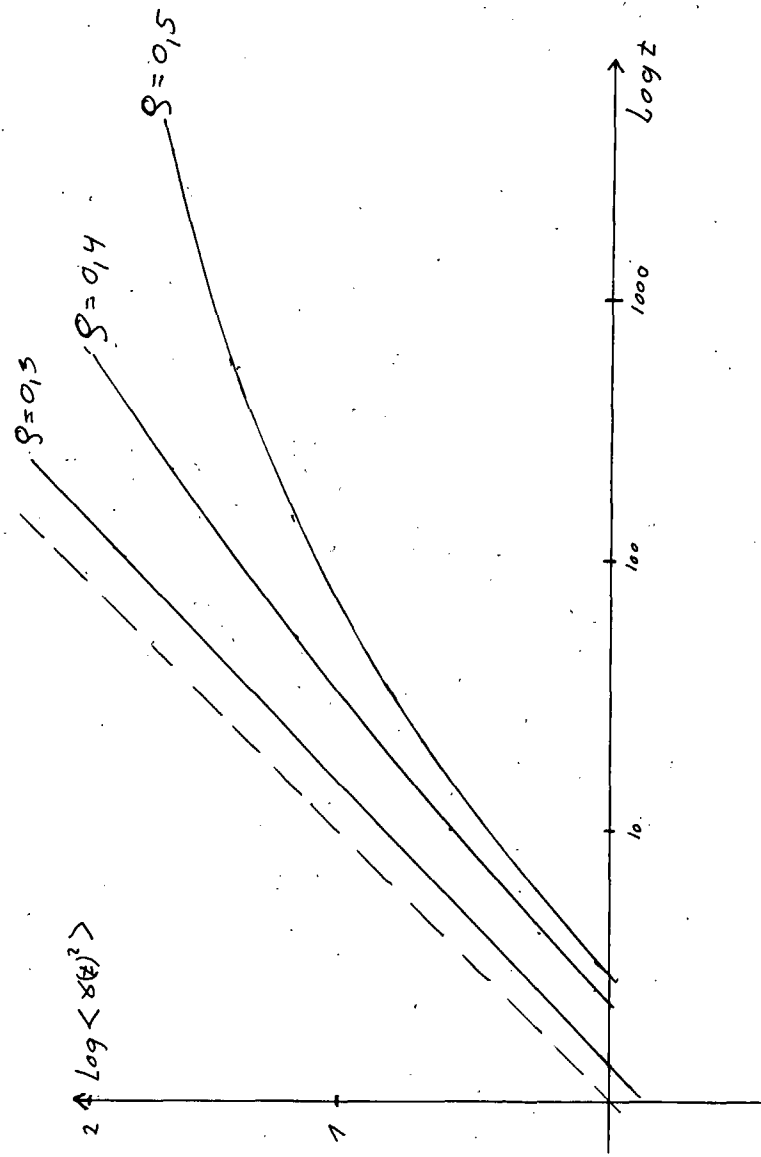
Det tilsvarende udtryk (1.18) baseret på parapproximationen er analogt med et R-C led og giver derfor

$$Y(i\omega) \sim \frac{i\omega}{1 + i\omega\tau}$$

Vi ser altså at køproblematikken er i stand til at give anledning til en α -opførsel som parapproximationen ikke er i stand til at gøre rede for.

Effekten af køproblematikken for varierende besætningstal kan nemmest belyses ved en Monte-Carlo-model, der simulerer nærmest-nabo-hop i et gitter med konstant længde og varierende besætningstal. Fig. (1.11) viser resultater af kørsler med en sådan Monte-Carlo-model.

Fig 1.11



Køproblematikken er i modellen simuleret ved at lade en partikel hoppe nærmeste nabohop i et kvadratisk gitter med 100×100 gitterpladser, hvoraf $\rho \times 100^2$ er "forbudte" pladser. Kurverne i fig 1.11 er baseret på flere hundrede kørsler. I hver kørsel er der kun en partikel der hopper, og de "forbudte" pladser's stedlige placering er konstant for hver enkelt kørsel. Tiden som er angivet i fig 1.11 er målt i antal middelhoptider.

Kurverne i fig 1.11 bekræfter ikke direkte at køproblematikken giver anledning til en α opførsel, men kurverne hvor besætningstallet ρ er hhv. 0.4 og 0.5 bekræfter at køproblematikken ved disse besætningstal har en væsentlig betydning for det kvalitative udseende af breddefunktionen.

Parapproximationsudtrykket svarende til kurverne i fig 1.11 er givet ved udtrykket 1.18 som for $\frac{t}{\tau_n} \rightarrow \infty$ giver mætningsværdien

$$\chi\left(\frac{t}{\tau_n} \rightarrow \infty\right) = 2 B_S (1 - B_S) l^2.$$

I kurverne i fig 1.11 er $l=1$. Og da $0 < B_S < 1$ er $2 B_S (1 - B_S) < 1$ og dermed fås at $\log\left(\frac{t}{\tau_n} \rightarrow \infty\right) < 0$. Parapproximationen er derfor en dårlig beskrivelse af kurverne i fig 1.11.

Vi skal nævne at betingelsen for at parapproximationen giver anledning til en α opførsel er at hopprocesserne finder sted i et rumligt og/eller energetisk uordnet gitter. Denne α opførsel fremkommer fordi breddefunktionen $\chi(t)$ i parapproximationen for et rumligt og/eller energetisk uordnet gitter, dannes ved superposition af breddefunktionerne for de enkelte partilstande.

Breddefunktionen for en partilstand har formen

$$\chi_n(t) = R_n^2 (1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}) f(E_1, E_2)$$

hvor R_n er afstanden mellem de to tilstande i parret, τ_n er relaxationstiden for partilstanden og E_1 og E_2 er

energien af de to tilstande i parret. Ved superponering af udtryk af formen 1.9 fås en α opførsel som altså er resultat af den rumlige og/eller energetiske uorden, der medfører mange individuelle parrelaxationstider idet $\chi(E; E_2; R)$

Vi kan konkludere at køproblematikken formentlig er af væsentlig betydning for den karakteristiske α opførsel som ses i den frekvensafhængige ledningsevne for bl.a. amorft germanium. Endvidere at der i parapproximationen begås en væsentlig fejl ved at der i denne approximation ses bort fra køproblematikken.

Vi skal nævne at den ovenfor beskrevne simulationsmodel, der er konstrueret af Jørgen Larsen, som er lærer på instituttet, kun simulerer nærmest nabohop. Vi har konstrueret en tilsvarende model for variabel hoplængde baseret på tunnelingantagelsen. P.g.a. vores computers kapacitet har vi imidlertid ikke ud fra denne model været i stand til at få statistisk pålidelige resultater.

Om andre analytiske metoder til bestemmelse af den frekvensafhængige ledningsevne.

Hovedtankegangen i de analytiske metoder kan skitseres på følgende måde:

Man forestiller sig et gitter, hvori de lokaliserede tilstande har en eller anden fordeling i sted og energi. Elektronerne er fermifordelt på disse lokaliserede tilstande og hopper fra en lokaliseret tilstand til en anden med en vis hopsandsynlighed, hvis nærmere udseende afhænger af hvilken konkret model man vælger (f.eks tunnelingmodel, polaronmodel). Matematisk kan systemet beskrives ved et sæt differentiaalligninger, der udtrykker partikelbevarelse for systemet. Ud fra disse differentiaalligninger kan man så i princippet udregne middelforskydningskvadratet (breddefunktionen) for partiklerne til et vilkårligt tidspunkt. F.D-teoremet giver så den generelle sammenhæng mellem breddefunktionen $\chi(t)$ og det lineariserede respons $\mathcal{J}(t)$ (den tidsafhængige krybefunktion). Den frekvensafhængige ledningsevne for systemet findes ved laplacetransformation af $\mathcal{J}'(t)$. I de analytiske metoder som omtales i det følgende benyttes andre lineariseringsmetoder end den før omtalte. Den grundlæggende forskel mellem de forskellige analytiske metoder består i den måde hvorpå man kommer frem til en tilnærmet løsning af differentiaalligningssystemet der beskriver hopprocesserne.

Percolationsmetoder.

Med percolationsmetoder menes her metoder hvor differentiaalligningssystemet "oversættes" til et elektrisk netværk, som så reduceres ved brug af percolationsteori. Percolationsteori beskæftiger sig med problemer hvor klassiske partikler bevæger sig rundt i et medium med tilfældigt fordelte spredningscentre med givne egenskaber. Partiklernes bevægelse bestemmes ud fra mediets egenskaber i modsætning til diffusionsprocesser, hvor

man normalt betragter hver spredningsproces som statistisk uafhængig af spredningsprocessernes og partiklernes historie. Percolationsteorien er specielt velegnet til reduktion af elektriske netværk, men beskæftiger sig altså med en mere generel problemstilling.

Fidusen med at oversætte differentiaalligninger til elektriske netværk er tidligere omtalt i forbindelse med parapproximationen, hvor vi oversatte differentiaalligningen for hop mellem to lokaliserede tilstande til en kondensator i serie med en modstand. Forestiller man sig et elektrisk netværk for det samlede system af hopprocesser bliver det umiddelbart klart, at man ikke kan finde systemets D.c.-ledningsevne ved en midlingsprocedure som ved Mott-proceduren. I percolationsmetoder finder man D.c.-ledningsevnen for systemet ved (stort set) at benytte hovedprincipperne:

1. D.c.-ledningsevnen er bestemt af den vej gennem systemet som har den største ledningsevne.

2. For en vilkårlig vej gennem systemet bestemmes vejens ledningsevne af den største modstand "på vejen".

Ud fra sådanne betragtninger er man via percolationsmetoder i stand til at reproducere Motts $T^{1/4}$ lov. Prefaktoren Δ_0 kan dog ikke bestemmes ved percolationsmetoden. Butcher og Hayden (6. side 567) har ved brug af percolationsmetoden fundet at systemets samlede ledningsevne kan beskrives ved,

$$\Delta_1 = \Delta_{dc} + \Delta_1(\omega)$$

$$\Delta_2 = \Delta_2(\omega)$$

hvor Δ_{dc} er givet ved Mottloven og $\Delta_1(\omega)$ og $\Delta_2(\omega)$ er bestemt ved parapproximationen.

CTRW-metoden. (Continues time random walk)

I CTRW-metoden transformerer man det (m.h.t. sted og energi) uordnede gitter til et regulært gitter og antager at uordenen i systemet kan beskrives ved enkelt ventetidsfordelingsfunktion. Problemet med at finde en tilnærmet løsning til differentiaalligningssystemet "oversættes" til det analoge problem at finde en approximation for $P(l, t/l_0)$ dvs. sandsynligheden for at en partikkel befinder sig på plads l til tiden t , givet at den til tiden 0 befandt sig på plads l_0 . Når man har approximeret $P(l, t/l_0)$ finder man middelforskydningskvadratet ved at midle $P(l, t/l_0)$ over alle l_0 og l . Approximationen for $P(l, t/l_0)$ findes ved at betragte en partikkel som en random walker uden hukommelse, dvs.

1. Når partikkel forsøger at hoppe til en ny plads er det tilfældigt om denne plads er optaget eller ubesat.

2. Når partiklen er hoppet er det tilfældigt om den efterlader en tom plads.

$P(l, t/l_0)$ findes ved at midle over alle random walks der fører fra l til l_0 på tiden t . Til små tider (dvs. store frekvenser) hvor partiklerne højst har taget et skridt hver er CTRW-metoden analog med parapproximationen.

Movaghar-metoden.

I denne metode "oversætter" man ligeledes problemet med at finde løsninger til differentiaalligningssystemet, til problemet med at finde $P(l, t/l_0)$, som dog her ikke står for det samme som i CTRW-metoden, idet der i Movaghar metoden ikke benyttes det trick, at beskrive systemets uorden ved en ventetidsfordelingsfunktion. Dette betyder imidlertid blot at midlingsproceduren over

$P(l, t/l_0)$ foregår på en anden måde i Movaghar-metoden end i CTRW-metoden.

Det primært nye i Movaghar-metoden i forhold til andre metoder er at en hoppende partikkel hele tiden "husker" sine sidste to eller tre skridt. Man approximerer så de øvrige skridt ved den såkaldte effektive medium approximation (EMA). Ved denne metode bliver det altså ikke helt tilfældigt hvorvidt den plads, som partiklen søger at hoppe til er optaget eller ej, da der til en vis grad holdes rede på dette. Tilsvarende efterlader partiklen altid en fri plads når den hopper.

I modsætning til CTRW-metoden midler man i Movaghar-metoden ikke over alle veje der fører fra l_0 til l , men kun over de såkaldte "selfavoiding path". Dette skyldes at frem og tilbagehop, loop o.a. er indbygget i EMA.

Movaghar-metoden brugt på tunneling modellen fører i D.c.-grænsen til motts- $T^{1/4}$ lov og i modsætning til parapproximationen, hvor tunneling antagelsen fører til en temperaturuafhængig eksponent s i $\gamma \omega^s$, fører Movaghar-metoden til et s der aftager med temperaturen, hvilket er i overensstemmelse med de fleste målinger.

KAPITEL 3

EGNE TEORETISKE OVERVEJELSER

I det foregående afsnit er hovedtrækkene af teorien for den frekvensafhængige ledningsevne beskrevet. I det følgende afsnit beskrives vore egne teoretiske overvejelser. Vi tager her udgangspunkt i de typiske træk, som ses i de eksperimentelle måleresultater for den frekvensafhængige ledningsevne i amorft Germanium og andre amorfe halvledere. Ud fra de typiske træk, som ses i de eksperimentelle måleresultater for den frekvensafhængige ledningsevne, opstiller vi en elektrisk netværksmodel. Den elektriske netværksmodel har to funktioner:

1. Den giver en kompakt beskrivelse af strukturen i de eksperimentelle måleresultater og ved passende valg af værdier for komponenterne i den elektriske netværksmodel kan den elektriske netværksmodel reproducere eksperimentelle data med rimelig nøjagtighed.
2. Den elektriske netværksmodel er konstrueret således, at den på et halvmakroskopisk plan har en rimelig teoretisk fortolkning. Den elektriske netværksmodel kan derved fungere som en halvmakroskopisk model, der giver overblik over den topologiske struktur i de forskellige ledningsevne mekanismer.

I det følgende afsnit beskrives først hvorledes vi opstiller den elektriske netværksmodel og det vises at den elektriske netværksmodel bortset fra en detalje er i overensstemmelse med en netværksmodel, som kan opstilles ud fra parapproximationen.

I afsnit 2 udregnes breddefunktionen svarende til den elektriske netværksmodel. Herved bliver vi i stand til at sammenligne breddefunktionen for den elektriske netværksmodel med breddefunktionen baseret på Monte-Carlo-modeller.

I afsnit 3 udregnes antallet af de uafhængige dimensionsløse forhold, der kan dannes for h.h.v. den elektriske netværksmodel, tunnelingmodellen, barrierehopmodellen og polaronmodellen. Idet vi tager antallet af de uafhængige dimensionsløse forhold, der kan dannes for de respektive modeller, som et mål for modellernes "komplicerthedsgrad" finder vi at den elektriske netværksmodel og tunnelingmodellen har samme "komplicerthedsgrad"

I afsnit 4 relateres komponenterne i den elektriske netværksmodel til tunnelingmodellen idet vi benytter Mott-loven (som er baseret på tunnelingmodellen) samt parapproximationen for tunnelingmodellen i grænsen $\omega \rightarrow \infty$

2.1 Om den elektriske netværksmodel

Vi opstiller den elektriske netværksmodel ved at oversætte de grænseopførsler, som ses i de eksperimentelle måleresultater, til elektriske komponenter. Fig. 2.1 viser h.h.v. realdel og kapacitans af den komplekse frekvensafhængige ledningsevne. Fig. 2.1 er idealiseret således at alle karakteristiske træk som kan optræde er medtaget. Vi skal bemærke at måtningen som i fig. 2.1a er angivet for høje frekvenser sjældent optræder i de eksperimentelle måleresultater, hvor den højeste frekvens normalt er 10^6 Hz. der findes dog i det mindste et eksempel hvor en sådan måtning ses i de eksperimentelle måleresultater (6. s. 604). Måtningen forventes af teoretiske grunde (se s. 55)

Den elektriske netværksmodel, som vi vil benytte til beskrivelse af de eksperimentelle måleresultater, er vist i fig. 2.2. I modellen fig. 2.2 modelerer modstandene Y_{01} og Y_{02} grænseopførslerne som ses i realdelen (fig. 2.1a) for $\omega \rightarrow 0$ h.h.v. $\omega \rightarrow \infty$. Grænseopførslerne som ses i kapacitansen (fig. 2.1b) for $\omega \rightarrow 0$ h.h.v. $\omega \rightarrow \infty$ modeleres ved kondensatorene Y_{11} h.h.v. Y_{10} . Endelig er α -opførslen, som ses for mellemløje frekvenser i realdelen og kapacitansen modeleret ved Y_{α} -komponenten (se nedenfor)

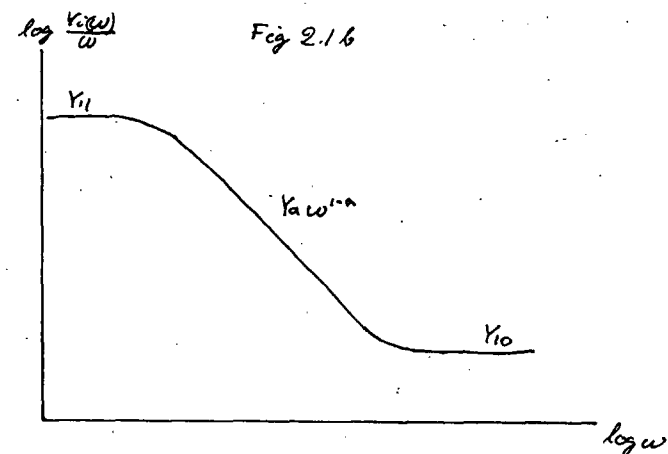
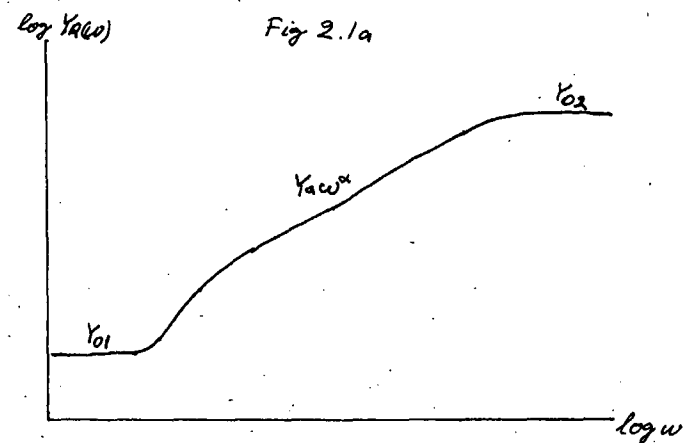
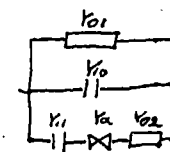


Fig 2.2



Over sættelsen af kurverne fig. 2.1 til et elektrisk netværk er imidlertid ikke entydig. Udover ovennævnte overvejelser om grænseopførslerne for modellen har vi derfor haft følgende to tillægskrav til den elektriske netværksmodel: modellen skal indeholde så få elektriske komponenter som muligt og modellen skal have en rimelig fysisk fortolkning. Den fysiske fortolkning af modellen skal vi senere vende tilbage til.

Vi skal bemærke, at Y_α - komponenten som optræder i modellen fig. 2.2 blot er en generaliseret elektrisk komponent. For h.h.v. en modstand, en kondensator og en spole gælder følgende ledningsevneudtryk

modstand	$Y_R (i\omega)^0$
kapacitet	$Y_C (i\omega)^1$
spole	$Y_L (i\omega)^{-1}$

Ledningsevneudtrykket for Y_α - komponenten generaliserer ovenstående ledningsevneudtryk

$$Y_\alpha \text{ - komponent: } Y_\alpha (i\omega)^\alpha$$

Vi kan give en vurdering af hvilke værdier α kan antage på følgende måde: Der må gælde at krybefunktionen $J(t)$, der beskriver middelforskydningskvadratet per enhedskraft er monotomt voksende d.v.s.

$$J(t) \sim A t^\beta \text{ og } \beta > 0 \Rightarrow$$

$$2.1 \quad Y(t) = \frac{dJ(t)}{dt} \sim A t^{\beta-1} \text{ og } \beta > 0$$

For $Y(t)$, der beskriver hastigheden per enhedskraft må de suden i det mest "gunstige" tilfælde gælde $Y(t) \sim A$. Dette ses af at i det tilfælde, hvor vi kan betragte en elektron som en fri partikkel gælder

$$F = m \frac{dv(t)}{dt} \Rightarrow Y(t) = \frac{dv(t)}{dt} = \frac{A}{m}$$

Der må derfor for β i 2.1 gælde $0 < \beta < 2$

. Ved laplacetransformation af $Y(t)$ får vi

$$\text{så } Y(i\omega) \sim (i\omega)^\alpha \text{ og } -1 < \alpha < 1$$

kinetisk

Hvis vi desuden antager at der ikke kan oplagres energi i systemet må α være ikke-negativ d.v.s. $0 < \alpha < 1$

I eksperimentelle målinger for den frekvensafhængige ledningsevne i amorfe halvledere opfylder α normalt denne betingelse, dog findes enkelte eksempler på at $\alpha > 1$. Vi skal senere i afsnittet komme med en mulig forklaring på dette forhold.

M.h.t. nomenklaturen som er benyttet for de elektriske komponenter i netværksmodellen fig. 2.2 gælder at alle komponenter betegnes med et Y efterfulgt af eet eller to cifre. Det første af disse cifre refererer til $i\omega$ -eksponenten i ledningsevneudtrykket for den elektriske komponent. Det andet ciffer benyttes for at skelne mellem komponenter af samme type. F.eks. hedder en modstand Y_{02} . Cifferet 0 benyttes fordi ledningsevnen af en modstand går som $(i\omega)^0$. Cifferet 2 benyttes for at kunne skelne modstanden Y_{02} fra den anden modstand Y_{01} .

Vi fortolker den elektriske netværksmodel på følgende måde: Y_{01} afspejler d.c.-ledningsevnen, som for lave temperaturer normalt følger Mott-loven $\sigma = \sigma_0 \exp(-\frac{E_g}{4kT})$. Y_{10} afspejler den relative dielektricitetskonstant, $\epsilon(\infty)$ for $\omega \rightarrow \infty$ idet $Y_{10} = \epsilon(\infty) Y_{11}$, hvor Y_{11} er den tomme samplekondensator givet ved $Y_{11} = \epsilon_0 \frac{A}{L}$, hvor ϵ_0 er dielektricitetskonstanten og A, L er h.h.v. areal og længde af samplet. Endvidere afspejler Y_{11} den kritiske hopafstand R_{mott} (se s. 35) og Y_{02} afspejler nærmestnaboafstanden for de lokaliserede tilstande. Endelig afspejler Y_α - komponenten "køproblematikken" d.v.s. den resulterende effekt af elektronhop i et gitter bestående af lokaliserede tilstande, hvoraf ca. halvdelen af pladserne (de lokaliserede tilstande) er besatte. Vi vil i afsnit 4 mere detaljeret redegøre for ovennævnte tolkning af komponenterne i den elektriske netværksmodel.

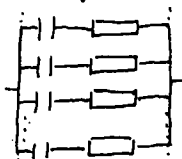
I det følgende vises at serieforbindelsen $Y_{11} = Y_a = Y_{02}$ i den elektriske netværksmodel fig 2.2 næsten er identisk med en netværksmodel som kan opstilles ud fra parapproximationen.

Serieforbindelsen $Y_{11} = Y_a = Y_{02}$ modelerer ac-ledningsevnen for det amorfe system. Vi kan sammenligne dette led med parapproximationen på følgende måde: Fra s har vi at det generelle ledningsevneudtryk for parapproximationen er givet ved

$$2.2 \quad G(\omega) = \frac{\pi}{6} \frac{e^2}{k_B T} \left(\frac{A}{\Delta} \right)^2 \iint_{R_{\text{min}}}^{R_0} R^4 \frac{i\omega}{1+i\omega\tau} \times \text{energilemme} dR dE_1 dE_2$$

Dette ledningsevneudtryk kan fortolkes som ledningsevnen af et system bestående af parallelforbundne RC-led, hvor et RC-led modelerer en partilstand.

Fig 2.3

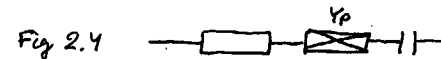


Det ses af fig 2.3 at for $\omega \rightarrow \infty$ vil systemet udarte til en modstand (alle kondensatorene er kortsluttede). Tilsvarende vil systemet for $\omega \rightarrow 0$ udarte til en kondensator. Imellem de to grænseopførsler kan systemets ledningsevne tilnærmelsesvis skrives på formen

$$2.3 \quad \begin{aligned} Y_R(\omega) &\sim \omega^{\alpha_1} \\ Y_C(\omega) &\sim \omega^{\alpha_2} \end{aligned}$$

for alle modeller inden for parapproximationen er $\alpha_1 \neq \alpha_2$ hvilket skyldes at α_1 h.h.v. α_2 er frekvensafhængige (jvf. skema 1.1). For $Y_R(\omega) \sim \omega^{\alpha_1}$ og α_1 frekvensuafhængig kan det via Kramer-Kronig-relationen vises at $Y_C(\omega) \sim \omega^{\alpha_2}$. I modellen fig 2.2 er det med andre ord forudsat at α er frekvensuafhængig.

Kompakt kan netværket i fig 2.3 modeleres ved den elektriske netværksmodel i fig 2.4



Ledningsevnen af Y_p -komponenten er givet ved 2.3. Kvalitativt er forskellen på modellen fig 2.4 og $Y_{11} = Y_a = Y_{01}$ -serieforbindelsen i modellen fig 2.2 altså at der i modellen fig 2.2 optræder eet α , som er frekvensuafhængigt, mens der i modellen fig 2.4 optræder både et α_1 og et α_2 og begge er frekvensafhængige. J.vf. vores kritik af parapproximationen (se s.40) beror denne forskel på at der i parapproximationen ses helt bort fra "køproblematikkens" betydning for α -opførslen i a.c.-ledningsevnen. Ved Movagahr-metoden, der approximativt inddrager "køproblematikken", giver tunnelingmodellen anledning til et frekvensuafhængigt α . Der er derfor m.h.t. α -opførslen overensstemmelse mellem den elektriske netværksmodel fig. 2.2 og Movagahr-metoden anvendt på tunnelingmodellen.

I det følgende udregnes realdelen og imaginærdelen af den frekvensafhængige ledningsevne for modellen fig. 2.2 og vi viser karakteristiske modelopførsler.

Den komplekse frekvensafhængige ledningsevne for den elektriske netværksmodel er idet vi sætter $s = i\omega$ givet ved

$$2.4 \quad Y(s) = \frac{1}{\tau_{11}s + \tau_{12}s^{\alpha_1} + \frac{1}{\tau_{02}} + \tau_{01} + \tau_{10}s}$$

Der kan for den elektriske netværksmodel defineres følgende karakteristiske tider:

$$2.5 \quad \begin{aligned} \tau_0 &= \left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{02}} \right)^{1/\alpha_1} \\ \tau_1 &= \frac{\tau_{11}}{\tau_{02}} \end{aligned}$$

$$\tau_2 = \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^{1/\alpha}$$

$$\tau_3 = \frac{Y_{11}}{C_0}$$

$$\tau_4 = \left(\frac{F_0}{C_0}\right)^{1/\alpha}$$

Af disse tider er kun tre uafhængige. Vi skal senere vise at de tre tider der spiller den centrale rolle i forbindelse med tolkningen af den elektriske netværksmodel er τ_0 , τ_2 og τ_3 . Vi vælger derfor disse tre tider som de uafhængige. τ_0 og τ_4 er så j.v.f. ovenstående definitioner givet ved

$$2.6 \quad \tau_1 = \tau_0^\alpha \tau_2^{1-\alpha}$$

$$\tau_4 = \tau_3^{1/\alpha} \tau_2^{\alpha-1}$$

Vi kan herefter skrive ledningsevneudtrykket 2.4 på følgende form

$$2.7 \quad Y(s) = \frac{Y_{11}s}{1 + (\tau_2 s)^{1-\alpha} + \tau_0^\alpha \tau_2^{1-\alpha} s} + Y_0 + Y_{10}s$$

Udregnes h.h.v. realdelen og imaginærdelen af 2.7 fås

$$2.8 \quad Y_R(\omega) = \frac{Y_{11}\omega [(\tau_2\omega)^{1-\alpha} \cos \frac{\alpha}{2} + \tau_0 \tau_2^{1-\alpha} \omega]}{(1 + (\tau_2\omega)^{1-\alpha} \sin^2 \frac{\alpha}{2})^2 + ((\tau_2\omega)^{1-\alpha} \cos \frac{\alpha}{2} + \tau_0 \tau_2^{1-\alpha} \omega)^2} + Y_0$$

$$2.9 \quad Y_I(\omega) = \frac{Y_{11}\omega (1 + (\tau_2\omega)^{1-\alpha} \sin \frac{\alpha}{2})}{(1 + (\tau_2\omega)^{1-\alpha} \sin^2 \frac{\alpha}{2})^2 + ((\tau_2\omega)^{1-\alpha} \cos \frac{\alpha}{2} + \tau_0 \tau_2^{1-\alpha} \omega)^2} + Y_{10}\omega$$

Fig. 2.5[~] viser karakteristiske opførsler af realdelen h.h.v. kapacitansen for den elektriske netværksmodel. Der er i fig 2.5[~] benyttet følgende parameterverdier

$$\alpha = 0.5$$

$$\tau_0 = 0$$

$$\tau_3 = 10^{-3}$$

$$\tau_2 = \tau_3 \quad (\text{kurve 1})$$

$$\tau_2 = 10^{-3} \tau_3 \quad (\text{kurve 2})$$

$$\tau_2 = 10^{-1} \tau_3 \quad (\text{kurve 3})$$

$$\tau_2 = 10^{-5} \tau_3 \quad (\text{kurve 4})$$

$$Y_{11}, \tau_2, \tau_3, \alpha =$$

$$.00000001, .001, .001, .5 - .00000001, .000001, .000001, .001, .001, .5 - .00000001, .0001, .001, .5 -$$

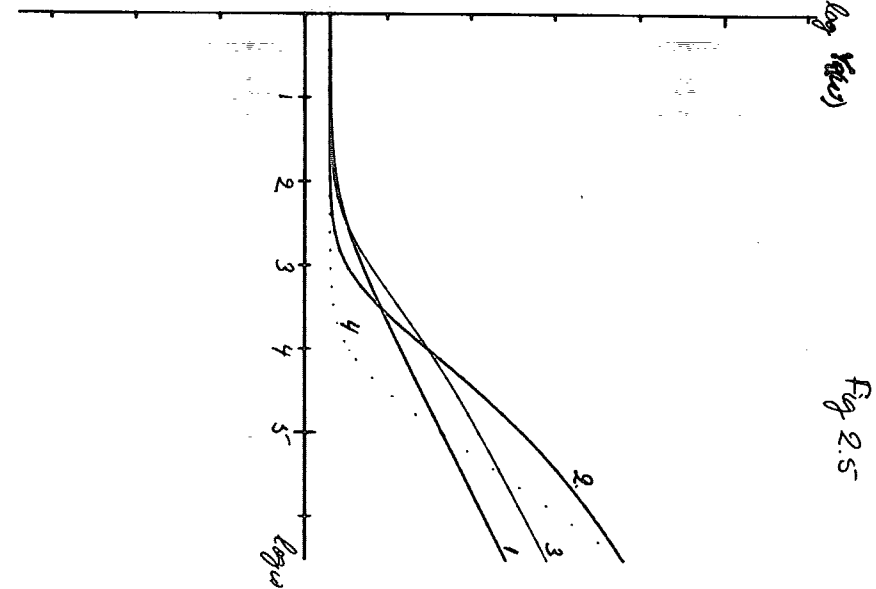
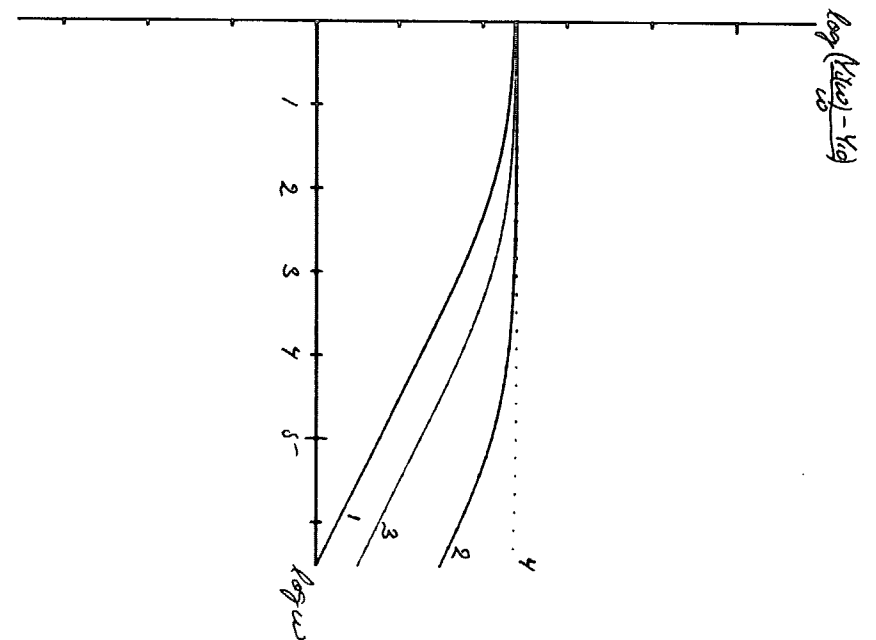


Fig. 2.5



log(Y_I(omega) - Y_0)

I fig 2.5 er ledningsevnen af modstanden Y_{02} sat til uendelig, hvilket i ovennævnte parameterværdier kommer til udtryk ved at $\tau_0 = 0$

Det ses af 2.8 at

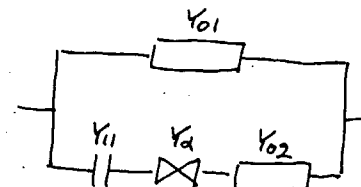
$$Y_A(\omega) - Y_0 \rightarrow Y_{11} \omega (\tau_2 \omega)^{-1} \cos \alpha \frac{\pi}{2} \quad \text{d.v.s.} \\ \omega \ll \frac{1}{\tau_2}$$

$$Y_A(\omega) - Y_0 \sim \omega^{2-\alpha} \quad \text{for } \omega \ll \frac{1}{\tau_2}$$

Forholdet mellem τ_2 og τ_3 er bestemmende for i hvor høj grad denne $(2-\alpha)$ -opførsel ses i realdelen af ledningsevnen. For $\tau_2 > \tau_3$ skjules $(2-\alpha)$ -opførslen af d.c.-bidraget (dette tilfælde er ikke medtaget i fig. 2.5). For $\tau_2 \ll \tau_3$ som i kurve 4 ses $(2-\alpha)$ -opførslen over flere decader og α -opførslen indtræder først ved meget høje frekvenser. Det er derfor i eksperimentelle målinger muligt at man ikke ser det virkelige α og i stedet fortolker $(2-\alpha)$ -opførslen som en α -større-end- α -opførsel. Sådanne α -større-end- α -opførsler er fundet i eksperimentelle målinger (2)

I de følgende afsnit, hvor den teoretiske fortolkning af den elektriske netværksmodel diskuteres, vil vi se bort fra kondensatoren Y_{10} . Kondensatoren Y_{10} afspejler som tidligere nævnt den relative dielektricitetskonstant d.v.s. Y_{10} afspejler den øjeblikkelige polarisering af alle elektroner ved påtrykning af et elektrisk felt. De øvrige komponenter i den elektriske netværksmodel afspejler derimod forskydningsmekanismerne for elektroner i pseudobåndgabet (j.v.f s/4). Da det er disse forskydningsmekanismer vi primært er interesseret i, ser vi i det følgende bort fra kondensatoren Y_{10} . Af samme grund har vi ikke defineret karakteristiske tider hvori Y_{10} indgår (jvf. 2.5). den elektriske netværksmodel som der i det følgende refereres til er altså ikke modellen fig. 2.2 men modellen fig. 2.6

Fig 2.6



Breddefunktionen for den elektriske netværksmodel

M.h.p. en sammenligning af den elektriske netværksmodel med Monte-Carlo-modeller vil vi i det følgende udregne breddefunktionen svarende til den elektriske netværksmodel. Breddefunktionen angiver middelforskydningskvadratet for en partikkel som funktion af tiden, og er derfor relativ let at udregne ved Monte-Carlo-simulation af elektronhop i et amorft gitter.

Breddefunktionen for den elektriske netværksmodel finder vi v.h.a. respons-teori og F.D.-teoremet. De sammenhænge vi benytter os af er angivet i skema 2.1 og 2.2

I princippet kunne vi ud fra ledningsevneudtrykket 2.7 udregne det nøjagtige udtryk for breddefunktionen. Dette er imidlertid kompliceret p.g.a. den inverse Laplacetransformation (se skema 2.). Vi vil derfor i stedet sammenstykke breddefunktionen af de karakteristiske grænseopførsler for den elektriske netværksmodel. Jvf. ser vi i de følgende udregninger bort fra kondensatoren Y_{10} .

I grænsen $\omega\tau_0 \gg 1$ svarende til $A \ll \tau_0$ udarter den elektriske netværksmodel til parallelforbindelsen af de to modstande Y_{01} og Y_{02} . Breddefunktionen er derfor i denne grænse givet ved $j_0(A)$, $j_2(A)$ hvilket jvf. skema 2.2 giver

$$2.10 \quad j(A) = \frac{2k_B T Y_{01} A}{m e^2 q_f} + \frac{2k_B T Y_{02} A}{m e^2 q_f} \quad \text{for } A \ll \tau_0$$

I grænsen $\omega\tau_2 \gg 1$ og $\omega\tau_0 \ll 1$ svarende til $\tau_0 \ll A \ll \tau_2$ udarter den elektriske netværksmodel til parallelforbindelsen af modstanden Y_{01} og Y_α -komponenten. Breddefunktionen er derfor jvf. skema 2.2 givet ved

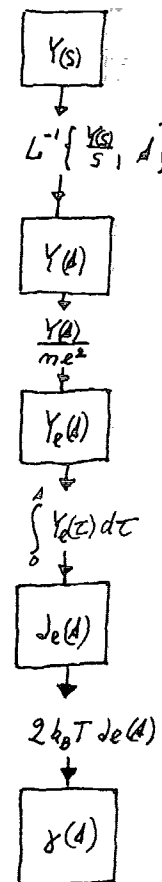
$$2.11 \quad j(A) = \frac{2k_B T Y_{01} A}{m e^2 q_f} + \frac{2k_B T Y_\alpha A^{1-\alpha}}{m e^2 q_f} \quad \text{for } \tau_0 \ll A \ll \tau_2$$

Endelig får vi i grænsen $\omega\tau_2 \ll 1$ svarende til $A \gg \tau_2$ at netværksmodellen udarter til parallelforbindelsen af mod-

SKEMA 2.1

$Y(s)$ er den (absolutte) frekvensafhængige ledningsevne. $s = i\omega$

L er Laplaceoperatoren



idet $Y(A) = \mu m e q_f$ og $\mu = Y_e(A)$

μ er mobiliteten, n er antal elektroner per rumfang som bidrager til ledningsevnen. Responsefunktioner med indices e angiver elektronresponse. A, l er h.h.v. areal og længde af samplet

F.D.-teorem: $j(A) = 2 k_B T J_e(A)$

$j(A)$ er breddefunktionen

SKEMA 2.2

Y_{II} — —	$Y_{II}S$	$Y(d)$	$Y_e(d)$	$J_e(d)$	$J(d)$
Y_a — —	$Y_a S^a$	$Y_a A^{-a}$ $\Gamma(1-a)$	$\frac{Y_a A^{-a}}{\Gamma(1-a) m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$	$\frac{Y_a A^{1-a}}{(1-a) \Gamma(1-a) m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$	$\frac{2k_B T Y_a A^{1-a}}{(1-a) \Gamma(1-a) m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$
Y_o — —	Y_o	Y_o	$\frac{Y_o}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$	$\frac{Y_o A}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$	$\frac{2k_B T Y_o A}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}$

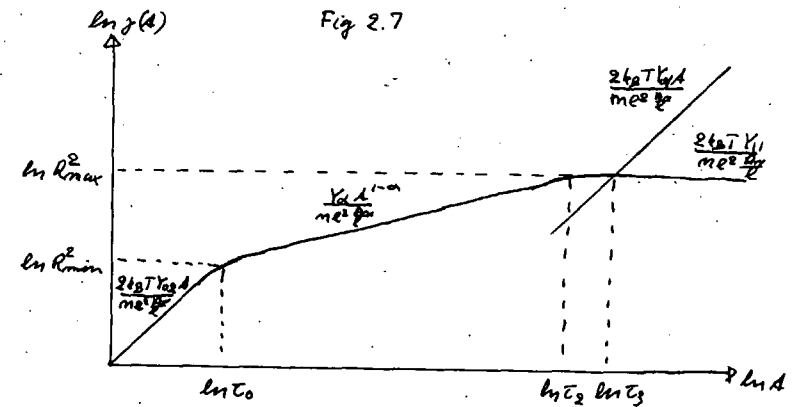
Γ er gammafunktionen $\Gamma(1-a) = (1-a)!$. For $0 < a < 1$ gælder

$\Gamma(1-a) \sim \frac{1}{1-a}$ (Max. fejl 13%). I det følgende sættes $(1-a) \Gamma(1-a) = 1$

standen Y_o , og kondensatoren Y_{II} . Via skema 2.2 får vi i denne grænse

$$2.12 \quad J(d) = \frac{2k_B T Y_{II}}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} + \frac{2k_B T Y_o A}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} \quad \text{for } A \gg \bar{e}_2$$

I fig 2.7 har vi skitseret det kvalitative udseende af samspillet mellem d.c.-breddefunktionen hidrørende fra modstanden Y_o , og a.c.-breddefunktionen hidrørende fra $Y_{II} - Y_a - Y_{o2}$ -serieforbindelsen. I fig 2.7 angiver R_{max} h.h.v. R_{min} de to karakteristiske afstande, der optræder i breddefunktionen.



Det ses af fig 2.7 at

$$2.13 \quad R_{max}^2 = \frac{2k_B T Y_{II}}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} \Leftrightarrow Y_{II} = \frac{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}{2k_B T} R_{max}^2 \frac{q_f}{T}$$

$$2.14 \quad R_{max}^2 = \frac{2k_B T Y_o A}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} \Leftrightarrow Y_o = \frac{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}{2k_B T} R_{max}^2 \frac{1}{A} \frac{q_f}{T}$$

$$2.15 \quad R_{min}^2 = \frac{2k_B T Y_a A^{1-a}}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} \Leftrightarrow Y_a = \frac{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}{2k_B T} R_{min}^2 \frac{1}{A^{1-a}} \frac{q_f}{T}$$

$$2.16 \quad R_{min}^2 = \frac{2k_B T Y_o A}{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}} \Leftrightarrow Y_o = \frac{m e^{\frac{a}{2} \frac{q_f}{T}}}{2k_B T} R_{min}^2 \frac{1}{A} \frac{q_f}{T}$$

Det ses af fig 2.7 at breddefunktionen for den elektriske netværksmodel minder om breddefunktionen baseret på Monte-carlo-modellen s. 40. Specielt den retlinede opførsel som ses i fig 2.7 for små tider er helt i overensstemmelse med Monte-Carlo-modellen s. 40. Vi tolker denne opførsel der giver anledning til modstanden Y_{02} som et resultat af "førstegangshoppere". For tilstrækkeligt små tider vil elektronerne i middel have hoppet mindre end een gang. Det vil derfor for tilstrækkeligt små tider være "førstegangshoppere" der bidrager til breddefunktionen. Antager vi at der kan defineres en middelhoplængde R_m for førstegangshoppende elektroner og en sandsynlighed per tidsenhed H_s for at en elektron hopper må der gælde

$$2.17 \quad \frac{dN_0(t)}{dt} = -H_s N_0(t)$$

hvor $N_0(t)$ betegner antallet af elektroner der tid t endnu ikke er hoppet. Af 2.17 fås

$$2.18 \quad N_0(t) = N e^{-H_s t}$$

hvor N er det samlede antal elektroner. For $H_s t \ll 1$ får vi så

$$2.19 \quad N_0(t) \approx N(1 - H_s t)$$

For små tider kan vi se bort fra elektroner der har hoppet mere end een gang d.v.s

$$2.20 \quad N_1(t) \approx N - N_0(t) = N H_s t$$

hvor $N_1(t)$ angiver antal elektroner der tid t har hoppet een gang. Da en førstegangshoppende elektron i middel forskyder sig længden R_m får vi for $H_s t \ll 1$

$$2.21 \quad j(t) \approx \frac{N_1(t)}{N} R_m^2 \approx R_m^2 H_s t$$

altså at breddefunktionen er proportional med tiden som i fig 2.7 for små tider.

Der sker en kvalitativ ændring af breddefunktio-

nens opførsel når vi ikke længere kan se bort fra elektroner der har hoppet mere end een gang. Så begynder "køproblematikken" at have væsentlig indflydelse på udseendet af breddefunktionen. Som vi viste s. har denne "køproblematik" formodentlig væsentlig indflydelse på α -opførslen, som ses i fig 2.7 for mellem store tider. Den retlinede opførsel af breddefunktionen fig 2.7 for store tider, som giver anledning til d.c.-modstanden, har vi ikke set i vore egne Monte-Carlo-kørsler. Det skyldes formentlig at vi i vore kørsler ikke er nået tilstrækkeligt langt ud af tidsaksen. I andre Monte-Carlo-kørsler (f.eks. //) ses denne opførsel for store tider. I (//) ses ligeledes den retlinede opførsel for små tider og t^{-2} opførslen for mellemstore tider.

Der synes altså kvalitativt at være god overensstemmelse mellem breddefunktionen fig 2.7 baseret på den elektriske netværksmodel og breddefunktionen baseret på forskellige typer af Monte-Carlo-modeller, hvor elektronhop simuleres i et ca. halvt besat amorft gitter.

2.3 Om komplicerthedsgraden af de forskellige modeller

I det følgende gives en vurdering af komplicerthedsgraden af h.h.v. den elektriske netværksmodel, tunnelingmodellen, barrierehopmodellen og polarontunnelingmodellen. Som et kvantitativt mål for komplicerthedsgraden af de forskellige modeller benytter vi antallet af de uafhængige dimensionsløse forhold, som kan dannes af de parametre, der indgår i de respektive modeller.

For den elektriske netværksmodel har vi, idet vi som sædvanlig ser bort fra kondensatoren Y_{10} , tre uafhængige tider τ_0, τ_2 og τ_3 . Ved brug af disse tre tider og den dimensionsløse α -parameter kan vi danne alle forhold, herunder alle dimensionsløse forhold, mellem den elektriske netværksmodels komponenter Y_{01}, Y_{02}, Y_{03} og Y_{11} . Antallet af dimensionsløse forhold, der kan dannes må altså kunne dannes af τ_0, τ_2, τ_3 og α . Af de tre uafhængige tider kan vi danne to uafhængige dimensionsløse forhold f.eks. $\frac{\tau_2}{\tau_0}, \frac{\tau_3}{\tau_0}$ hvortil kommer den dimensionsløse α -parameter. I den elektriske netværksmodel kan der altså dannes tre uafhængige dimensionsløse forhold, forudsat at α -parameteren er uafhængig af de to øvrige dimensionsløse forhold. Hvis sidstnævnte forudsætning ikke er opfyldt kan der i den elektriske netværksmodel kun dannes to uafhængige dimensionsløse forhold.

Generelt for de tre teoretiske modeller (tunnelingmodellen, barrierehopmodellen og polarontunnelingmodellen) gælder at følgende parametre indgår i modellerne:

N_p , tætheden af lokaliserede tilstande	$(J^{-1}m^{-3})$
Δ , udstrækningen af pseudoenergigaget	(J)
e , elektronladningen	(C)
ν_0 , fononfrekvensen	(s^{-1})

R_{mabo} , nærmestnaboafstanden	(m)
$k_B T$	(J)

Af disse parametre kan der dannes to uafhængige dimensionsløse forhold, nemlig $\frac{\Delta}{k_B T}$ og $N_p \Delta R_{mabo}^3$

Udover ovennævnte parametre kommer så de model-specifikke parametre. Disse er

Tunnelingmodellen

λ , henfaldslængden	(m)
-----------------------------	-------

Barrierehopmodellen

ϵ_r , baggrundsdielætricitetskonstanten	$(dim. l.p.)$
ϵ_0 , dielektricitetskonstanten	$(C^2 J^{-1} m^{-1})$

Polarontunnelingmodellen

λ , henfaldslængden	(m)
r_0 , polaronradius	(m)
W_{ph} , løsrivelsesenergi	(J)

For tunnelingmodellen kan vi udover de to generelle dimensionsløse forhold danne yderligere et uafhængigt dimensionsløst forhold, nemlig $\frac{R_{mabo}}{\lambda}$. For tunnelingmodellen kan der altså ialt dannes tre uafhængige dimensionsløse forhold.

For barrierehopmodellen kan vi udover de to generelle dimensionsløse forhold danne yderligere to uafhængige dimensionsløse forhold, nemlig ϵ_r og $\frac{\epsilon_0 \Delta}{e^2 (N_p \Delta)^{1/2}}$. I barrierehopmodellen kan der altså ialt dannes fire uafhængige dimensionsløse forhold.

Endelig kan vi for polarontunnelingmodellen udover de to generelle dimensionsløse forhold danne yderligere tre uafhængige dimensionsløse forhold, nemlig $\frac{W_{ph}}{k_B T}, \frac{r_0}{\lambda}, \frac{R_{mabo}}{\lambda}$. For polarontunnelingmodellen kan der altså ialt dannes fem uafhængige dimensionsløse forhold.

Vi skal bemærke at da der i de tre teoretiske modeller ikke indgår nogen masse kan der ikke dannes di-

mensionsløse forhold der inddrager fononfrekvensen. Det betyder samtidigt at karakteristiske tider for de respektive modeller altid må involvere fononfrekvensen kombineret med de dimensionsløse forhold der kan dannes for de respektive modeller.

Af ovenstående konkluderer vi at den elektriske netværksmodel og tunnelingmodellen bedømt ud fra antallet af uafhængige dimensionsløse forhold, der kan dannes for de to modeller, har samme komplicerthedegrad. Dette forudsætter dog at α -parameteren i den elektriske netværksmodel er uafhængig af de to øvrige dimensionsløse forhold, der kan dannes for den elektriske netværksmodel. Hvis denne forudsætning ikke er opfyldt er komplicerthedsgraden af den elektriske netværksmodel mindre end komplicerthedsgraden af alle tre teoretiske modeller. Barrierehopmodellen og polaronmodellen er under alle omstændigheder mere komplicerede end den elektriske netværksmodel.

2.4 Den elektriske netværksmodel og tunnelingmodellen

I det følgende relateres komponenterne i den elektriske netværksmodel ved brug af parapproximationen og Mott-proceduren (se s.34) til de parametre som indgår i tunnelingmodellen. Vi skal bemærke at vi kun benytter parapproximationen i grænsen $\omega \rightarrow \infty$ svarende til $A \rightarrow 0$. I denne grænse er køproblematikken uden betydning og parapproximationen skulle således fungere (jvf. vores kritik af parapproximationen s.40)

På s. 64 fandt vi følgende relationer for komponenterne i den elektriske netværksmodel

$$2.22 \quad Y_0 = \frac{ne^2}{2k_B T} R_{\max}^2 \frac{1}{\tau_3} \frac{A_F}{L}$$

$$Y_1 = \frac{ne^2}{2k_B T} R_{\max}^2 \frac{A_F}{L}$$

$$Y_a = \frac{ne^2}{2k_B T} R_{\max}^2 \frac{1}{\tau_2^{1-\alpha}} \frac{A_F}{L}$$

$R_{\max}$ betegner den kritiske afstand hvor d.c.-ledningsevnen etableres. For tunnelingmodellen har vi ud fra Mott-proceduren idet vi identificerer R_{opt} med $R_{\max}$ (se s.34)

$$2.23 \quad \frac{ne^2}{2k_B T} R_{\max}^2 \frac{1}{\tau_3} = \frac{ne^2}{2k_B T} R_{opt}^2 n_0 e^{-\left(\frac{E_g}{T}\right)^{1/4}} \Rightarrow$$

$$2.24 \quad \tau_3 = \frac{1}{n_0} e^{\left(\frac{E_g}{T}\right)^{1/4}}$$

τ_3 , der angiver tidspunktet for d.c.-ledningsevnes etablering er altså identisk med Mott-tiden (se s.35). Vi skal bemærke at mott-loven normalt angives på formen

$$G = G_0 \exp\left(-\left(\frac{E_g}{T}\right)^{1/4}\right)$$

hvor G_0 ifølge Mott-proceduren er givet ved

$$2.25 \quad G_0 = \frac{ne^2}{2k_B T} R_{opt}^2 n_0$$

eller idet Mott sætter $n = N(E_F)k_B T$ og $R_{opt}^2 = \lambda^2 \left(\frac{\beta}{2}\right)^2 \left(\frac{E_g}{T}\right)^{1/2}$

$$2.26 \quad G_0 = N(E_f) e^2 \lambda^2 \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{1}{T}\right)^{1/4} N_0$$

2.26 er imidlertid ikke i overensstemmelse med eksperimentelle målinger, der ifølge (7) giver et G_0 der er 3 til 6 størrelsesordener større end 2.26 foreskriver. Ved brug af Movagahr-metoden og percolationsmetoder benyttet på tunnelingmodellen er det ikke muligt at angive G_0 på kompakt analytisk form, men Movagahr-metoden bekræfter at $\epsilon_{d.c.} = \epsilon_3 = \frac{1}{4} e \left(\frac{1}{T}\right)^{1/4}$ (9) og fælles for Mott-proceduren, Movagahrmetoden og percolationsmetoder er, at faktoren $e \left(\frac{1}{T}\right)^{1/4}$ indgår i udtrykket for d.c.-ledningsevnen og at

$$C = \frac{C}{N(E_f) k_B \lambda^3}$$

Konstanten C varierer for de forskellige metoder.

I det følgende vil vi ved benyttelse af paraproximationen finde et teoretisk udtryk for modstanden Y_{02} i den elektriske netværksmodel (fig 2.6)

På S23 fandt vi at realdelen af ledningsevnen i paraproximationen er givet ved

$$2.27 \quad G_R(\omega) = \frac{\pi e^2}{T} \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \iiint R^4 \frac{\omega^2}{1 + (\omega T)^2} \frac{dR dE_1 dE_2}{\cosh \frac{(E_1 - E_2)}{2k_B T} \left(\cosh \frac{E_1 + E_2}{2k_B T} + \cosh \frac{E_1 - E_2}{2k_B T} \right)}$$

Vi finder Y_{02} af 2.27 ved at sætte $Y_{02} = G_R(\omega \rightarrow \infty) \frac{1}{T}$ (jvf. s. 55). Af 2.27 fås så

$$2.28 \quad Y_{02} = \frac{\pi \pi}{T} \frac{e^2}{k_B T} \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \iiint \frac{R^4}{T} \times \text{energiterm} dR dE_1 dE_2$$

For tunnelingmodellen er τ (jvf. s 25) givet ved

$$2.29 \quad \tau = \frac{1}{N_0} e^{\frac{2R}{\lambda}} \left[\cosh \frac{E_2 - E_1}{2k_B T} \right]^{-1}$$

indsættes 2.29 i 2.28 fås da $\cosh \frac{E_2 - E_1}{2k_B T} = \cosh \frac{E_1 - E_2}{2k_B T}$

$$2.30 \quad Y_{02} = \frac{\pi \pi}{T} \frac{e^2}{k_B T} \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \iiint R^4 N_0 e^{-\frac{2R}{\lambda}} \frac{dR dE_1 dE_2}{\cosh \frac{E_1 + E_2}{2k_B T} + \cosh \frac{E_1 - E_2}{2k_B T}}$$

M.h.t. integrationsgrænserne gælder

$$R_{nabo} \leq R \leq R_0$$

hvor R_{nabo} er nærmestnaboafstanden og R_0 er en maksimal afstand mellem de to lokaliserede tilstande i en partilstand. I det følgende antages at $R_0 \gg R_{nabo}$. Vi antager desuden at

$$-\Delta < E_1 < \Delta$$

$$-\Delta < E_2 < \Delta$$

hvor $-\Delta$ og Δ angiver den lavest h.h.v. højeste energi en lokaliseret tilstand kan have (E_f er sat lig nul)

Energitermen i 2.30 bliver herefter

$$\int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{dE_1 dE_2}{\cosh \frac{E_1 + E_2}{2k_B T} + \cosh \frac{E_1 - E_2}{2k_B T}} = 32 (k_B T)^2 (\text{Angly } e^{\frac{1}{k_B T}})^2$$

I grænsen $\frac{\Delta}{k_B T} \gg 1$ bliver energitermen $8 (k_B T)^2 \pi^2$

Integralet

$$\int_{R_{nabo}}^{R_0} R^4 e^{-\frac{2R}{\lambda}} dR$$

giver ved partiel integration

$$2.31 \quad \left[- \left(\frac{R_{\text{abo}}^2}{2} + R_{\text{abo}}^2 \lambda^2 + \frac{3}{2} R_{\text{abo}}^2 \lambda^3 + \frac{3}{2} R_{\text{abo}}^2 \lambda^4 + \frac{3}{4} R_{\text{abo}}^2 \lambda^5 \right) e^{-\frac{R_{\text{abo}}}{\lambda}} \right]_{\lambda_{\text{min}}}^{R_0}$$

Antages $R_0 \gg R_{\text{abo}}$ kan vi p.g.a. faktoren $e^{-\frac{R_{\text{abo}}}{\lambda}}$ se bort fra bidraget fra den øvre grænse i 2.31. Vi får så ialt for $\frac{A}{k_B T} \gg 1$

$$2.32 \quad Y_{02} = \frac{A^2}{2} \lambda^2 \left(\frac{A}{\lambda} \right)^2 k_B T e^2 S n_0 e^{-\frac{R_{\text{abo}}}{\lambda}}$$

$$\text{hvor} \quad S = \frac{R_{\text{abo}}^2}{2} + R_{\text{abo}}^2 \lambda^2 + \frac{3}{2} R_{\text{abo}}^2 \lambda^3 + \frac{3}{2} R_{\text{abo}}^2 \lambda^4 + \frac{3}{4} R_{\text{abo}}^2 \lambda^5$$

Da R_{abo} (nærmestnaboafstanden) er temperaturuafhængig gælder altså $Y_{02} = KT$ hvor K er uafhængig af temperaturen.

Vi har nu fået relateret komponenterne Y_{01}, Y_{11} , Y_{02} i den elektriske netværksmodel til de parametre som indgår i tunnelingmodellen. Tilbage står at finde et teoretisk udtryk for Y_{01} - komponenten. Fra 2.22 har vi

$$2.33 \quad Y_{01} = \frac{m e^2}{2 k_B T} R_{\text{abo}}^2 \frac{1}{\epsilon_2} \frac{1}{\epsilon_1} \frac{A}{\lambda} \text{ hvor } R_{\text{abo}} \text{ er Nærmestnaboafstanden}$$

og dette er faktisk det nærmeste vi er i stand til at komme et teoretisk udtryk for Y_{01} .

2.5 B.N.N.-relationen

Ifølge (157) er Barton-Namikawa-Nakajima-relationen oprindelig fundet for oxid-glasser, der for de flestes vedkommende er ioniske ledere. B.N.N.-relationen har imidlertid vist sig at gælde ret generelt f.eks. også for elektronisk ledende oxid-glasser, enkeltkrystal-alkalihalider og Ag doped amorft As_2Se_3 . Vi skal i afsnit 6.3 vise at B.N.N.-relationen også gælder for vore eksperimentelle målinger af den frekvensafhængige ledningsevne i amorft Germanium.

B.N.N.-relationen udtrykker følgende relation mellem d.c.-ledningsevnen σ , dielektrisk relaxation $\Delta\epsilon$ og ω_m , der angiver den frekvens hvor energidissipationen per periode (d.v.s. $\frac{Y_2(\omega) - Y_0}{\omega}$) er maximal

$$2.34 \quad \sigma = \rho \epsilon_0 \Delta\epsilon \omega_m$$

ϵ_0 er dielektricitetskonstanten og ρ er en dimensionsløs konstant af størrelsesordenen een.

Vi kan relatere 2.34 til den elektriske netværksmodel via følgende sammenhænge

$$2.35 \quad Y_{11} = \epsilon_0 \frac{A}{L}$$

Y_{11} er den tomme samplekondensator

$$2.36 \quad Y_0 = \frac{A}{L} \sigma$$

$$2.37 \quad \frac{Y_2(\omega)}{\omega} \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} Y_{11} + Y_{10} \quad (\text{jvf. 2.9})$$

$$2.38 \quad \frac{Y_2(\omega)}{\omega} \xrightarrow{\omega \rightarrow \infty} Y_{10} \quad (\text{jvf. 2.9})$$

Af 2.37 og 2.38 får vi

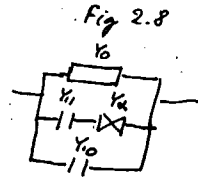
$$2.39 \quad \Delta \varepsilon = \varepsilon(\omega) - \varepsilon(\infty) \Rightarrow \Delta \varepsilon = \frac{Y_1}{Y_1}$$

ω_m i 2.34 er per definition den frekvens hvor $\frac{Y_1(\omega) - Y_0}{\omega}$ er maximal. Vi finder ω_m af 2.8 idet vi i det følgende antager

$$\varepsilon_0 \varepsilon_2^{1-\alpha} \omega_m \ll (\varepsilon_2 \omega_m)^{1-\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow$$

$$2.40 \quad \omega_m \ll \varepsilon_0 (\cos \alpha \frac{\pi}{2})^{1/\alpha}$$

Denne antagelse er analog til at se bort fra betydningen af modstanden Y_{02} . D.v.s. vi i virkeligheden udregner ω_m svarende til netværksmodellen fig. 2.8



Vi får så af 2.8

$$Y(\omega) = \frac{Y_1(\omega) - Y_0}{\omega} = \frac{Y_1 (\varepsilon_2 \omega)^{1-\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2}}{1 + (\varepsilon_2 \omega)^{2-2\alpha} + 2 (\varepsilon_2 \omega)^{1-\alpha} \sin \alpha \frac{\pi}{2}} \Rightarrow$$

$$2.41 \quad \frac{dY(\omega)}{d\omega} = \frac{Y_1 (1-\alpha) \varepsilon_2^{1-\alpha} \omega^{-\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} (1 - (\varepsilon_2 \omega)^{2-2\alpha})}{(1 + (\varepsilon_2 \omega)^{2-2\alpha} + 2 (\varepsilon_2 \omega)^{1-\alpha} \sin \alpha \frac{\pi}{2})^2}$$

Det ses af 2.41 at

$$\frac{dY(\omega)}{d\omega} = 0 \Rightarrow \omega = \frac{1}{\varepsilon_2}$$

(tilfældet $\alpha \neq 1$ er i modstrid med 2.40)

Der gælder altså når 2.40 er opfyldt at

$$2.42 \quad \omega_m = \frac{1}{\varepsilon_2}$$

Af 2.36 har vi desuden

$$2.43 \quad Y_0 = \theta \varepsilon_0 \omega$$

Og af 2.35 og 2.39 har vi

$$2.44 \quad \Delta \varepsilon = \frac{Y_1}{\varepsilon_0} \frac{p}{A r}$$

Indsættes 2.42, 2.43 og 2.44 i B.N.N.-relationen 2.34 får vi

$$Y_0 = p Y_1 \varepsilon_2 \Leftrightarrow (\text{da } \varepsilon_3 = \frac{Y_1}{Y_0})$$

$$2.45 \quad \varepsilon_2 = p \varepsilon_3$$

Da p er af størrelsesordenen 1 får vi ved brug af 2.42 at B.N.N.-relationen i relation til den elektriske netværksmodel kan udtrykkes

$$2.46 \quad \omega_m \approx \frac{1}{\varepsilon_3}$$

eller (2.45)

$$2.47 \quad \varepsilon_2 \sim \varepsilon_3$$

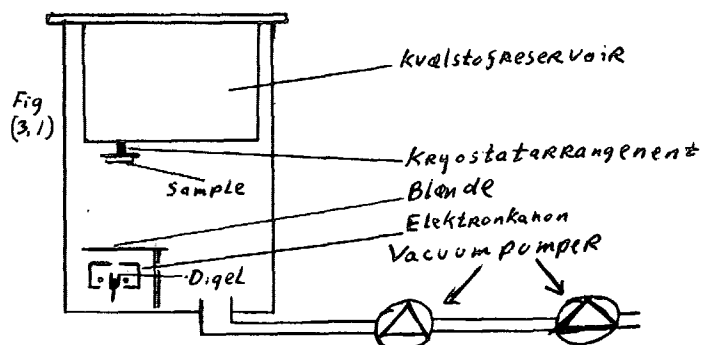
KAPITEL 3: EKSPERIMENTEL TEKNIK.

I dette kapitel vil vi beskrive det eksperimentelle udstyr vi har benyttet os af. Dels vil vi konkret beskrive apparaturets opbygning, og dels vil vi diskutere de eksperimentelle problemer der opstår ved brug af det apparatur vi har benyttet. Endvidere kommer vi ind på mulige fejlkilder i de valgte eksperimentelle betingelser. Til sidst i kapitlet gennemgås hvorledes en konkret måling er blevet udført.

Pådamplingsudstyr.

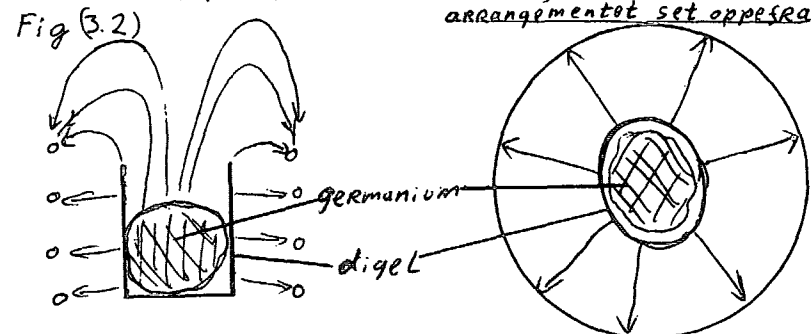
Det udstyr vi har benyttet os af, er hovedsageligt udviklet på RUC gennem de sidste tre år. Fundamentet, så som pumper og vakuumkammer er gammelt udstyr vi har fået, medens resten er hjemmelavet.

Princippet for pådamplingsudstyret ses på nedenstående tegning:



Vakuumkanteret bestod af et glasrør med stållåg og bund, hvilket var til stor hjælp, da det gav mulighed for at kigge ind i kammeret og følge med i pådamningsprocesserne. Det er selvfølgelig lidt underligt, at det skulle være en hjælp at se hvad der foregik, for hvad kan man egentlig se med øjet? Men det gav nu en anderledes fornemmelse, at "kunne se hvad der foregik".

Til opvarmning af pådamningsmaterialet har været anvendt to forskellige slags arrangementer. Det første elektronkanon-arrangement bestod af en spiralvinklet glødetråd af tantal, der ved opvarmning emitterede elektroner. Desuden blev der pålagt diglen et højt potentiale, og de løsrevne elektroner blev derved accelereret over mod diglen. Ved kollisionen med diglen, blev den energi som elektronerne havde fået ved at gennemløbe feltet, afsat. Feltet vil se nogenlunde således ud:

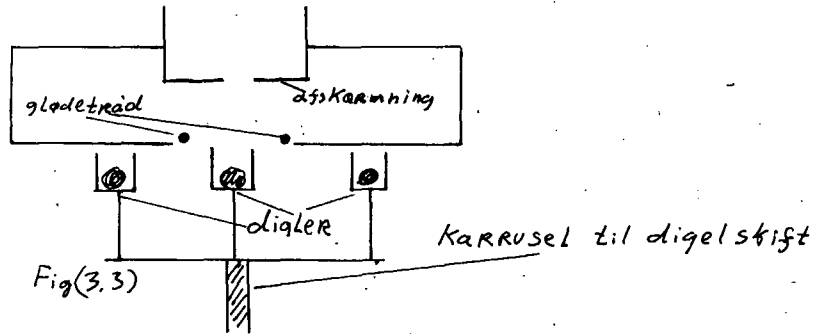


Feltet er rotationssymmetrisk omkring diglen, og er desuden tilnærmelsesvist homogent over hele diglens overflade, bortset fra nogle randforstyrrelser ved diglens ender. Den afsatte effekt blev derfor fordelt jævnt over hele diglens overflade, og ved pådamning af guld, anvendtes en effekt på ca. 350W og ved pådamning af germanium 200W. Dette er ret store effekter, når der tages i betragtning at de blev afsat på et areal der var ca. 1 cm². Effekten blev reguleret ved at justere på accelerationsspændingen, samt ved at regulere på mængden af elektroner der blev udsendt fra glødetråden.

Endvidere var der indskudt, dels en fast skærm der sørgede for at afdække glødetråden, således at der ikke var udsyn fra denne til substratet, og dels en bevægelig skærm, så pådamningen kunne startes og stoppes momentant.

Arrangementet med en digel omkranset af en glødetråd,

var dog ikke særlig hensigtsmæssigt, da digelskift kun kunne foretages ved, at man med en pincet skiftede den. Dette kunne naturligvis ikke foregå uden at der blev lukket luft ind i pådampningskammeret. Det var derfor umuligt, at fremstille samplers hvor alle pådampninger udførtes uden at der blev lukket luft ind mellem pådampningerne. Endvidere var det ikke muligt, at fremstille samplers med sandwich-geometri, hvor samplet var nedkølet under pådampningen. En ny elektronkanonteknik blev derfor mere og mere påkrævet, og der blev konstrueret et nyt arrangement, der kom til at se således ud:



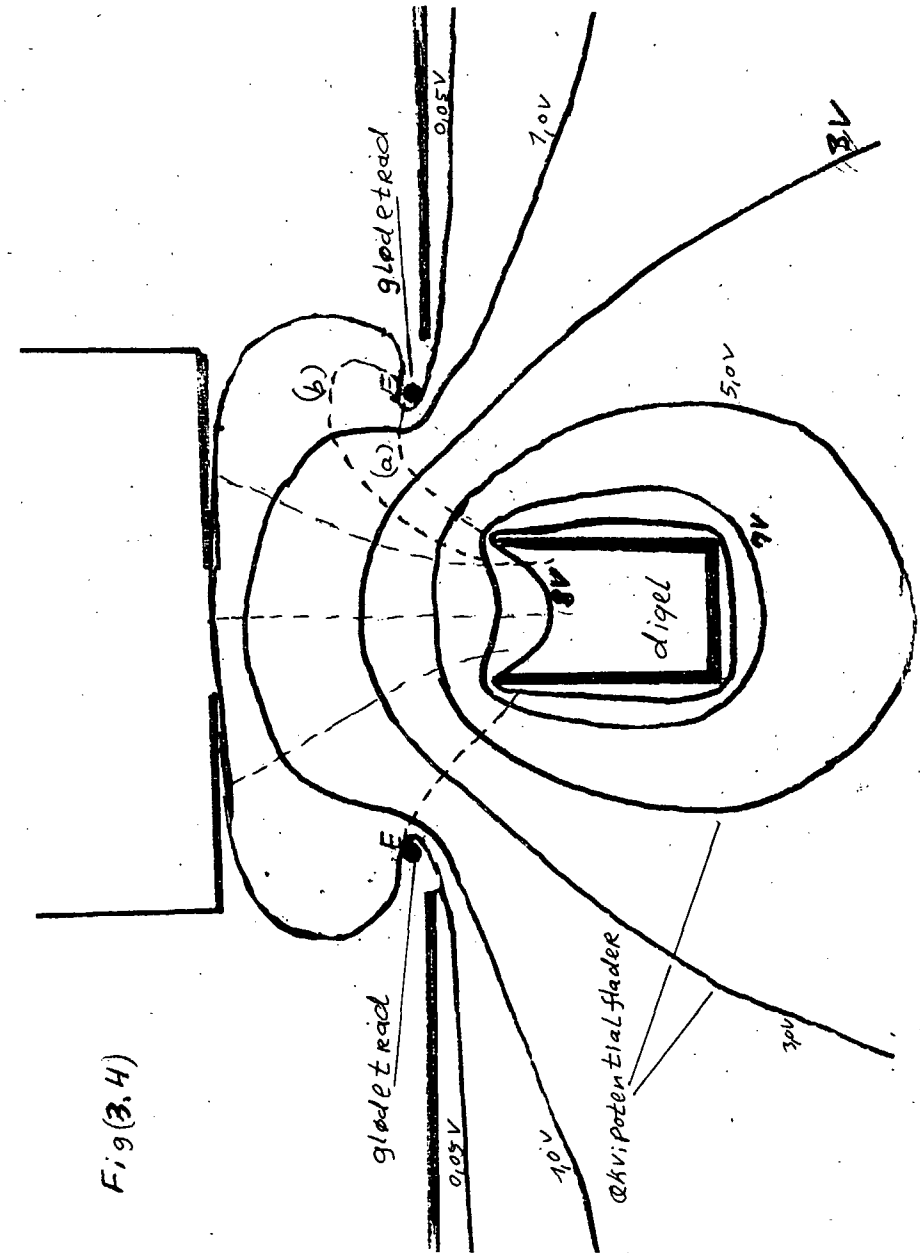
Arrangementet bestod af en glødetråd der blev placeret lige over diglen. Glødetråden havde, i modsætning til den tidligere, kun en vinding, og dens diameter var 2cm. Diglen kom derved til at sidde frit i rummet.

Tanken med denne udformning, var at lave et system hvor digelskift kunne foretages medens pådampningskammeret var evakueret. Dette foregik ved at en række digler placeret på en karrusel, skiftesvis blev bragt på plads i feltlinjernes symmetriakse.

Udseendet af feltet der dannes, er ikke nemt at beregne, men ved brug af et elektrolytisk bad, er det hurtigt at få overblik over feltets udseende. Dette er vist i fig.

(3.4)

De gennemgående linier repræsenterer ækvipotentiaflader



medens de stiplede repræsenterer feltlinier, der pr. definition altid er vinkelrette på ækvipotentiafladerne.

Feltet der dannes er, som det ses, ret kopliseret at beskrive, hvilket skyldes omgivelsernes geometri. Endvidere har vi konstateret, at pådampningshastigheden varierede en hel del, afhængigt af glødetrådens placering. Dette hænger formentlig sammen med feltets mulighed for at indfange de evapoerede elektroner, og fastholde dem i en bevægelse i feltets retning. Elektron-skyen der dannes omkring elektroderne, skaber formentlig en rumladning som danner et felt der nedbryder accelerationsfeltet. Dette er ikke undersøgt nærmere, da vi blot ville illustrere kompleksiteten af feltet.

Hvis feltlinierne var rette, ville bevægelserne af elektronerne foregå parallelt med feltlinierne. Dette er imidlertid ikke gældende når feltlinierne krummer, hvilket skyldes elektronernes træge masse. Hvis vi for at lette beregningen, antager at feltlinierne ved digeltoppen udgør cirkelbuer, bliver den kraft F_c der skal til for at holde elektroner i cirkelbevægelser, følgende:

$$(3.1) \quad F_c = \frac{mv^2}{R}$$

og da $\frac{1}{2}mv^2$ er elektronernes kinetiske energi, som er maksimal når de har gennemløbet hele spændingsfeltet V , og derved lig med eV fås

$$(3.2) \quad F_{c_{\max}} = \frac{eV}{R}$$

hvor R er krumningens radius af feltlinien.

Hvis elektronerne til enhver tid skal følge feltlinierne, er det nødvendigt at feltkraften F_E er $\gg F_{c_{\max}}$, da accelerationen ^{dermed} tilnærmelsesvis altid vil foregå i feltlinierens retning. Dvs. $F_{c_{\max}} \ll F_E$, kræver at

$$\frac{eV}{R} \ll eE \propto \frac{eV}{p}$$

hvor p er afstanden mellem diglen og glødetråden.

Ved at betragte feltlinien (a) i fig. (3.4), ses det, at R og p er af samme størrelsesorden, hvilket medfører at man ikke kan forvente at elektronerne følger feltlinien. Derimod vil de følge en mindre krum bane, hvilket resulterer i, at den rammer ned midt i diglen.

Endvidere vil elektroner der udsendes fra glødetråden i bestemte retninger (se f.eks. (b)), have en stor sandsynlighed for at ramme ned i diglen alene pga. deres udsendelsesretning fra *glødetråden*.

Dette forhold blev vi opmærksomme på, da vi konstaterede at der ankom ioner til substratet under pådampningen. Årsagen til dette er, at de accelererede elektroner der rammer ned i diglen kan ionisere atomerne på vej op ad diglen ved sammenstød med disse. Sker ioniseringen af atomerne så lige efter at de har løsrevet sig, dvs. de stadig befinder sig på diglepotentialet, kan de, hvis de er enkelt ioniserede, få en energi på op til 1000 eV.

Ionerne har efter vores erfaring, en kraftig indvirkning på samplestrukturen, hvilket er et forhold der er helt overset i litteraturen. Vi har forsøgt at variere forsøgsbetingelserne omkring dette forhold, hvilket vil blive omtalt senere i dette kapitel.

Et problem der opstår under fremstilling af tynde film, er støvforureningsproblemet. Dette forsøgte vi at løse ved at rense glaspladerne i flydende freon, som vi tænkte ville have den effekt, at eventuelle støvkorn ville blive slået af glaspladen, grundet kognition af freonbadet. Dette var endvidere anbragt i et ultralydsrystekar. De største støvproblemer opstod imidlertid når der fremstilledes sampler med sandwich-geometri, da lagtykkelsen her ofte er sammenlignelig med diameteren i et støvkorn, hvilket kan give anledning til kortslutning gennem lagene.

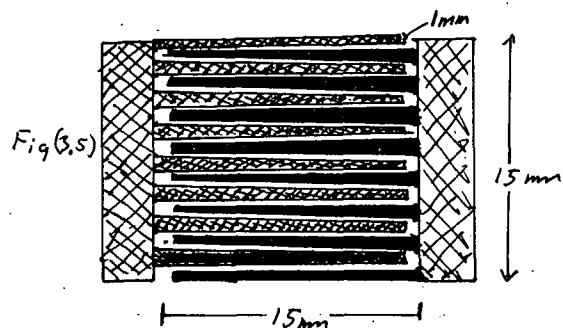
Umiddelbart efter at en glasplade var rensat, blev den,

uden at komme i berøring med fedtfingre el.l., anbragt i pådampningskammeret der evakueredes.

Samplefremstillinger der var ret forskellige fra de to geometrier, foregik på følgende vis:

1. Coplanor-geometri.

Her fremstillede først et elektrodemønster som vist på nedenstående figur



Samplet kom da til at bestå af en række parallelt forbundne modstande. Dette betød, at impedansen af samplet mindskedes, hvilket var nødvendigt for at opnå en tilstrækkelig stor målenøjagtighed.

Grøfterne, dvs. adskillelsen af elektroderne, blev i øvrigt lavet ved at tynde tråde ($\varnothing: 50 \times 10^{-6} \text{ m}$) var spændt ud over glaspladen og derved fungerede som maske under pådampningen.

Derefter blev samplet placeret på kryostaten, hvilket ikke kunne gøres uden at der blev lukket luft ind i pådampningskammeret, og dermed kom en eventuel iltning af elektroderne til at spille ind ved valg af disse.

Kryostaten blev derefter nedkølet til den ønskede temperatur, hvorefter der blev pådampet germanium, indkøbt med en renhed på 99,999%. Her skal dog bemærkes, at der muligvis forekom en vis forurening af Germaniet under opfyldning af diglen m.v.

Målingen af ledningsevnen blev så påbegyndt umiddelbart

efter pådampningen, uden at samplet havde været flyttet. Dette betød, at vi har kunnet pådampe og fastholde strukturen af det pådampede Ge ved en temperatur på nedtil -180°C .

2. Sandwich-geometri.

Fremstillingen af sampler med sandwich-geometri, foregik lidt anderledes. Substratet anbragtes på kryostaten, og ved hjælp af et system der muliggjorde maskeskit og digelskit, kunne fremstillingen af et sample foretages uden at der lukkedes luft ind mellem pådampningerne. Først pådampedes en elektrode på glaspladen, dernæst et lag Germanium og til slut en elektrode på tværs af den første elektrode. Dette gav følgende udseende af samplet:

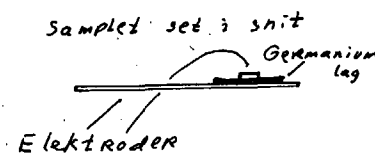
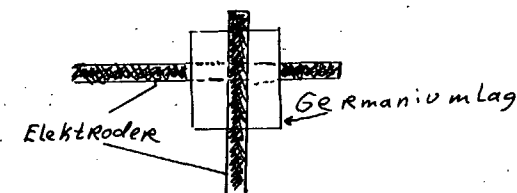
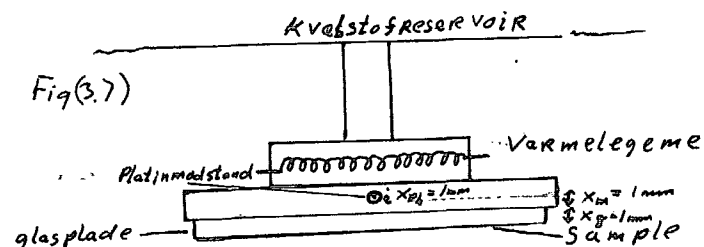


Fig (3.6)



Kryostatarrangement.

For at kunne måle ledningsevnen af samplet ved forskellige temperaturer, blev der fremstillet et kryostatarrangement der havde følgende udseende:



Udformningen af kryostaten var således, at substratet, dvs. glaspladen, placeredes på denne inden pådampningen, hvilket medførte at vi kunne regulere temperaturen af samplet under pådampningen. Denne teknik gjorde det muligt at fremstille sampler, hvor anealingstemperaturen var nede omkring kvælstoftemperaturen.

Kvælstofbeholderen var fremstillet så stor, at der ved en enkelt påfyldning af kvælstof ikke var noget problem at holde samplet nedkølet i over et døgn. Dette var en stor hjælp, da målingerne ofte strakte sig over flere dage. Kvælstofbeholderen fungerede endvidere som frysefælde.

Den laveste temperatur vi kunne opnå, var -194°C , som er 12°C fra kvælstoftemperaturen. Dette skyldtes, at varmeindstrålingen fra omgivelserne skabte en temperaturgradient henover kryostatarrangementet. Hvis vi derfor ville længere ned i temperatur, ville det blive nødvendigt, at placere selve kryostaten tættere på kvælstofreservoiret, således at den termiske vej blev kortere. Dette ville så medføre, at det blev vanskeligt at

komme op på højere temperaturer.

Temperaturmålingen blev foretaget med en platinmodstand, som var placeret så tæt på samplet som muligt. På ovenstående tegning er platinmodstandens placering vist, samt dimensionerne af kryostaten er indtegnet.

For bl.a. at kunne bestemme Mott-loven, var det nødvendigt at kende den sande temperatur af samplet, og en eventuel temperaturgradient mellem platinmodstanden og sampleoverfladen, skulle derfor udkompenseres i måleresultaterne. Temperaturgradienten kunne vi bestemme på følgende vis, som dog ikke er en eksakt beregning, men en tilnærmelse der angiver størrelsesordenen af temperaturgradienten.

Hvis kontakten mellem glaspladen og kryostatoverfladen og mellem platinmodstanden og kryostatfundamentet var ideel (se side 95), dvs. der ikke var nogen varmestand, kunne temperaturforskellen mellem sampleoverfladen og platinmodstanden beregnes ud fra følgende udtryk:

$$(3.3) \quad \frac{dT}{dt} = a \nabla^2 T$$

Varmeledning ligningen udtrykker sammenhængen mellem en temperaturændring og dennes rumlige udbredelse. a er materiale parameter, også kaldet den termiske diffusivitet, og den kan beregnes ud fra følgende:

$$a = \frac{\lambda}{C_v \cdot \rho}$$

hvor λ er varmeledningsevnen, C_v er varmekapaciteten og ρ er massefylde af stoffet. Da vi blot var interesseret i hvor stor den maksimale temperaturgradient var, som følge af en temperaturændring af kryostaten, kan dT/dt sættes lig en konstant, som anslås til 1°C/s . Dette er rimeligt, da vi aldrig havde hurtigere temperaturændringer, men oftest havde ændringer af temperaturen på $1/10^{\circ}\text{C/s}$ eller mindre. Det er rimeligt at betragte varme-

strømmen som homogen i en retning vinkelret på kryostatoverfladen og derfor kan problemet reduceres til et endimensionelt problem, hvor der for varmeledningen gennem kryostatens gælder

$$V = a_m \frac{dT}{dx^2}$$

og for glaspladen og platinmodstanden (som er opbygget af et glasrør) tilsvarende:

$$V = a_g \frac{dT}{dx^2} \quad \text{hvor } V = 1\%$$

Løses disse ligninger, fås:

$$(3.4) \quad \Delta T_m \approx \frac{1}{2a_m} x_m^2 V$$

$$\text{og } \Delta T_g \approx \frac{1}{2a_g} x_g^2 V$$

$$\text{og } \Delta T_{pl} \approx \frac{1}{2a_{pl}} x_{pl}^2 V$$

og ved indsættelse af materialekonstanterne, fås når

$$a_m = 20 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \quad \text{og } a_{pl} = 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \text{ og}$$

$$\Delta T_m = \frac{1}{4} 10^{-3} \text{ grader}, \quad \Delta T_g = 2 \text{ grader}, \quad \Delta T_{pl} = 2 \text{ grader}$$

Den samlede temperaturgradient er derfor af størrelsesordenen 4° , hvilket vi også så eksperimentelt.

Ved måling af D.C. ledningsevnen som funktion af temperaturen, er det derfor nødvendigt at foretage relativt langsomme temperaturændringer, for at den målte temperatur er lig med den sande temperatur på sampleoverfladen.

Lagtykkelse-bestemmelse.

En nøjagtig bestemmelse af lagtykkelsen har ikke været tvingende nødvendig, og vi har da heller ikke fået udviklet apparatur til en direkte bestemmelse af lagtykkelsen under pådampningen. Vi har foretaget lagtykkelsesbestemmelsen ret indirekte, ved at veje en glasplade før og efter pådampning af Germanium, og derudfra bestemt lagtykkelsen. Ved denne metode blev lagtykkelsen målt til at være ca. 10^{-7} m, under nogle givne pådampningsbetingelser i et givent tidsrum. Usikkerheden på tykkelsesmålingen er relativt lille, formentlig under 10%. Men pådampningsbetingelserne var imidlertid langt fra ens, hvilket har medført, at samletykkelsen formentlig varierer en hel del, selv om vi har pådampet i lige lang tid og påført diglen samme effekt. F.eks. betød diglens fyldningsgrad og glødetrådets placering en hel del for pådampningshastigheden.

Det der er afgørende ved en senere behandling af måleresultaterne, er som før nævnt, ikke så meget kendskabet til den absolutte tykkelse, selv om den er vigtig at kende, for at kunne bestemme den specifikke ledningsevne og den relative dielektricitetskonstant. Det afgørende er, om lagtykkelsen er sammenlignelig med hoplængden af elektronerne (Mott-længden) eller om den er meget større end hoplængden.

Dette har betydning for, om man kan regne gitteret for tre-dimensionelt, eller om det skal være n-dimensionelt, hvor n kan variere fra 2 (meget tyndt gitter) til 3. Senere i projektet bestemmes ledningsevnenes temperaturafhængighed (Mott-loven), hvor vi antager, at gitteret kan regnes for 3-dimensionelt. Denne antagelse rimeliggøres af en undersøgelse af P.Viscor og A.D.Yoffe (14) der har undersøgt hvorledes den specifikke ledningsevne af en Germanium-film er afhængig af lagtykkelsen. De fandt for tynde film (10-50 Å), at den speci-

fikke ledningsevne var kraftigt afhængig af agtykkelsen, medens den for tykke film (500-1000 Å), var konstant. Dette indikerer, at for de tykke film, er der tale om rent 3-dimensionale elektronhop, og når filmen gøres tyndere, bliver hoppene mere og mere at betragte som 2-dimensionale.

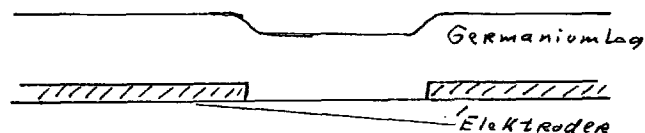
Endvidere havde vi problemer med revnedannelser i de coplanare samplers. Dette blev dog løst ved at pådampe tynde elektroder, set relativt i forhold til Germaniumlagets tykkelse.

Nedenfor ses en tegning, hvor elektroderne er af samme tykkelse som Germaniumlaget, og hvor elektroderne er væsentlig tyndere end Germaniumlaget.

Det er næsten indlysende, at sandsynligheden for revnedannelse i den lodrette guld-Germanium-flade er størst i det tilfælde hvor guldlaget er tykt. Dette konstaterede vi også i mikroskop, hvor vi undersøgte samplerne efter målingerne af ledningsevnen. Resultatet blev at vi kunne fremstille sampler der var helt uden revnedannelser.



Fig (3.8)



Sample-geometri: fordele og ulemper.

De to sample-geometrier kan skematisk tegnes således:

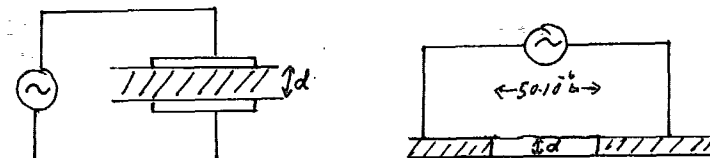
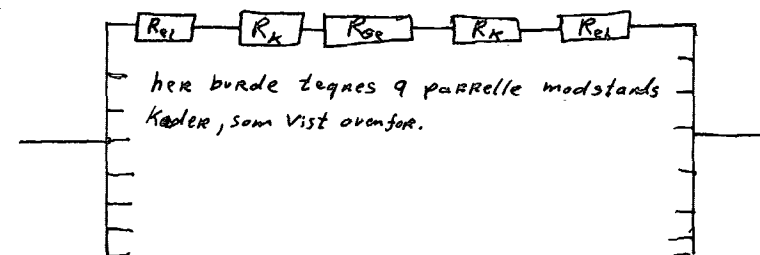
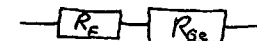


Fig (3.10)

Ved fremstilling af coplanar-sampler, benyttede vi en maske, hvorved samplet blev opbygget af en række parallelt forbundne modstande. Dette vil i diagramform have følgende udseende:

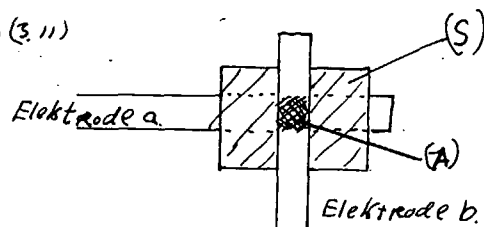


Hvis det antages, at ledningsevnen af alle stregerne er den samme, er den samlede ledningsevne 9Δ , hvor Δ er ledningsevnen af en enkelt streg. Samplemodstanden kan da beskrives på følgende måde:

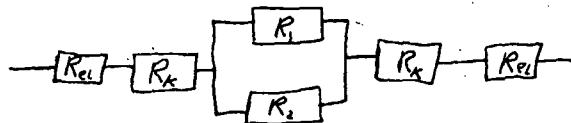


For sampler med sandwich-geometri, er situationen lidt anderledes. Et sample med sandwich-geometri kunne illustreres som vist på følgende figur:

Fig (3.11)



Ledningsevnen af systemet fra a til b, som kan illustreres således:



hvor R_{el} er elektrodemodstanden, R_1 er modstanden af Germaniet fra den øverste til den nederste elektrode i området hvor disse krydser hinanden. R_2 er modstanden fra den øverste elektrode til den underste gennem Germaniet, hvor vejen gennem Germaniet foregår udenfor det område, hvor elektroderne krydser hinanden. R_k er en kontakt modstand stammende fra guld-Germanium overgangen.

Dette system kan dog forenkles en hel del. For ledningsevnen Δ_A , gennem arealet A gælder at, $\Delta_A \sim \frac{A}{d}$ hvor A er arealet af det område hvor elektroderne krydser hinanden, og d er lagtykkelsen. For ledningsevnen gennem arealet S gælder at,

$$\Delta_S \sim \int \frac{da}{dl}$$

hvilket er et integral, som det er svært at finde et konkret udtryk for, men størrelsen af det vil være $\ll \Delta_A$, hvilket skyldes, at d altid vil være stor sammenlignet med lagtykkelsen d , da strømmen skal løbe "på langs" af germaniumlaget. Ledningsevnen via arealet S kan derfor udelades, og det forenklede netværk bliver da



som kan skrives som $R_{sample} = R_F + R_{se}$

Modstanden af både sandwich-og coplanar sampler kan altså beskrives ved en formodstand og en modstand af germaniumlaget. Men det er dog en væsentlig forskel i forholdet mellem disse for de to geometrier. F.eks. vil en eventuel kontakt-modstand betyde relativt mindre i den coplanare geometri, end i sandwich-geometrien. Dette kan ses ud fra følgende: Modstanden i germaniumlaget er givet ved $R \sim \frac{d}{A}$ hvor d er tykkelsen af laget, og A er arealet. Ved sandwich-geometri er

$$\frac{d}{A} \approx 10^{-3} \text{ m} / 10^{-6} \text{ m}^2 = 10^3 \text{ m}^{-1}$$

medens der ved coplanar-geometri fås at

$$A = 10^{-9} \text{ m} \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot 10 = 10^{-8} \text{ m}^2$$

og d , der er afstanden mellem elektroderne, er lig med afskærmningstrådens diameter, hvilket er $50 \cdot 10^{-6} \text{ m}$. Dermed er forholdet $\frac{d}{A}$ i den coplanare geometri givet ved

$$\frac{d}{A} = 5000$$

Derved fås at

$$(a) \quad \frac{R_{coplanar}}{R_{sandwich}} = \frac{R_{specifik}}{R_{specifik}} \cdot \frac{d_{coplanar}/A_{coplanar}}{d_{sandwich}/A_{sandwich}} = 50000$$

Modstanden i den coplanare geometri er altså 50000 gange større end i sandwich-geometrien.

For kontakt-modstanden gælder at,

$$R_k = R_{sk} \cdot A$$

hvor R_{sk} er den specifikke overflademodstand.

Dermed fås at

$$\frac{R_{k,c}}{R_{k,s}} = \frac{R_{sk}}{R_{sk}} \cdot \frac{A_{coplanar}}{A_{sandwich}} = \frac{10^{-8} \text{ m}^2}{10^{-6} \text{ m}^2} = \frac{1}{100}$$

$$(b) \quad 100 R_{k,c} = R_{k,s}$$

Ved division af (b) med (a) fås

$$(3.5) \quad \frac{1}{500} \frac{R_{k,c}}{R_c} = \frac{R_{k,s}}{R_s}$$

Dette betyder, at kontaktmodstandens relative indflydelse er 500 gange mindre i den coplanare geometri end i sandwich-geometrien, hvilket er ^{et} væsentligt argument for anvendelse af coplanar-geometrien.

Til gengæld er der også en række fordele ved sandwich-geometrien, som er:

1. Ledningsevnen af samplet er meget større end for coplanare samplers. Forskellen var, ved de samplers vi fremstillede, en faktor 500, hvilket gjorde at ledningsevne-målingerne af sandwich-geometri-samplers blev nemmere og mere nøjagtige at udføre eksperimentelt, hvilket især gjorde sig gældende for udanealede samplers, der måltes på ved lavere temperatur.

2. Kapaciteten af sandwich-geometri-samplers vil være udtryk for den sande kapacitet i stoffet, da kanteffekterne er små, grundet at $A \gg d^2$.

Selv om fordelene ved sandwich-geometrien teoretisk skulle være større end ulemperne, har vi ikke medtaget målinger udført fra sandwich-geometri-samplers. Det skyldes, at vi under det eksperimentelle arbejde er blevet opmærksomme på en række problemer ved denne geometri, som vi ikke har været istand til at kontrollere. For det første var det støvproblemet, som i sandwich-geometrien er et særligt stort problem, pga. lagtykkelsens sammenlignelighed med diameteren af et støvkorn. Dette medførte, at der dannedes såkaldte "pinhuller", som er huller igennem samplet, hvorigennem en hel eller delvis kortslutning kan dannes. Løsningen på dette problem var selvfølgelig at fjerne støvet, hvilket ikke var en helt enkelt sag, med mindre man har et laboratorium specielt indrettet med støvfilter osv. til rådighed. Det andet problem var bombardementet af samplet med højenergetiske ioner under pådampningerne. Vi har ikke fået undersøgt betydningen af dette forhold til bunds, men vi forestiller os at der kan ske følgende:

Ved pådampningen af den øverste elektrode i sandwich-geometri-samplet, vil en del af guld-atomerne ankomme som ioner med en stor energi. Hvis intrængningsdybden i Germaniet for disse er stor, dvs. sammenlignelig med tykkelsen af germaniumlaget, vil der være mulighed for at hele eller dele af germaniumlaget bliver doped med guldatomer. Dette vil formentlig have en væsentlig indflydelse for halvlederens egenskaber, og da vi ikke kan udelukke at ovenstående effekt eksisterer, har vi været noget skeptiske overfor de sandwich-geometri-målinger vi har udført.

Et yderligere argument for ikke at fæste for stor tillid til sandwich-geometri-målingerne, er at de næsten alle sammen udviste forskellige egenskaber, medens de coplanare samplers stort set var reproducerbare under de samme forsøgsbetingelser.

Pådampningsvilkår.

I det følgende afsnit vil blive gennemgået de forskellige eksperimentelle betingelser vi har anvendt under samplefremstillingen. De forhold der specielt har betydning for den struktur det pådampede Germanium får, er følgende:

1. Pådampningstemperaturen
2. D.C. måling under pådampningen
3. Ionstrømmen til samplet.

Ad. 1. Vi har af sampletemperatur under pådampningen kun benyttet to; en lav (-183°C) og en høj (20°C).

Hovedsageligt har vi dog pådampet ved lav temperatur, da dette medførte, at strukturen fastlåstes i en mere amorf tilstand end ved pådampning ved stuetemperatur. På dampningerne ved stuetemperatur har hovedsageligt været udført for at undersøge om der var forskel på et sample pådampet ved lav temperatur og derefter anealet ved stuetemperatur, os så et sample fremstillet ved stuetemperatur.

I forbindelse med bestemmelsen af pådampningstemperaturen har der været en del problemer. Det skyldtes, at glaspladen vi brugte som underlag, slap sit tag i kryostaten ved lav temperatur. Dette medførte, at den temperatur vi registrerede på kryostaten ikke var identisk med temperaturen på overfladen af glaspladen. Temperaturforskellen skyldtes manglende termisk kontakt mellem glasset og kryostaten, som sammen med varmestrålingen fra digelarrangementet, fik temperaturen til at stige voldsomt. Umiddelbart skulle man tro, at "plane" flader har en god termisk kontakt, når de lægges op ad hinanden. Mikroskopisk vil overfladen imidlertid ligne et bjerglandskab, og det vil derfor kun være toppene af bjergene der har kontakt med hinanden, og kontaktfladen kan derfor let være både 10 og 100 gange mindre end den makroskopiske overflade. Derfor er det nødvendigt at udfylde mellemrummet mellem fladerne, således at der kan foregå en varmetransport. Selv luft vil være udmærket til at lede varmen, da afstanden er meget lille, formentlig under $1/100$ mm. Vi brugte glycerol som kontakt, men var uopmærksom på, at glycerolen slap sit tag i glaspladen ved lave temperaturer.

Dette medførte, at vi foretog en række målinger, hvor vi dels har haft en pådampningstemperatur der har været langt højere end vi regnede med. Og endvidere har de samvarende værdier vi havde målt, været behæftet med en stor usikkerhed i temperaturbestemmelsen.

Vi blev klar over problemet ved at plote samplemodstanden overfor den målte kryostattemperatur på en x-y-skriver, hvor det viste sig, at for en given temperatur på ca. 100°C , skete der en ændring i ledningsevnen, der viste, at den termiske kontakt var blevet forringet kraftigt. Vi testede så diverse underlag og endte med at smøre silicone-pasta på glaspladen, og lægge en dråbe glycerol på kryostaten. Dette bevirkede, at den termiske kontakt blev bevaret ved alle temperaturer.

Ad. 2: Pådampningsteknikken ved fremstillingen af coplanare samplers, gør det muligt at måle ledningsevnen af samplet under pådampningen. Dette benyttede vi os af, for derved at kunne følge tykkelsen af det pådampede lag. Det viste sig senere at være en uheldig fremgangsmåde, da det felt der lægges over samplet for at måle ledningsevnen, påvirker strukturen af samplet. Vi blev klar over dette fænomen, da vi målte I-V-karakteristikken, for at undersøge en eventuel uliniaritet. På fig. (3.11) er spændingen plottet som funktion af strømmen.

Fig (3.11).a.

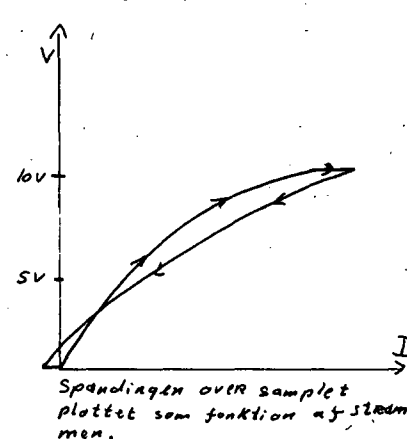
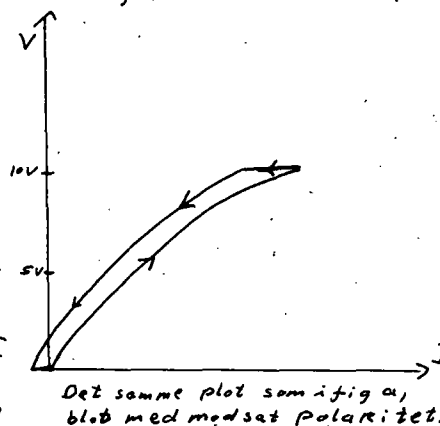


Fig (3.11).b.



Der ses, at der er en kraftig uliniaritet, men derudover fremgår det, at strømmen for en fastholdt spænding, ændres med tiden. Kurverne er optegnet ved at skrues op for spændingen relativt hurtigt og ved ca. 11 V holdes spændingen konstant. Her optræder det fænomen, at strømmen ændres med tiden. Vi målte også, hvorledes tidsafhængigheden af strømændringen var, og fandt at strømændringen var eksponentielt aftagende funktion af tiden. Efter 5-15 min., varierende fra sample til sample, var strømændringen så lille, at vi ikke kunne måle den længere, og vi skruede da hurtigt ned for spændingen.

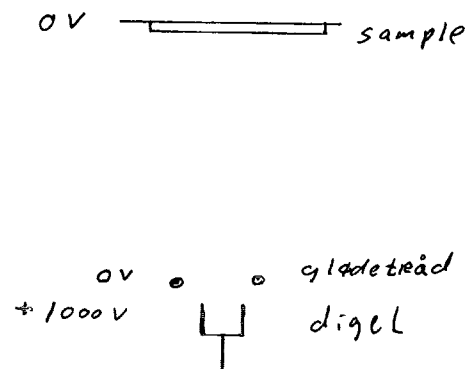
Af kurverne ses der, at inden spændingen er nul, er strømmen blevet nul, og når spændingen når nul-niveauet, optræder der en negativ strøm, som dog aftog hurtigt. Endvidere ses der, at fortegnet for strømændringen for konstant holdt spænding, er afhængig af polariteten af tilledningerne, medens strømmen ved tilbagevenden til nulspændingsniveauet, er negativ i begge tilfælde. For ikke at have disse fænomener at spekulere over i vores målinger, og efterfølgende modelbearbejdning, valgte vi helt at holde op med at måle ledningsevnen under pådampningen. Alle måleresultater der er medtaget i rapporten, stammer således fra pådampninger uden ovennævnte fænomen.

Ad. 3: Modspænding på samplet.

Med den elektron^{Kanonen}teknik vi anvender, kan det ikke undgås, at en del af de evaporerede atomer ioniseres ved sammenstød med en elektron. Dette får som resultat, da germaniumionen eller guldionen vil være positivt ladet, at den accelereres i modsat retning af elektronerne, dvs. opad mod samplet.

Spændingsforholdene er uden modspænding, som vist på fig. (3.12).

Fig (3,12)

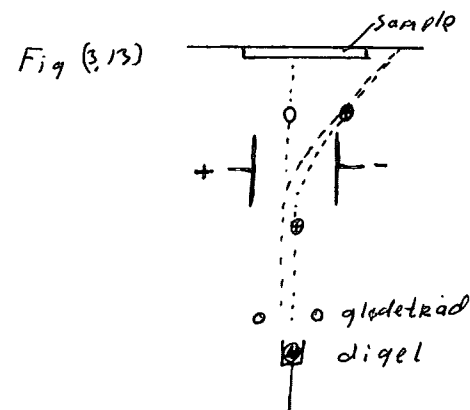


Et atom der ioniseres lige efter det har forladt diglen, vil derfor gennemløbe et spændingsfald på ca. 1000 V, og får derfor, hvis det antages at ionen er enkeltladet, en kinetisk energi på 1000 KeV. Til sammenligning vil de atomer der ikke ioniseres, have en energi som er lig deres termiske energi, hvilken er af størrelsen $k_B T$, som for $T=2000^0K$ er ca. 0,2 eV.

Der er altså meget stor forskel i energien af de ladede og uladede atomer der rammer samplet, og strukturen er da også bestemt af, om det er højenergetiske ioner, eller atomer med lav energi der kommer.

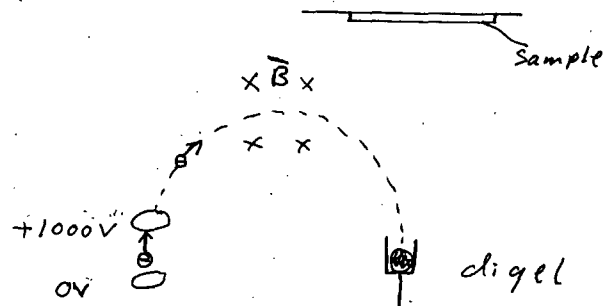
Der findes imidlertid flere måder til at undgå at højenergetiske ioner ankommer til substratet, hvoraf her skal nævnes tre.

1. Der kan lægges en modspænding på substratet, således at ionerne bremses eller slet ikke når substratet, alt efter modspændingens størrelse.
2. Der kan indlægges et elektrisk felt, som ved passende valgt placering og feltstyrke, afbøjer ionerne således at de rammer ved siden af substratet. Dette er vist på nedenstående fig. (3.13):



3. Feltet kan også fjernes helt fra diglen, som det er vist på fig. (3.14), hvor elektronerne afbøjes via et magnetfelt.

Fig (3.14)



Her er accelerationsfeltet anbragt langt væk fra diglen, hvilket medfører, at ioniserede atomer ikke accelereres af feltet. Dette er imidlertid ikke en så effektiv metode, for dels dannes der stadig væk ioner som frit tillades at nå substratet, og dels kan der opstå nogle rumladninger, der kan give anledning til høje spændinger. Derved kan man risikere, at der ikke blot ankommer ioner til substraten, men at de også ankommer med høj energi. Sammenlagt kan man sige, at modspændingsløsningen er god til at undersøge hvorledes energien af ionerne påvirker samplestrukturen, og at det endvidere ved denne løsning også er muligt helt at undgå, at der ankommer ioner til substratet.

Vi har i målingerne ^{Kun} brugt denne metode til at regulere ionstrømmen med, men dette skyldes også at det er en eksperimentel let løsning at anvende.

Vi foretog målinger, hvor vi varierede modspændingen fra nul volt til lidt over accelerationsspændingen i elektronkanonen. Men det er kun for samplers med coplanar-geometri at vi har kunnet producere samplers med entydigt reproducerbare egenskaber. Der er derfor ikke i rapporten medtaget måleresultater foretaget på samplers med sandwich-geometri.

Bestemmelse af ionstrømmen.

Da samplet var elektrisk isoleret i forhold til omgivelserne, var det muligt at måle ionstrømmen til samplet ved at indskyde et amperemeter mellem sample og jord. Antallet af ioner der rammede samplet, kunne derfor beregnes ud fra følgende sammenhæng:

$$(3.5) \quad N = I \cdot e \cdot t$$

hvor N er antallet af ioner der rammede samplet under en pådampning, e er deres ladning, t pådampningstiden og I strømmen der måledes mellem sample og jord.

For samplers fremstillet uden modspænding, var strømmen typisk af størrelsen $2 \times 10^{-5} \text{ A}$, som vi forvissede os om, var en strøm bestående af positive ladningsbærere, dvs. ioniserede germaniumatomer. Dette forhold ændrede sig nemlig når modspændingens størrelse oversteg accelerationsspændingen, da strømmen til samplet derved ændrede karakter ved, at den nu bestod af negative ladningsbærere, dvs. elektroner der var frigjort fra glødetråden. Antallet af ioner der rammede samplet, ville da for en typisk pådampning være:

$$N = 2 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot 180 \text{ s} \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C})^{-1}$$

Tykkelsen af det lag ionerne kan danne er muligt at bestemme ud fra

$$T_{\text{ion}} = \frac{N}{A \cdot D}$$

hvor A er sample-arealet og D er tætheden af ioner.

Da afstanden til nærmeste naboatom i germanium er ca. 2,5 Å er tætheden af atomerne når der regnes i ångstrøm tilnærmelsesvist givet ved

$$D \approx \frac{1}{(2.5 \text{ Å})^3}$$

og derved fås for tykkelsen af ionlaget, at

$$T_{\text{ion}} \approx \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 180 \cdot (1.6 \cdot 10^{-19})^{-1} \cdot (2.5)^3}{(2 \cdot 10^8)^3} \text{ Å} = 9 \text{ Å}$$

Den samlede tykkelse af germaniumlaget efter en pådampning har vi bestemt til at være ca. 1500 Å, og det er derfor kun $\frac{1}{2}$ % af de atomer der opbygger germaniumlaget der har været ioniseret ved pådampningen.

Vurdering af pådampningsbetinelsernes betydning for strukturen af det amorf Germanium.

Det mest iøjenfaldende fænomen vi har set ved at variere forsøgsbetingelserne er, at størrelsen af ionstrømmen under pådampningen er helt afgørende for samplets ledningsevne, og det ^{vil} dermed også sige, dets struktur.

Samlet kan det siges, at samplet fremstillet ^{ved} modspænding, hvilket betyder at der ankommer ioner med høj energi, altid havde en relativt stor ledningsevne sammenlignet med sampler hvor ionerne blev forhindret i at nå samplet.

Hvad der er årsagen til dette, kan vi ikke sige præcist, da vi ikke har undersøgt dette område særlig grundigt, men en vurdering af forholdet kan være følgende:

Det er rimeligt at antage, at den energi ionerne ankommer med, helt omsættes til varme via inelastiske sammenstød med substratet. En ion der ankommer kan have en energi på op til 1000 eV, som kommer fra accelerationsspændingen i elektronkanonen, ganget med ionens ladning. Sammenholdes dette med at bindingsenergien af et germaniumatom er ca. 2,8 eV ses det, at ved nedslaget af en ion, kan strukturen i gitteret opbrydes for mere end 300 atomer. De ~~uladede~~ atomer der ankommer, har en energi svarende til deres termiske energi, hvilket er af størrelsesordenen $k_b T$, som er væsentligt mindre end bindingsenergien, når T f.eks. sættes lig med digeltemperaturen. De uladete atomer har altså ingen mulighed for at bryde gitteret op ved sammenstødet med dette.

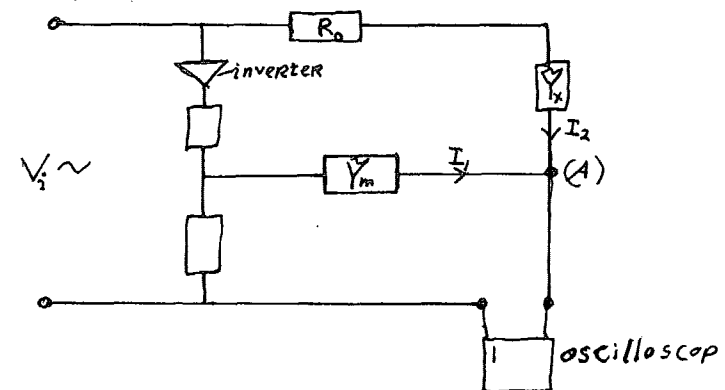
Tidligere er det beregnet, at ionmængden udgjorde ca. $\frac{1}{2}$ % af den samlede flux af atomer, hvilket betyder, at hele gitteret kan blive brudt op flere gange efter det er dannet af de højenergetiske ioner der ankommer. Det er derfor ret voldsomme ændringer i strukturen disse ioner er ansvarlige for.

Målebro.

Målingen af samplets ledningsevne foregik på to forskellige måder. D.C.-målingerne blev foretaget med et ohmmeter, medens A.C.-målingerne blev udført med en målebro. Dette giver anledning til at grænse-modstanden for i frekvensmålingerne ikke altid er den samme som den D.C.-modstand vi målet med ohmmeteret. Dette skyldes formentlig samplers kraftige uliniære I-V-karakteristik. Den målte D.C.-modstand bliver derved afhængig af ved hvilken spænding man måler ledningsevnen.

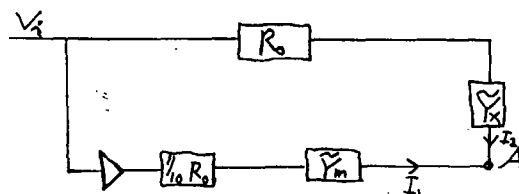
Til bestemmelse af samplets impedans, har vi benyttet en målebro med følgende opbygning:

Fig (3,15)



hvor Y_x er admitansen af samplet, og Y_m er admitansen af de komponenter vi udbalancerer broen med. Inverteren medfører at spændingen V_i får vendt polariteten. Sammenhængen mellem Y_x og Y_m når spændingen er nul i punktet A vises senere. I broen er også indebygget en spændingsdeler som reducerer spændingen over kompensationsmodstanden til $1/10$ af indgangsspændingen. For nemmere at kunne overskue målebroen, kan diagrammet af denne, som er vist ovenfor, ækvivaleres med følgende:

Fig(3.16)



Hvis spændingen i punktet A er lig med nul, må der gælde at

$$V_i = R_0 I_2 + \tilde{Y}_x^{-1} I_2$$

$$\text{og } V_i/10 = \frac{R_0 I_1}{10} + \tilde{Y}_m^{-1} I_1$$

og dermed fås

$$R_0 I_2 + \tilde{Y}_x^{-1} I_2 = -(R_0 I_1 + 10 \tilde{Y}_m^{-1} I_1)$$

Da spændingen i A var forudsat lig nul ovenfor, må de to strømme I_1 og I_2 være lige store og modsatrettede, hvilket medfører at

$$3.6 \quad \tilde{Y}_x = \frac{1}{10} \tilde{Y}_m$$

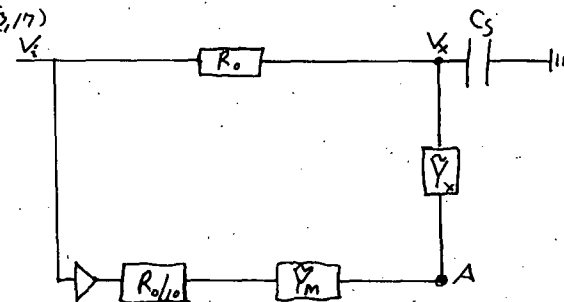
Dvs. at vi kan bestemme størrelsen af den ukendte admittans $\tilde{Y}_x$ ved at indsætte kendte elektriske komponenter med admittansen $\tilde{Y}_m$ således at spændingen i punktet A er lig nul.

Spændingen i A blev målt med et oscilloskop, og vi har ved alle frekvenser kunne nulstille broen, således at spændingen i A var under 1 % af indgangsspændingen.

Denne nøjagtighed kunne det dog knibe med at holde ved lave frekvenser, i målinger udført på samplers med stor impedans.

Som følge af samplets og kryostatens geometri, introduceres der imidlertid en målefejl, således at udtrykket 3.6 ikke er korrekt. Det skyldes, at der mellem sampleelektroderne og disses tilledninger og stel, ligger en spredningskapacitet. I diagramform vil denne kapacitet være placeret således:

Fig(3.17)



Det er imidlertid kun elektroden mellem R_0 og samplet der betyder noget, da spændingen mellem den anden elektrode og jord er nul når broen er i balance, da punktet A dermed ligger på virtuel jord. Dette forhold har vi endvidere fået bekræftet eksperimentelt.

Sammenhængen mellem $\tilde{Y}_x$ og $\tilde{Y}_m$ må derfor beregnes ud fra hensyntagen til spredningskapaciteten C_s . For at broen er i balance, må de to strømme I_1 og I_2 være lige store, og disse får følgende udtryk:

$$I_1 = \frac{V_i}{10} \cdot \frac{1}{R_0/10 + \tilde{Y}_m^{-1}} = \frac{V_i}{R_0 + 10 \tilde{Y}_m^{-1}}$$

$$I_2 = V_x \tilde{Y}_x$$

Spændingen V_x har størrelsen

$$V_x = \frac{V_i Z}{R_0 + Z}$$

hvor $Z = (i\omega C_s + \tilde{Y}_x)^{-1}$ er impedansen af parallelforbindelsen af C_s og $\tilde{Y}_x$.

Indsættes nu udtrykkene for I_1 og I_2 i balancebetingelsen $I_1 = I_2$, fås

$$\frac{V_i}{R_0 + 10 Y_m^{-1}} = \frac{V_i \tilde{Y}_x}{1 + R_0/2} = \frac{V_i}{Y_m^{-1} + i\omega R_0 C_s Y_m^{-1} + R_0}$$

$$\tilde{Y}_x = \frac{1}{10} Y_m (1 + i\omega R_0 C_s)$$

og for realdelens vedkommende fås

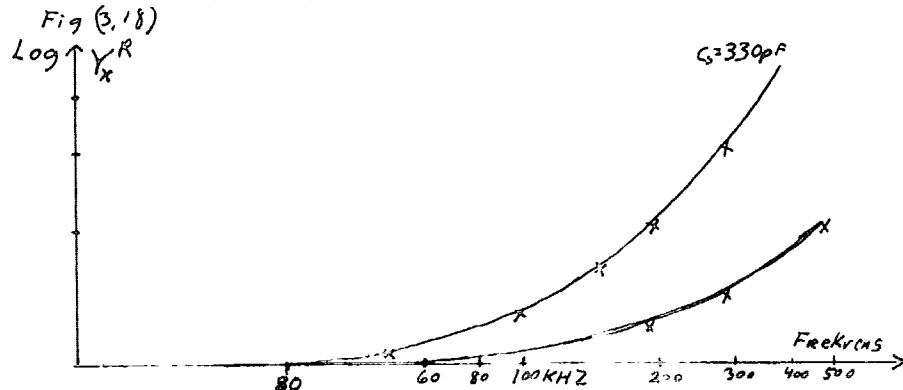
$$(3.7) \quad Y_x^R = \frac{Y_m^R - R_0 C_s C_m \omega^2}{10}$$

og for imaginærdelen fås

$$Y_x^i = \frac{Y_m^i + R_0 C_s \omega Y_m^R}{10}$$

$$(3.8) \quad C_x = \frac{C_m}{10} + \frac{R_0 C_s}{10 R_m} \quad \text{hvor } R_m \text{ og } C_m \text{ refererer til de målte værdier}$$

For at kontrollere om en spredningskapacitet nu også har den virkning som beregnet ovenfor, indsatte vi nogle kendte komponenter Y_x og C_s . På figuren (3.18) nedenfor er log til ledningsevnen plottet overfor frekvensen. De optrukne linier angiver kurven tegnet ud fra måledata, som stammer fra målinger hvor der var indsat en spredningskapacitet, med en kendt størrelse. Krydserne angiver den beregnede ledningsevne som er bestemt ud fra udtrykket (3.7), dvs. den sande ledningsevne plus den korrektion spredningskapaciteten skaber.



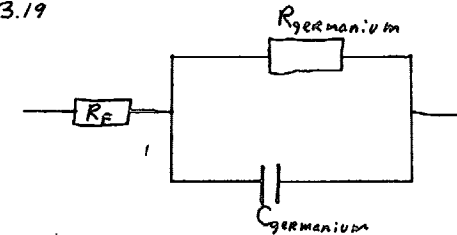
Af figurene ses det, at der er relativ god overensstemmelse mellem de faktiske målte og de beregnede værdier af ledningsevnen, så det er hermed vist, at målebreen introducerer en fejl, som beregnet ovenfor.

Vi undersøgte også om udtrykket til korrektion af den målte kapacitans var korrekt og fandt også der overensstemmelse mellem målte og beregnede værdier.

Formodstandens betydning.

Det er tidligere nævnt, at saplet kan opfattes som vist på nedenstående figur (3.19), hvor der er indskudt en formodstand i serie med germaniumlagets impedans. Denne formodstand kan stamme dels fra tilledningerne til samplet og dels fra en kontaktmodstand i guld-germanium-overgangen.

Fig 3.19



For at finde den sande admitans af germaniumlaget, kan det derfor være nødvendigt, at korrigere for formodstandens indvirkning.

Admitansen af ovenstående netværk, kan skrives som

$$\frac{1}{\tilde{Y}} = \frac{1}{\tilde{Y}_F} + \frac{1}{\tilde{Y}_S}$$

hvor det gælder at

$$\tilde{Y}_F = \frac{1}{R_F} \quad \text{og} \quad \tilde{Y}_S = \frac{1}{R_g} + i\omega C_g$$

dermed fås ved indsættelse af $\tilde{Y}_F$ og $\tilde{Y}_S$ at

$$\tilde{Y} = \frac{\frac{1}{R} + i\omega C}{1 + R_F (\frac{1}{R} + i\omega C)}$$

som for realdelen giver

$$Y_R = \frac{\frac{1}{R_g} + \frac{R_F}{R_g^2} + \omega^2 C_g^2 R_F}{(1 + \frac{R_F}{R_g})^2 + (R_g \omega C_g)^2} = \frac{(R_g + R_F) + (\omega C_g R_g)^2 R_F}{(R_g + R_F)^2 + (R_g \omega C_g)^2 R_F^2}$$

og for imaginærdelen fås

$$Y_i = \frac{\omega C_g + (R_F/R_g) \omega C_g}{(1 + \frac{R_F}{R_g})^2 + (R_g \omega C_g)^2} = \frac{\omega C_g (R_g^2 + R_F R_g)}{(R_g + R_F)^2 + (R_g \omega C_g)^2 R_F^2}$$

Det er rimeligt at antage, at $R_g \gg R_F$ og ved små frekvenser gælder derfor følgende tilnærmelser

$$Y_R \approx \frac{1}{R} \quad \text{og} \quad Y_i \approx \omega C$$

Når frekvensen vokser, øges betydningen af de led, hvori ω indgår, og hvis frekvensen ikke er for stor, dvs.

$$(R_F + R_g)^2 \gg (\omega C_g R_g)^2 R_F^2$$

hvilket er gældende for frekvenser op til 1 Mhz i vores målinger, kan Y_R og Y_i nu tilnærmelsesvist skrives som

$$(3.9) \quad Y_R \approx \frac{1}{R} + \omega^2 C_g^2 R_F \quad \text{og} \quad Y_i \approx \omega C_g$$

For at finde den sande admitans af samplet, er det altså nødvendigt, først at korrigere for den målefejl spredningskapaciteten introducerer, og dernæst korrigere den sande målte værdi for den indvirkning formodstanden har. Begge korrektionerne af realdelen af ledningsevnen skal trækkes fra de "målte" værdier for at give den sande værdi, men ved at kigge på størrelsesforholdet $\frac{\alpha_s}{\alpha_F}$ af de to korrektioner, kan korrektionen for formodstanden udelukkes. Dette forhold er

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_F} \approx \frac{R_0 C_s C_m \omega^{1/10}}{(C_m/10)^2 R_F \omega^2} = \frac{R_0 C_s 10}{R_F C_m}$$

hvor samplingskapaciteten C_g tilnærmelsesvis er sat lig med 1/10 af den målte kapacitet C_m .

Hvis de to korrektioner er lige store, fås derfor

$$R_F = 10 R_0 \frac{C_s}{C_m} = 480 \Omega \frac{C_s}{C_m}$$

Da C_s er af størrelsesordenen $C_m/10$ medfører dette, at

$$R_F = 480 \Omega$$

hvilket er en urealistisk stor formodstand. Et realistisk skøn over formodstandens størrelse, er to størrelsesordener mindre, dvs. af størrelsesordenen 50Ω . På dette grundlag vil vi udelade at korrigere for en eventuel formodstand, da denne korrektion ved en given frekvens som vist, vil være meget mindre end den målte fejl spredningskapaciteten introducerer.

Bestemmelse af spredningskapaciteten.

For at kunne korrigere måledataerne, er det nødvendigt, at bestemme størrelsen af spredningskapaciteten. Denne kan bestemmes på følgende måde:

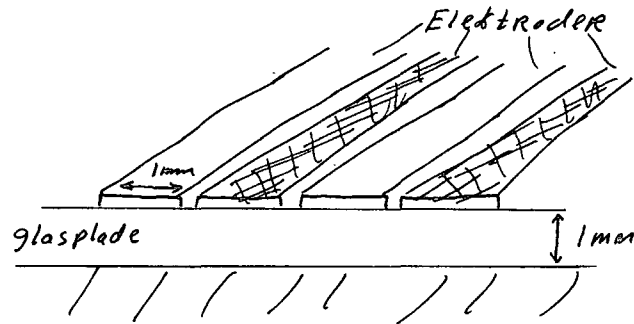
1. Beregnes teoretisk
2. Bestemmes eksperimentelt
3. Bestemmes ud fra fitning af måledata til formodede sande værdier.

Ad.1: Spredningskapaciteten opstår hovedsageligt som følge af, at elektroderne sammen med kryostaten danner en pladekapacitor, og kapaciteten af en sådan kan tilnærmest bestemmes ud fra følgende udtryk, der gælder hvis den mindste længde af kapacitoren er $\gg d$,

$$C_s = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d}$$

A er overfladen af kapaciteten og d er afstanden mellem pladerne, som i vores tilfælde er tykkelsen af glaspladen hvorpå samplet opbygges. Arealet er imidlertid ikke helt enkelt at bestemme, hvilket fremgår ved at se på fig. (3.20) hvor et tværsnit af samplet og kryostaten er tegnet

Fig (3.20)



Arealet af de skraverede elektroder, er det areal der burde medtages, hvis det gælder at den mindste kantlængde er $\gg d$. I dette tilfælde er disse lige store, og der optræder derfor nogle randfænomener, således at kapaciteten bliver en del større end beregnet ud fra det tilnærmede udtryk. Den vil dog ikke blive større end den kapacitet der opstår, hvis man antager at det er hele samplets areal og ikke kun det halve (det ene elektrodeset) der bidrager til kapaciteten.

Ved indsættelse af de respektive værdier fås, når ϵ_r for glas sættes lig 5, at

$$C_s = 8,5 \cdot 10^{-12} \cdot 5 \frac{10^{-3} \cdot 10^{-2} \cdot 18}{10^{-3}} \approx 7 \text{ pF}$$

Ad.2: Ved direkte måling af C_s fandt vi at den var ca. 4 pF men målingen er kun blevet foretaget en gang, så den skal tages med noget forbehold.

Ad. 3: Der er i et af afsnittene (s. 55) argumenteret for, at ved høje frekvenser skal realdelen af ledningsevnen gå mod en konstant. Denne antagelse medfører, at der ud fra måledataerne kan bestemmes en værdi af C_s således at ledningsevnen går hen og møtter for høje frekvenser.

Det er rimeligt at antage, at spredningskapaciteten ikke ændrer sig når samplet relaxerer, men det kan dog ikke udelukkes, at det kraftige dielektrikum som germaniet, i sin jomfruelige tilstand, repræsenterer, kan påvirke størrelsen af C_s . Vi har dog valgt at anse C_s for konstant, og derfra fundet det bedste fit, således at ledningsevnen for alle anealingstilstande møtter ved høje frekvenser. Dette er illustreret i fig. (5.9a) (se s. 136) hvor $\log \left(\frac{Y_R(\omega) - Y_0}{Y_0} \right)$

er plottet overfor $\log T_3 \omega$. C_s er bestemt ud fra ønsket om at $\log \left(\frac{Y_R(\omega) - Y_0}{Y_0} \right)$ bliver konstant (dvs. $Y_R(\omega)$ bliver konstant) for store frekvenser.

Dette ses at være rimeligt opfyldt.

Det bedste fit gav en værdi af spredningskapaciteten på 40 pF, hvilket er et godt stykke over både den beregnede og målte værdi. Dette forhold er vi imidlertid ikke istand til at forklare.

Beskrivelse af forsøgsgangen.

I det følgende vil blive gennemgået hvorledes forsøgsgangen i hovedtræk så ud.

Ved coplanare samplers blev der først foretaget en rensning af substratet (glas), som derefter blev anbragt i vakuumbeholderen, og så blev det for viste elektrodesæt pådampet (se fig 3.5)

Herefter blev glaspladen anbragt på kryostaten, og elektroderne forbundet til et sæt kontakter.

På dette tidspunkt, inden pådampningen af Ge, blev så kapaciteten af elektrodesættet målt.

Derefter blev vakuumbeholderen evakueret, og der blev påfyldt kvælstof.

Når kryostaten havde nået den ønskede pådampningstemperatur, kunne pådampningen påbegyndes.

Der blev nu skruet op for glødespænding og accelerationsspænding til det ønskede niveau, men med blænden lukket for. Dette bevirkede, at de eventuelle urenheder, der havde sat sig på digel og glødetråd, blev afgasset inden der blev åbnet op for blænden, og en mulig forurening af samplet kunne herved undgås.

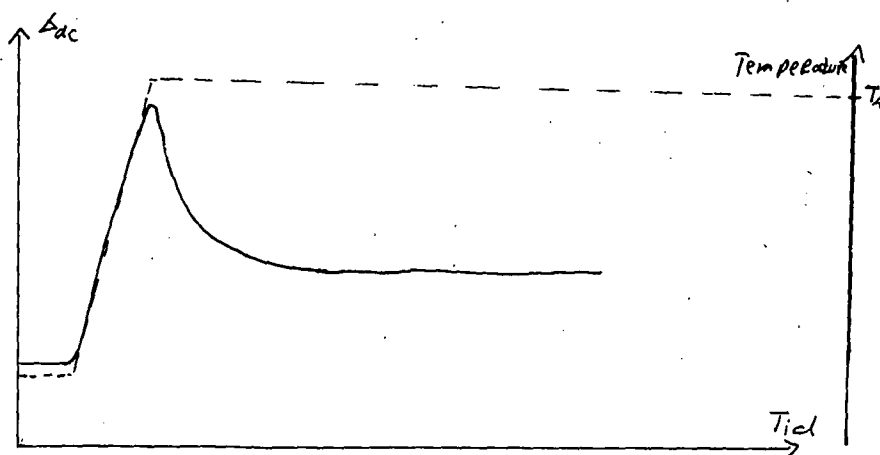
Efter endt pådampning blev tilledningerne til målebroen eller ohmmetret monteret, og der blev foretaget ledningsevнемålinger ved forskellige temperaturer og anealingstilstande. Proceduren for ledningsevнемålingerne er vist i fig. (3.22).

Fremgangsmåden ved en anealing var altså at opvarme samplet til en temperatur T_a , der var højere end temperaturen af samplet ~~hævet~~ på noget tidspunkt i dets levetid.

Her blev temperaturen fastholdt og samplet udrelaxerede derved til en ny struktur. Vi har ikke undersøgt dette relaxationsforløb nærmere, da dette er behandlet af en anden specialegruppe på RUC (16).

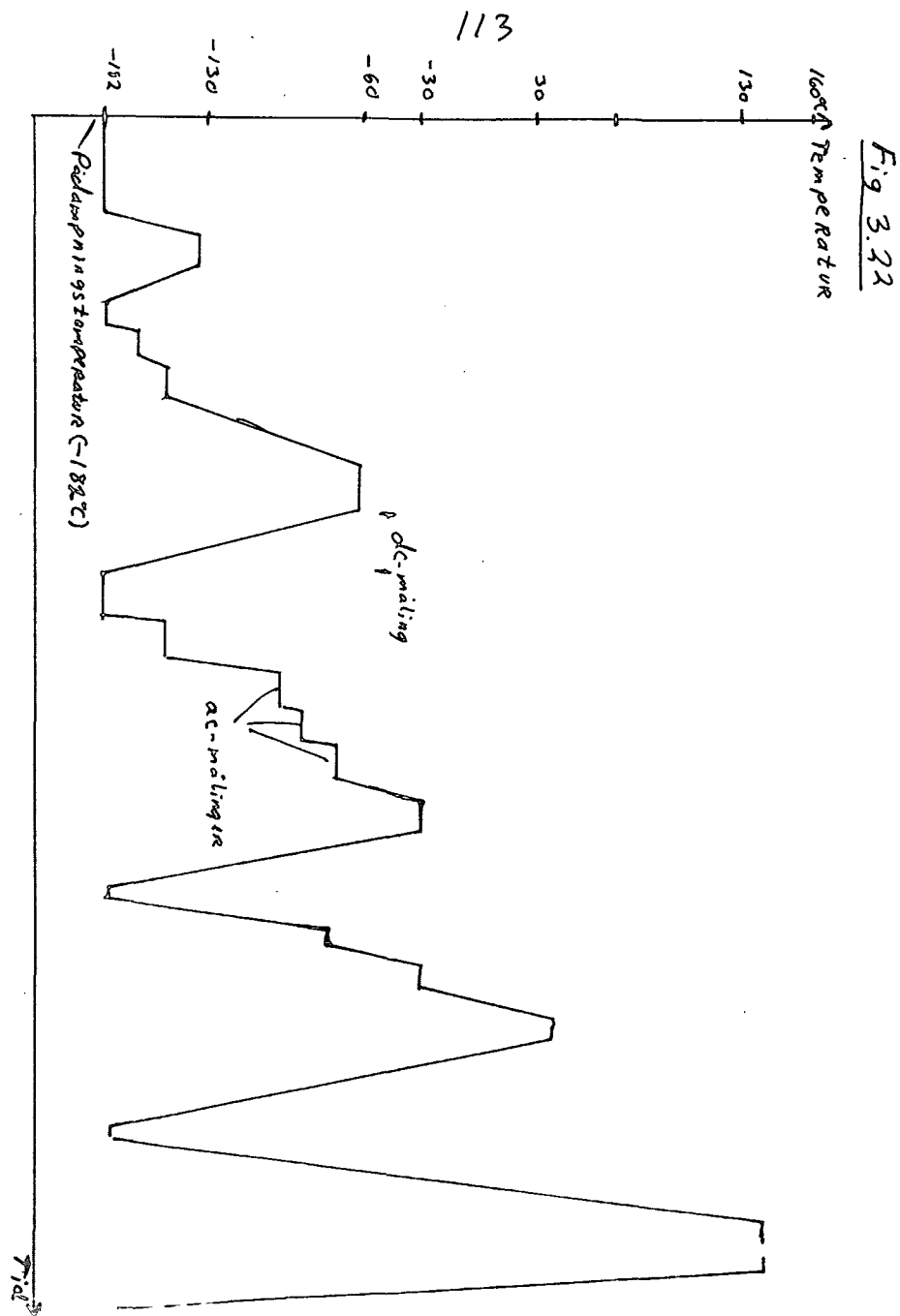
Relaxationen skete meget voldsomt i begyndelsen af forløbet, men efter nogle minutter (10-20 min.) var strukturen næsten stabil, hvilket kunne ses af, at ledningsevnen var blevet næsten konstant.

I fig. (3.21) er vist et typisk relaxationsforløb.



Hvis temperaturen blev sænket nogle få grader under T_a , blev strukturen helt fastlåst i den struktur den havde fået ved anealing ved T_a i det givne tidsrum, og vi kunne derfor begynde at foretage ledningsevнемålinger på en struktur der var anderledes end den var tidligere, men som også var fastlåst i sin nye **tilstand**. Ved at sænke temperaturen gradvist, målttes sammenhængende værdier af L_{ac} og T .

Derefter blev kryostaten indstillet på passende valgte temperaturer T_m , og ved hver temperatur målttes frekvensafhængigheden af ledningsevnen. Herefter blev samplet atter aneallet og ovenstående procedure gentaget.



114

KAPITEL 4: PRESENTATION AF MÅLERESULTATER.

I det følgende præsenteres måleresultater og fits for et enkelt coplanar sample.

Skema (4.1)

Anealings-tilstand	Måletemp. for måling af frekvensafhængighed	Måletemp.-interval for D.C.-måling
Uanealet ($T_A = -181,9^0\text{C}$)	$T_m = -181,9^0\text{C}$	∅
Anealet v. -130^0C i 30 min. ($T_A = -130^0\text{C}$)	$T_m = -141,9^0\text{C}$ $T_m = -162,3^0\text{C}$ $T_m = -181,9^0\text{C}$	$-181,9^0\text{C} \rightarrow -143^0\text{C}$ (12 målepkt.)
Anealet v. -60^0C i 30 min. ($T_A = -30^0\text{C}$)	$T_m = -71^0\text{C}$ $T_m = -91,5^0\text{C}$ $T_m = -101,4^0\text{C}$ $T_m = -142^0\text{C}$ $T_m = -183,4^0\text{C}$	$-183^0\text{C} \rightarrow -71,2^0\text{C}$ (12 målepkt.)
Anealet v. -30^0C i 60 min. ($T_A = -30^0\text{C}$)	$T_m = -30,2^0\text{C}$ $T_m = -71,3^0\text{C}$	$-145^0\text{C} \rightarrow -30,3^0\text{C}$ (13 målepkt.)
Anealet v. 35^0C natten over ($T_A = 35^0\text{C}$)	X	$-100^0\text{C} \rightarrow 35,2^0\text{C}$ (14 målepkt.)
Anealet v. 130^0C i 1,5 t. ($T_A = 130^0\text{C}$)	X	$-95^0\text{C} \rightarrow 130^0\text{C}$ (21 målepkt.)
Anealet v. 160^0C i 3 døgn ($T_A = 160^0\text{C}$)	X	$-80^0\text{C} \rightarrow 160^0\text{C}$ (21 målepkt.)

(X) samplerne udviste ved disse anealingtemperaturer ingen frekvensafhængighed af ledningsevnen.)

Som det fremgår af skemaet (4.1) er målingerne udført ved 7 forskellige anealingstilstande- rækkende fra det uanealede sample, der er pådampet ved $-181,9^{\circ}\text{C}$, til den højst anealede tilstand, hvor anealingstemperaturen er 160°C .

For hver anealingstilstand (undtagen den for det uanealede sample) er temperaturafhængigheden af den frekvensafhængige ledningsevne målet. I det vi karakteriserer en given anealingstilstand ved anealingstemperaturen T_A , gælder for måletemperaturen T_M , at $T_M < T_A$, idet $T_M > T_A$ ville medføre en ændring af anealingstilstanden. Det uanealede sample er pådampet ved -182°C , der er den laveste temperatur det har været muligt at opnå. Temperaturafhængigheden af den frekvensafhængige ledningsevne for det uanealede sample, er derfor ikke målt.

D.C.-ledningsevnen er for hver anealingstilstand målt i temperaturintervallet, angivet i skemaet (4.1). Afstanden mellem målepunkterne i dette interval, er typisk $5-10^{\circ}\text{C}$.

I fig. (3.22) er forsøgsgangen i måleserien vist, ved at plotte sample-temperaturen overfor tiden. Fig. (4.1) & (4.3) viser i et dobbeltlogaritmisk plot, realdelen af den frekvensafhængige ledningsevne som funktion af frekvensen for de fire første anealingsgrader. For de følgende anealingsgrader er ledningsevnen temperaturuafhængig.

Fig. 4.4 & 4.6 viser i et dobbeltlogaritmisk plot, kapaciteten $Y(\omega)/\omega$ som funktion af frekvensen for de fire første anealingsgrader.

I fig. (4.7) er en $\ln(Y_{dc})$ plottet mod $T^{-1/4}$. En lineær kurve i dette plot indikerer at Mott-loven er opfyldt, idet

$$Y_{dc} = \Delta_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right]$$

$$\Rightarrow \ln Y_{dc} = \ln \Delta_0 - \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}$$

I fig. (4.8) er $\ln Y_{dc}$ plottet mod $\frac{1}{T}$. En lineær kurve i dette plot indikerer tilstedeværelsen af en aktiveringsenergi, idet

$$Y_{dc} = \Delta_1 \exp\left(-\frac{A}{k_B T}\right)$$

$$\ln Y_{dc} = \ln \Delta_1 - \frac{A}{k_B T}$$

Fig 4.2

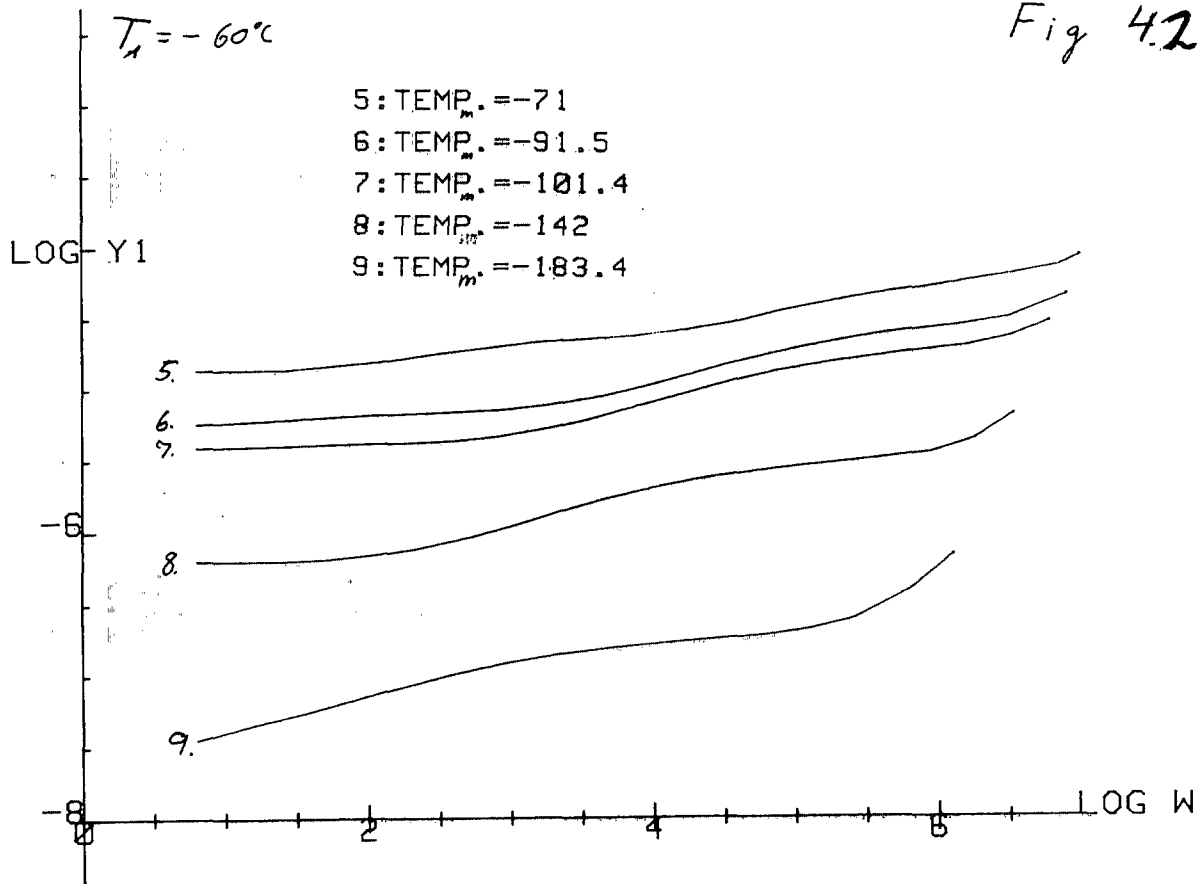
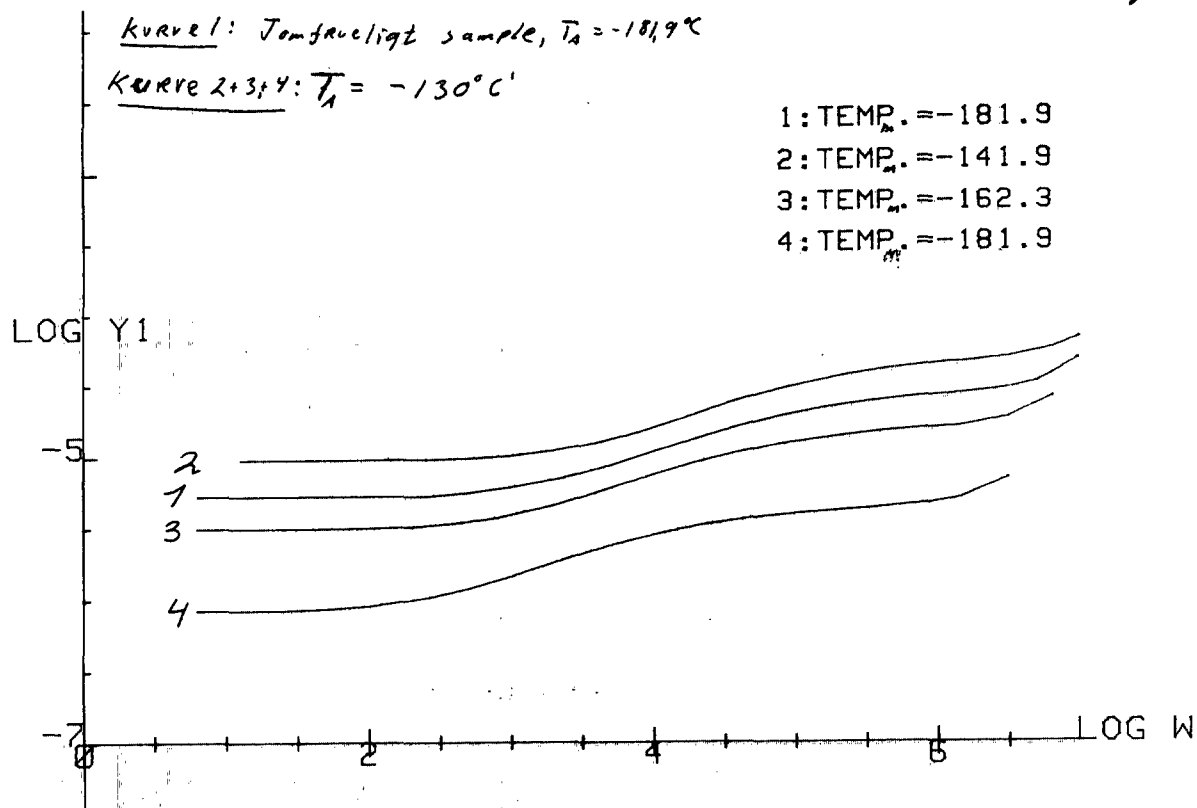
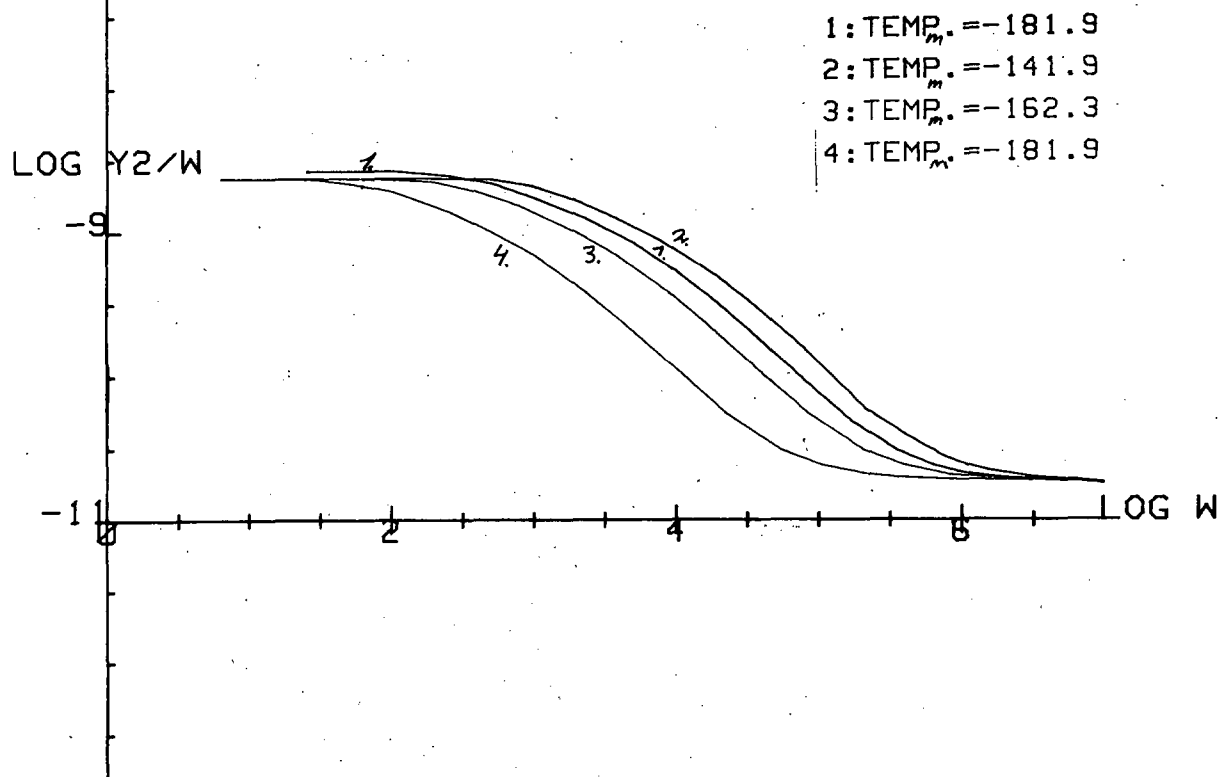


Fig 4.1



Kurve 1: Jomfrueligt sample, $T_A = -181.9^\circ$
 Kurve 2+3+4: $T_A = -130^\circ\text{C}$

Fig 4.4



Kurve 10+11: $T_A = -30^\circ\text{C}$

Fig 4.3

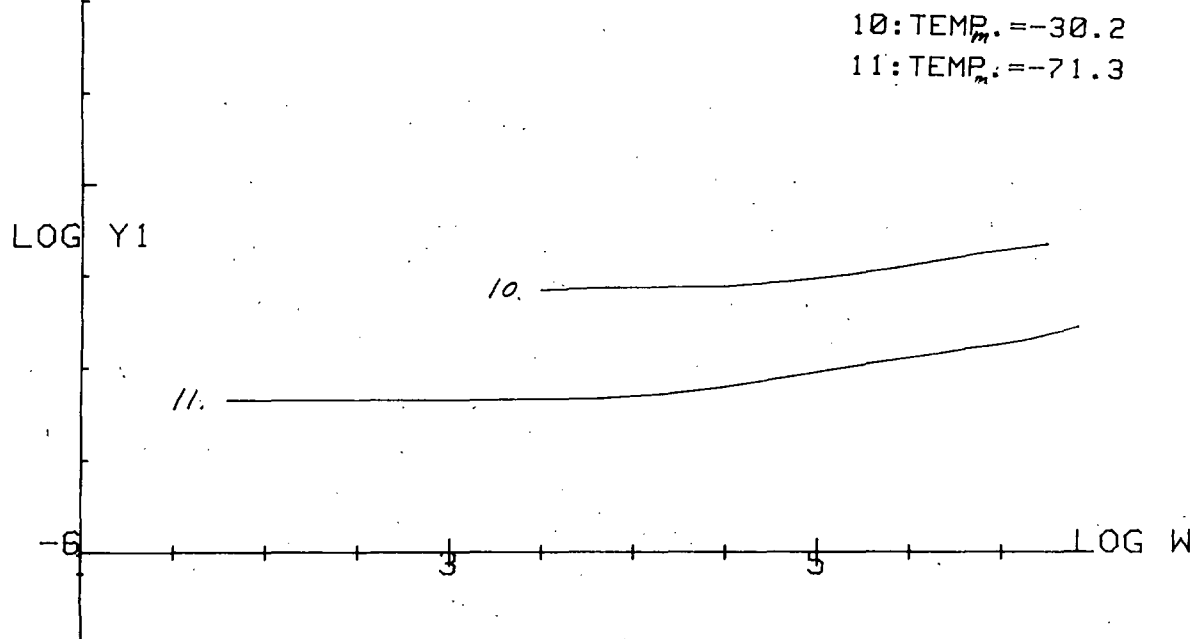


Fig 4.6

Kurve 10110: $T_A = -30^\circ\text{C}$ 10: $\text{TEMP}_m = -30.2$ 11: $\text{TEMP}_m = -71.3$ LOG Y_2/W

-11

3

5

LOG W

Anealingstemperatur for alle kurver; $T_A = -60^\circ\text{C}$

Fig 4.5

5: $\text{TEMP}_m = -71$ 6: $\text{TEMP}_m = -91.5$ 7: $\text{TEMP}_m = -101.4$ 8: $\text{TEMP}_m = -142$ 9: $\text{TEMP}_m = -183.4$ LOG Y_2/W_5

6.

7.

8.

9.

-9

-11

2

4

6

LOG W

124

$\ln Y_{dc}$

-10

-15

20

.002

.003

.004

.005

.006

.007

.008

.009

$\frac{1}{T}$

$T_h = 160^\circ\text{C}$

$T_h = 130^\circ\text{C}$

$T_h = 35^\circ\text{C}$

$T_h = -30^\circ\text{C}$

$T_h = -60^\circ\text{C}$

$T_h = -130^\circ\text{C}$

Fig 4.8

123

$\ln Y_{dc}$

-10

-15

20

.2

.25

.3

$(\frac{1}{T})^{1/4}$

$T_h = 160^\circ\text{C}$

$T_h = 130^\circ\text{C}$

$T_h = 35^\circ\text{C}$

$T_h = -30^\circ\text{C}$

$T_h = -60^\circ\text{C}$

$T_h = -130^\circ\text{C}$

Fig 4.7

KAPITEL 5: OM FITNING AF MÅLERESULTATER.

Vore målinger af den frekvensafhængige ledningsevne er udført m.h.p. at belyse

1. D.C.-ledningsevne og den frekvensafhængige ledningsevne som funktion af temperaturen ved fastholdt anealingegrad.

2. D.C.-ledningsevne og den frekvensafhængige ledningsevne som funktion af anealingstilstanden ved fastholdt temperatur.

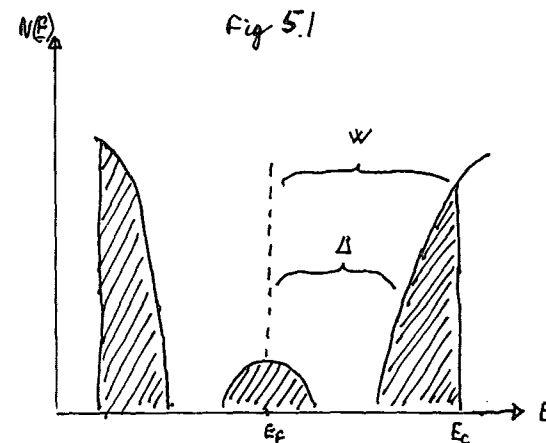
Inden vi går ind i en diskussion af pkt.1 og 2, vil vi i det følgende beskrive de fitteprocedurer som vi har benyttet, for at bringe vore måleresultater på en kompakt form. I det følgende præsenteres desuden fittekurverne. I det næstfølgende afsnit vil vi derefter vende tilbage til pkt.1 og 2, som vi diskuterer ud fra de opnåede fitteresultater.

Om fitningen af D.C.-måleresultaterne.

Som nævnt s.37 har det teoretiske udtryk for D.C.-ledningsevnen i hele temperaturintervallet følgende form:

$$5.1 \quad \sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{4kT}\right) + \sigma_1 \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right) + \sigma_2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

Det første led i .1/, skyldes D.C.-ledningsevne-bidraget fra elektronerne i de lokaliserede tilstande omkring E_c (se fig. 5.1). Det andet led i 5/ skyldes D.C.-ledningsevnebidraget fra elektroner i de lokaliserede tilstande under mobilitetskanten, og det tredje led i 5/ skyldes bidraget fra elektroner i de udstrakte tilstande.



Skraveret område angiver lokaliserede tilstande. Ikke skraveret område angiver udstrakte tilstande. Δ og W refererer til 5/.

Kvalitativt forventes Mott-leddet $\sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{4kT}\right)$

at dominere 5/ for lave temperaturer, medens leddet

$\sigma_2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ forventes at dominere for høje temperaturer.

For mellemhøje temperaturer ses eventuelt alle tre bidrag i 5/.

Vi har benyttet udtrykket 5/ til at fitte vores måleresultater. Vores D.C.-måleresultater for de første tre anealingstilstande (T_A er hhv 143K, 213K og 243K) opfylder stort set Mott-loven

$$5.2 \quad \sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{4kT}\right)$$

Fejlprocenten for vore fits af 5.2 til måleresultaterne for de nævnte anealingstilstande, stiger imidlertid med anealingstilstanden (som vi karakteriserer ved T_A). Således er fejlprocenten $\pm 2\%$ for $T_A=143K$, medens den er $\pm 9\%$ for $T_A=243K$. Da vi for et givet T_A måler D.C.-ledningsevnen for måletemperaturer $T < T_A$, udvides tempera-
 aurintervallet hvor D.C.-ledningsevnen kan måles, når T_A vokser. Vi tolker det forhold, at usikkerheden på vore fits af Mott-loven 5.2 vokser med voksende T_A som et resultat af det øgede temperaturinterval. Jnf. formel 5./

forventer vi med stigende måletemperatur et aktiveret additivt bidrag til Mott-loven, dvs.

$$5.3 \quad G = G_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$$

kan fittes til vore D.C.-måleresultater for T_A hhv. 213K og 243K med en maksimal fejlprocent på $\pm 3\%$. Den fittede aktiveringsenergi Δ er ens for de to anealing-sgrader ($\Delta = 0.17\text{eV}$).

For de to højeste anealingstilstande (T_A er hhv. 403K og 433K) ses i $1/4$ -plottet, fig. 4.8 en retliniet opførsel for de højeste målte temperaturer, hvilket indikerer tilstedeværelsen af en aktiveringsenergi.

Aktiveringsenergien er ens for de to anealingstilstande ($U = 0.35\text{eV}$). Vi er dog ikke i stand til at fitte et udtryk af formen

$$5.4 \quad G = G_2 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$$

til D.C.-måleresultaterne for de to højeste anealingstilstande i hele temperaturintervallet. Det synes rimeligt at forvente, at det andet aktiverende bidrag i 5.1 også er til stede for de to højeste anealingsgrader, og det viser sig at vi kan fitte et udtryk af formen

$$5.5 \quad G = G_1 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) + G_2 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$$

med en maksimal fejlprocent på $\pm 3.5\%$

I vore fits for $T_A = 404\text{K}$ og $T_A = 433\text{K}$ finder vi samme aktiveringsenergier ($\Delta = 0.19\text{eV}$, $U = 0.35\text{eV}$) Δ er desuden praktisk taget identisk med aktiveringsenergien for $T_A = 213$ og $T_A = 243$, hvor $\Delta = 0.17\text{eV}$.

Vi er ligeledes i stand til at fitte 5.5 til D.C.-måleresultaterne for anealingstilstanden $T_A = 308\text{K}$, dog ikke for de laveste temperaturer. Her finder vi igen $U = 0.35\text{eV}$ medens $\Delta = 0.17\text{eV}$

Afvigelsen for de laveste måletemperaturer ved anealingstilstanden $T_A = 308$, kan forklares ved tilstedeværelsen af alle tre bidrag i formel 5.1.

Fig. 5.2 viser samtlige fittekurver (de fuldt optrukne kurve, x markerer målepunkterne).

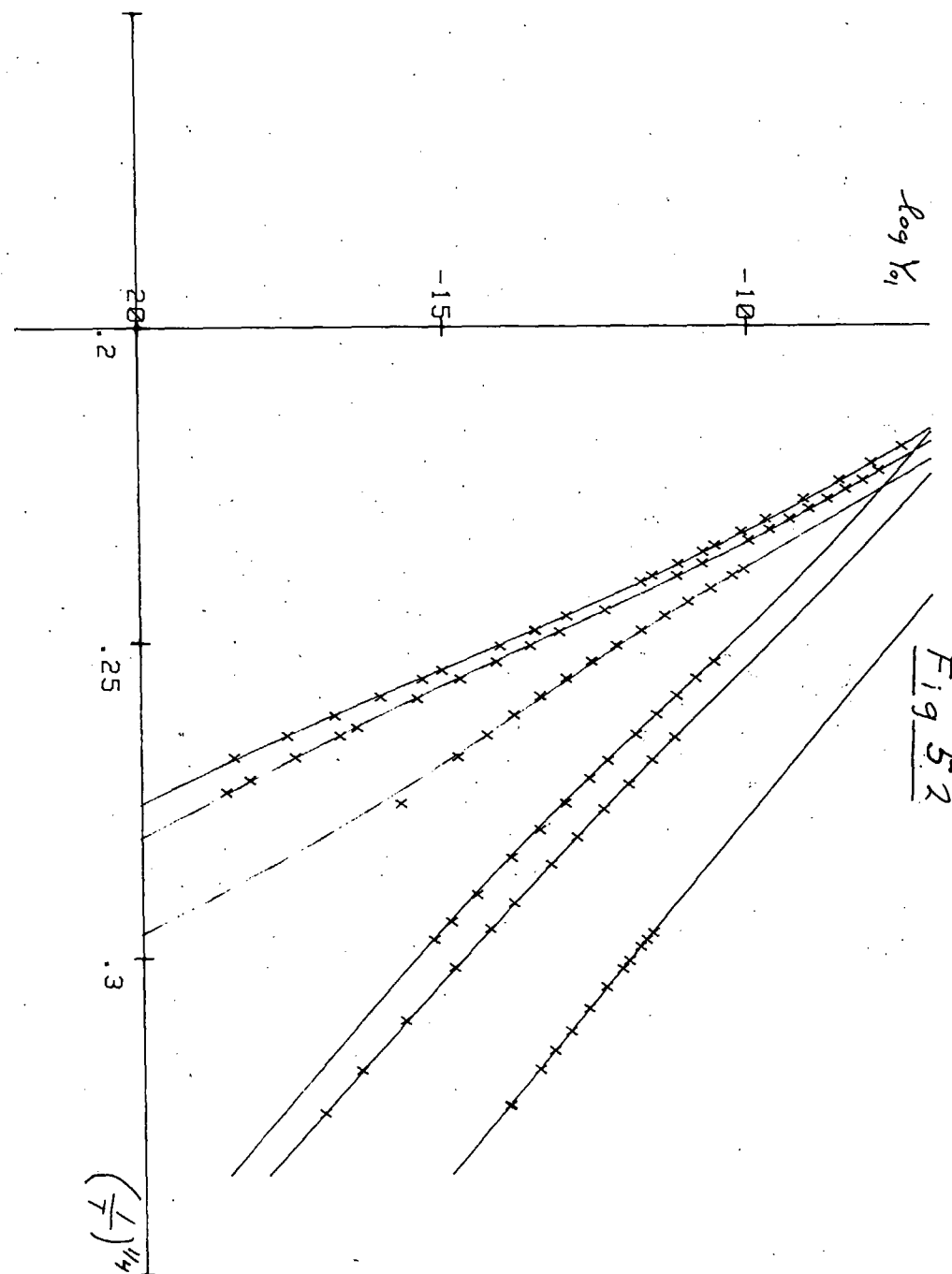


Fig. 5.2

Det forhold, at vi med relativ stor nøjagtighed, er i stand til at fitte ϵ' til vore D.C.-måleresultater med næsten konstante værdier af Δ og ψ og ydermere (hvilket vi senere skal vise) teoretisk set rimelige værdier af

$T_0, \psi, \Delta, \epsilon_0, \epsilon_1$ og ϵ_2 ligner mere end et tilfælde.

Vi vil dog ikke helt udelukke, at der kan være tale om et (besynderligt) tilfælde.

Om korrektion af A.C.-måleresultaterne.

Inden vi går over til en beskrivelse af den egentlige fitteprocedure som vi har benyttet for vore A.C.-måleresultater, skal vi kort omtale metoden, hvorved vi har korregeret vore A.C.-måleresultater for spredningskapaciteten C_S , som er omtalt side .

Det blev på side 104 vist, at effekten af spredningskapaciteten C_S er at realdelen af ledningsevnen får et "svaj" opad for de højeste frekvenser. Et sådant "svaj" ses i alle vore målekurver (se fig. 4.8 og 4.2).

Vi har korregeret for spredningskapaciteten ved brug af formlerne 3.7 og 3.8. Det viser sig imidlertid, at "svajet" i vore måleresultater ikke forsvinder når vi korregerer med den teoretisk beregnede og eksperimentelt målte værdi af spredningskapaciteten C_S (se side 108).

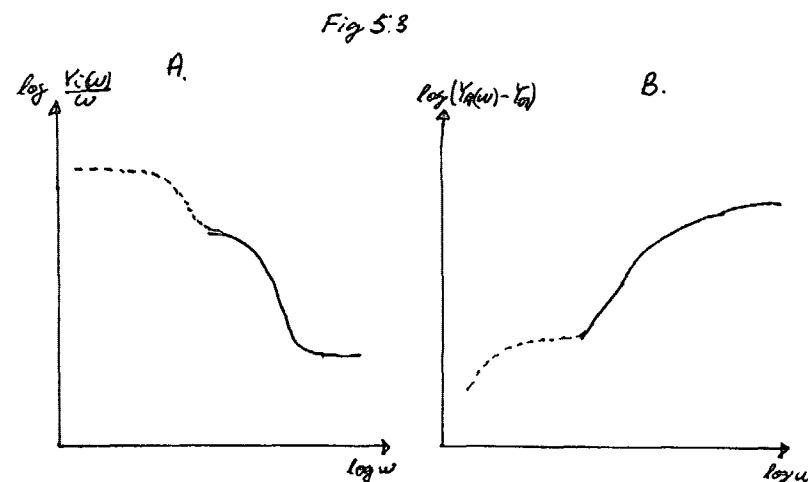
"Svajet" i vore A.C.-måleresultater forsvinder først når vi korregerer med en værdi af C_S som er ca. 10 gange den målte og beregnede værdi af C_S . Det er ikke lykkedes os at forklare denne uoverensstemmelse på en faktor 10.

Vi antager imidlertid, at svajet i vore måleresultater skyldes en spredningskapacitet, hvilket er en rimelig antagelse, fordi vi er i stand til at finde en fast værdi af C_S som får svajet til at forsvinde i alle vore måleresultater. Korrektionsværdien af C_S er 40 pF.

Om fitning af de korrigerede A.C.-måleresultater.

Efter ovennævnte korrektion for spredningskapaciteten C_S , kan vi opdele vore måleresultater for den frekvensafhængige ledningsevne i to kategorier.

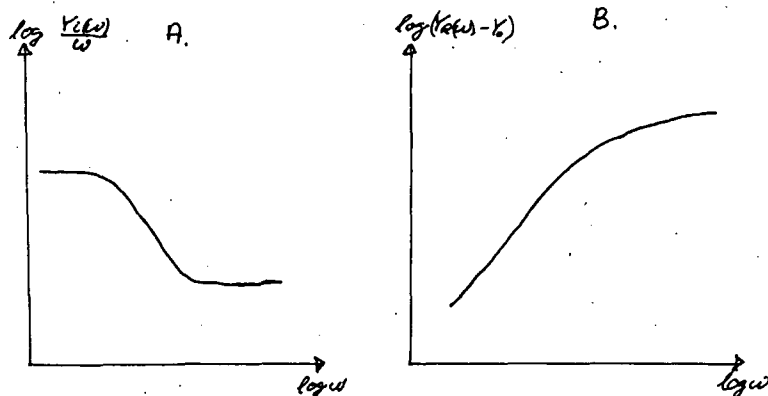
Kategori 1 består af tre måleserier, hvor anealingstemperaturen $T_A = 213K$ og måletemperatur er hhv. 202K, 185.5K, 171.6K. Fælles for disse tre måleserier er tilstedeværelsen af visse kvalitative træk som vi ikke er i stand til at reproducere med den elektriske netværksmodel. Fig. 5.3a og 5.3b skitserer de kvalitative træk som er karakteristiske for ovennævnte tre måleserier



De stiplede linier i fig. 5.3a og 5.3b markerer den anormale opførsel som vi ikke er i stand til at reproducere med den elektriske netværksmodel. Bemærk at y-aksen i fig. 5.3b angiver $\log(Y_R(\omega) - Y_0)$ hvor $Y_R(\omega)$ er realdelen af den frekvensafhængige ledningsevne og Y_0 er D.C.-ledningsevnen.

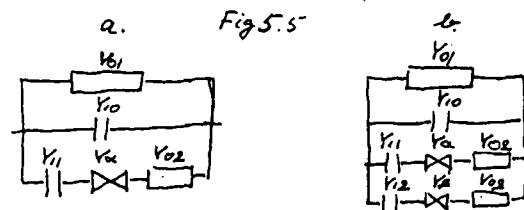
Kategori 2 består af de øvrige måleserier. De kvalitative fælles træk for disse måleserier, er skitseret i fig. 5.4a og 5.4b.

Fig 5.4



Forskellen på de to kategorier af måleserier er altså, (sammenlign fig. 5.3 og 5.4), opførslen som i fig. 5.3a og 5.3b er markeret med stiptet linie. For at kunne reproducere denne "anormale" opførsel, har vi været nød til at tilføje tre ekstra komponenter til den elektriske netværksmodel.

Fig. 5.5a viser den oprindelige netværksmodel, der som nævnt nogenlunde er i stand til at reproducere måleserierne i kategori 2. Fig. 5.5b viser den reviderede udgave af netværksmodellen, som nogenlunde er i stand til at reproducere måleserierne i kategori 1.

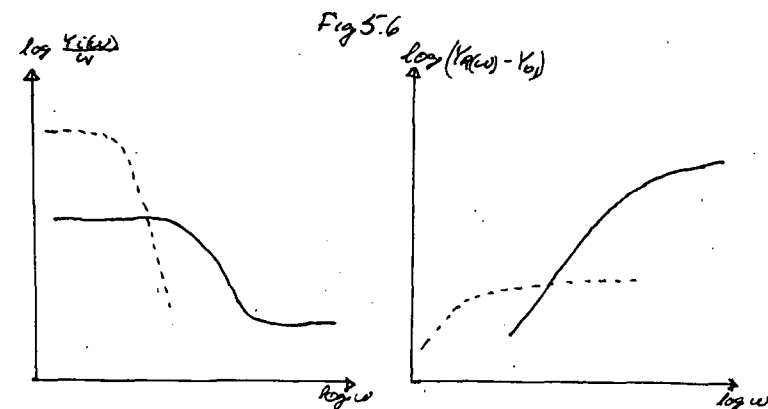


Det ses af fig. 5.5, at den reviderede udgave af netværksmodellen fig. 5.5b i forhold til den oprindelige model, fig. 5.5a, er udvidet med serieforbindelsen

$$Y_{12} - Y_2 - Y_{03}.$$

Modelkorrektur fig. 5.5b bygger på den antagelse, at den anormale opførsel (stiplet linie i fig. 5.3) er et resultat af en ledningsevne mekanisme som er additiv i forhold til den "normale" ledningsevne mekanisme. I modellen fig. 5.5b kommer antagelsen om en additiv ledningsevne mekanisme til udtryk ved at $Y_{12} - Y_2 - Y_{03}$ serieforbindelsen er forbundet parallel med den oprindelige netværksmodel.

Antagelsen om tilstedeværelsen af et ekstra additivt ledningsevnebidrag for måleserierne i kategori 1, bygger på tolkningen i fig. 5.6 af de kvalitative træk i kategori 1 måleserierne (sammenlign fig. 5.3).



I fig. 5.6 markerer den fuldt optrukne linie den "normale" opførsel, som kan reproducere ved den oprindelige netværksmodel, fig. 5.5a.

Den stiplede linie markerer vores tolkning af den "anormale" opførsel som et additivt bidrag.

Serieforbindelsen $Y_{12} - Y_2 - Y_{03}$ i modellen fig. 5.5b har den funktion, at skulle reproducere de stiplede linier i fig. 5.6.

Vi skal i næste afsnit sandsynliggøre at den anormale opførsel for kategori 1 måleserien skyldes en "højtemperaturmekanisme" som modsvarer af de additive aktiverede bidrag vi fandt for D.C.-ledningsevne-måleresultaterne.

Da den oprindelige netværksmodel (fig. 5.5a) er et specialtilfælde af den reviderede elektriske netværksmodel (fig. 5.5b) kan både kategori 1 og kategori 2 måleserier beskrives ved den reviderede model (fig. 5.5b).

Fig. 5.7 og 5.8 skitserer hvorledes vi tolker A.C.-måleresultaterne i forhold til den elektriske netværksmodel, fig. 5.5b.

Fig 5.7

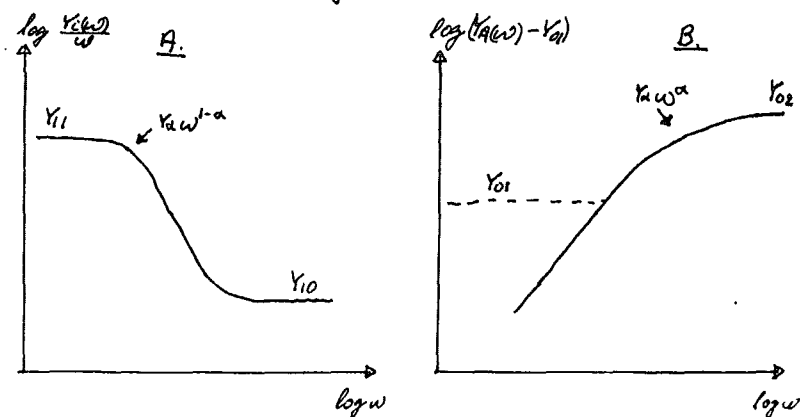
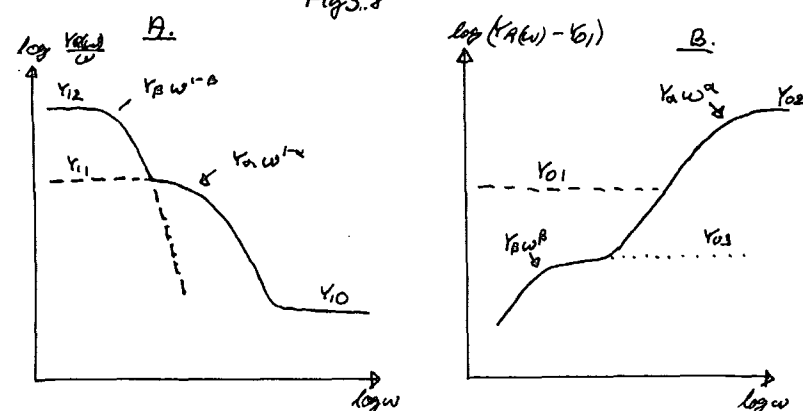


Fig 5.8



De stiplede kurver i fig. 5.7b hhv. fig. 5.8b angiver D.C.-ledningsevnen.

Som angivet i fig. 5.7a og 5.8a fortolker vi opførselen som ses for høje frekvenser i realdelen af ledningsevnen, som en mætning. Denne mætning svarer i forhold til modellen, fig. 5.5b til modstanden Y_{02} . Tilstedeværelsen af modstanden Y_{02} kan forklare et forhold som er karakteristisk for alle måleserier, nemlig det tilsyneladende fravær af α -opførslen.

I fig. 5.7, og 5.8 markerer pilene hvor denne α -opførsel "burde være".

Tilstedeværelsen af modstanden Y_{02} betyder at α -opførslen så at sige er "spærret inde" mellem D.C.-modstanden Y_{01} og modstanden Y_{02} . Da frekvensintervallet mellem D.C.-opførsel ($\sim Y_{01}$) og mætningsopførslen ($\sim Y_{02}$) for alle måleserier er relativt lille, kommer α -opførslen fuldt ud til udtryk i vore måleresultater.

Fig. 5.9 viser et dobbeltlogaritmisk dimensionsløst plot af $\frac{Y_0(w) - Y_0}{Y_0}$ mod $\tau_3 w$ (fig. 9a) h.h.v. $\frac{Y_0(w) - Y_{01}}{Y_{01}}$ mod $\tau_3 w$ (fig. 5.9b).

for 4 måleserier (den ene måleserie for det uanealede sample og de tre måleserier for $T_A = 143K$). Det ses, at disse fire måleserier i det dimensionsløse plot ligger på en fælles universalkurve (Vi skal i det næste afsnit diskutere dette forhold.). Den fuldt optrukne linie i fig. 5.9, viser fittekurven.

Fig. 5.10, viser i samme dimensionsløse plot som fig.

5.9 de fem måleserier hvor $T_A = 213K$. De tre målekurver hvor T_m er hhv. $202K$, $185K$, og $171.6K$ er de måleserier vi ovenfor omtalte som kategori 1-måleserier. De fuldt optrukne kurver angiver som i fig. 5.9, fittekurver.

Endelig viser fig. 5.11, i samme dimensionsløse plot som i fig. 5.9, og 5.10, de to måleserier hvor $T_A =$

$243K$. Det ses i fig. 5.9, 5.10 og 5.11, at vores fit baseret på ^{modellen} fig. 5.5.6, nogenlunde er i stand til at reproducere måleresultaterne.

Der er dog visse problemer med at fitte måleresultaterne helt nøjagtigt (f.eks. i fig. 5.9a, og 5.9b) for små frekvenser.

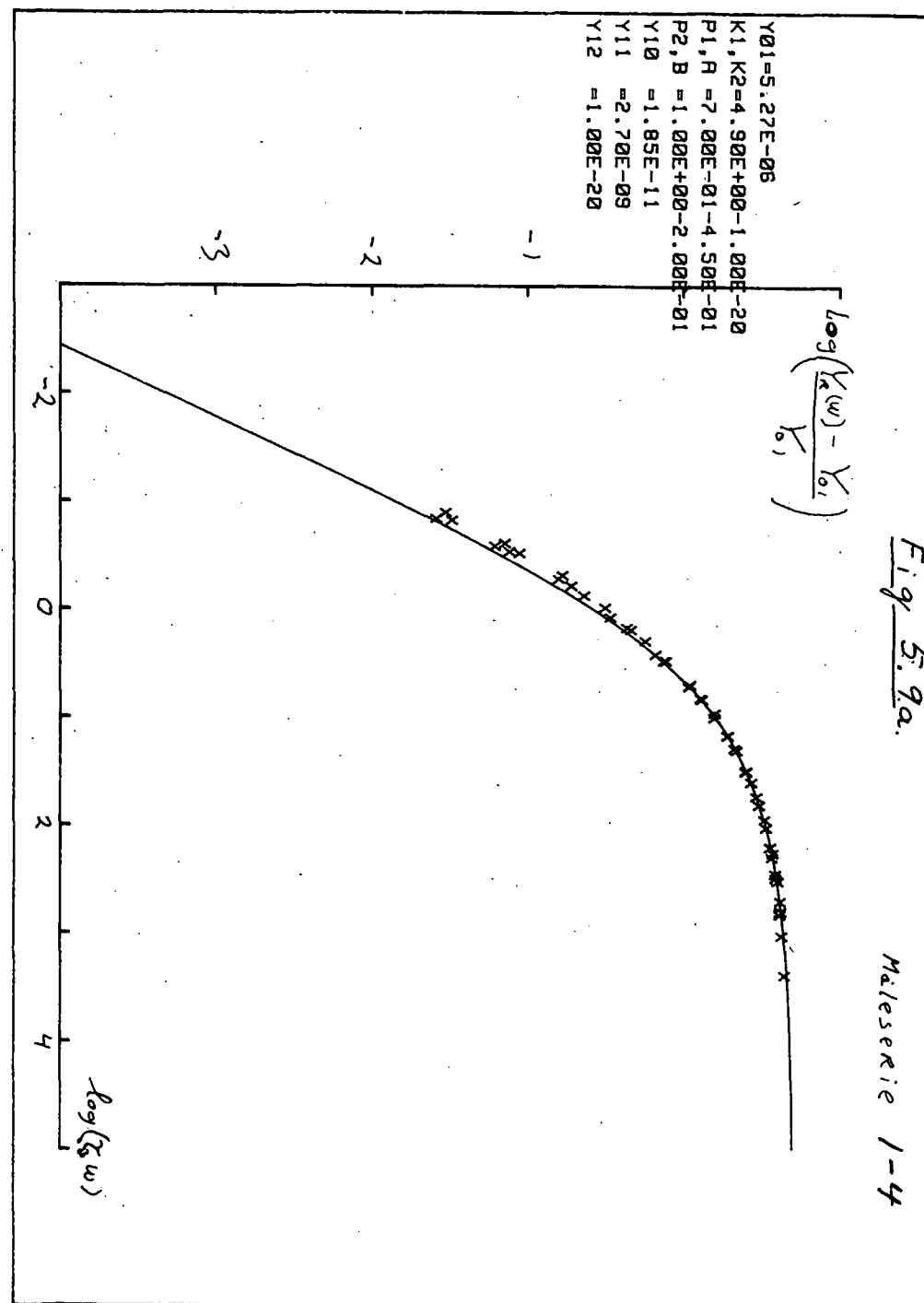


Fig 5.10.a

Maleserie 5-9

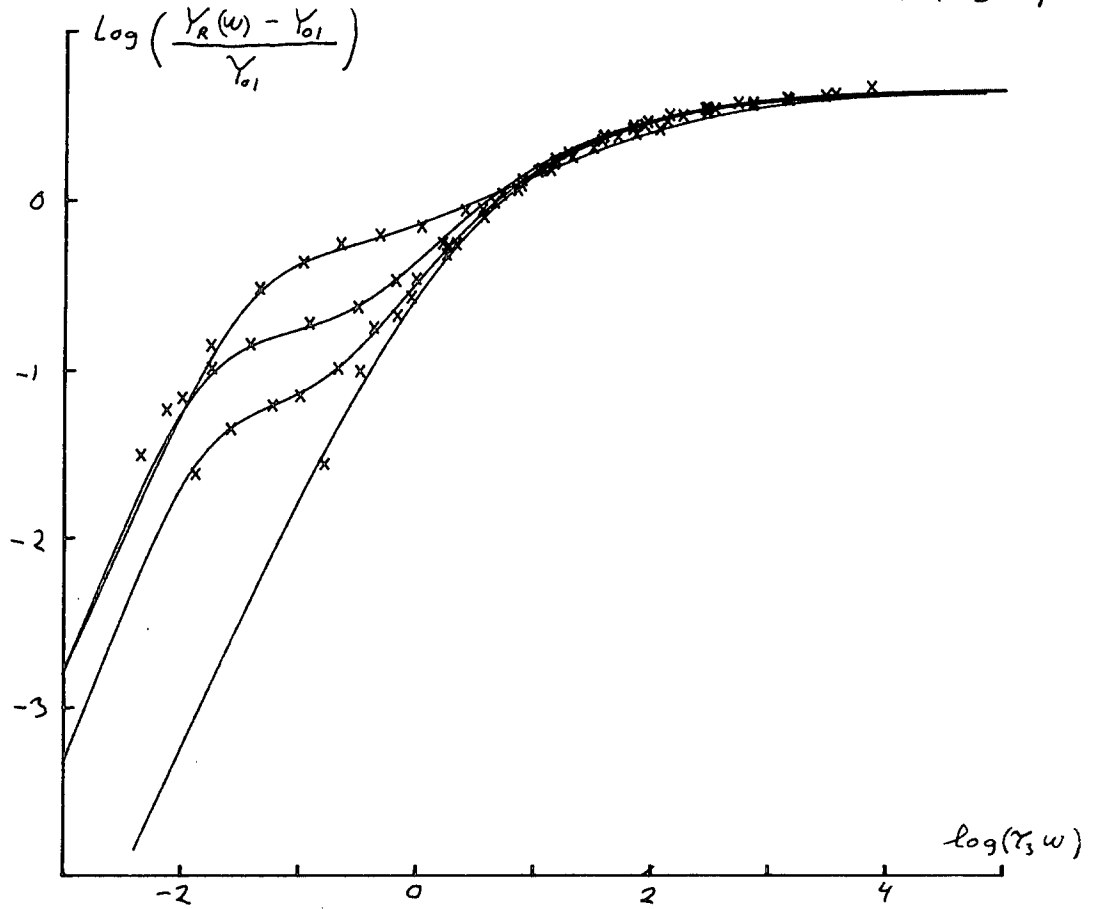
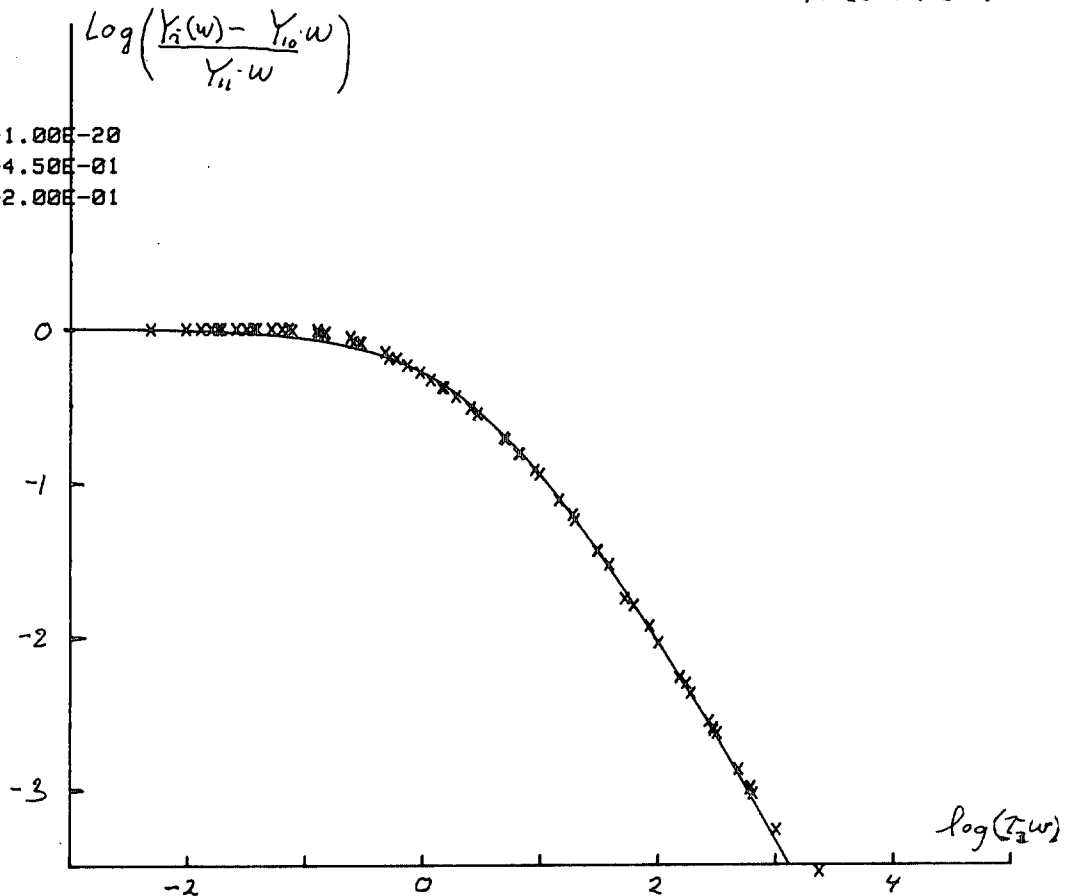


Fig 5.9.b

Maleserie 1-4

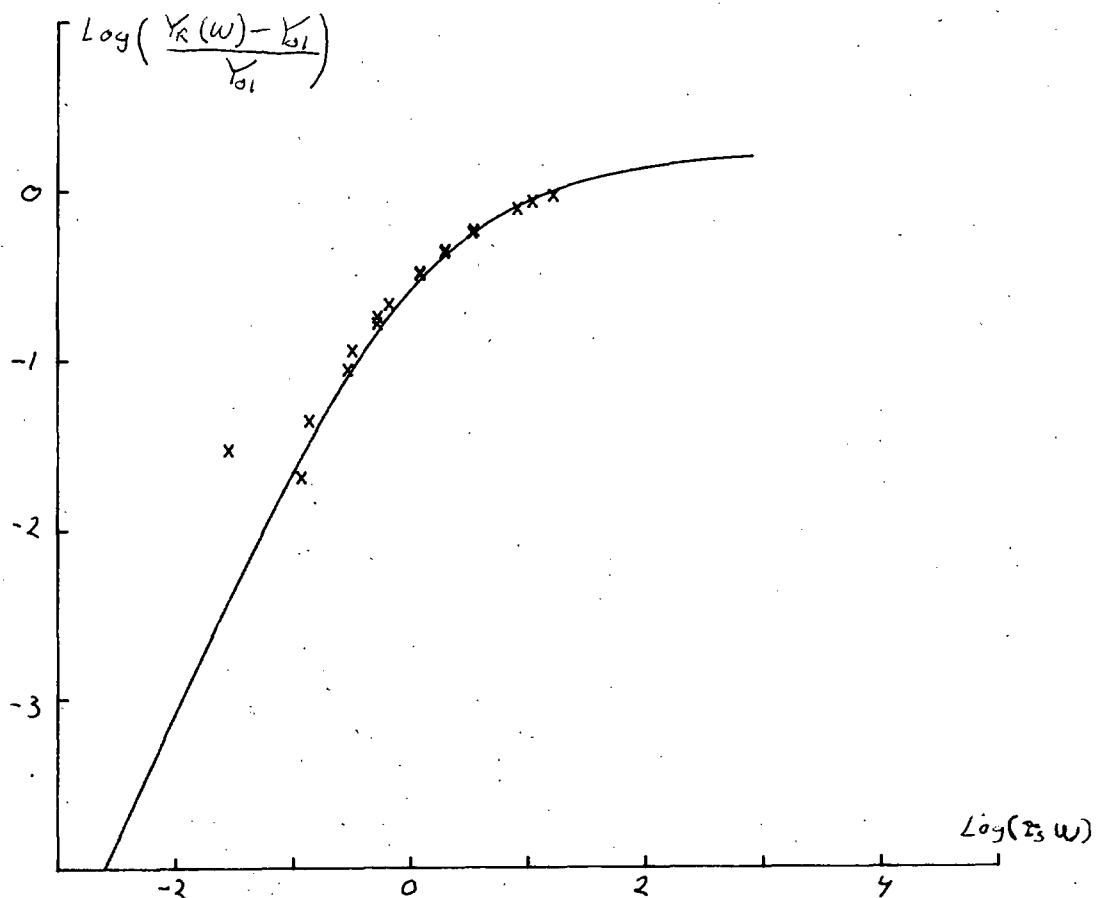
$Y_{01} = 5.27E-06$
 $K1, K2 = 4.90E+00 - 1.00E-20$
 $P1, A = 7.00E-01 - 4.50E-01$
 $P2, B = 1.00E+00 - 2.00E-01$
 $Y10 = 1.85E-11$
 $Y11 = 2.70E-09$
 $Y12 = 1.00E-20$



140

Fig 5.11.a.

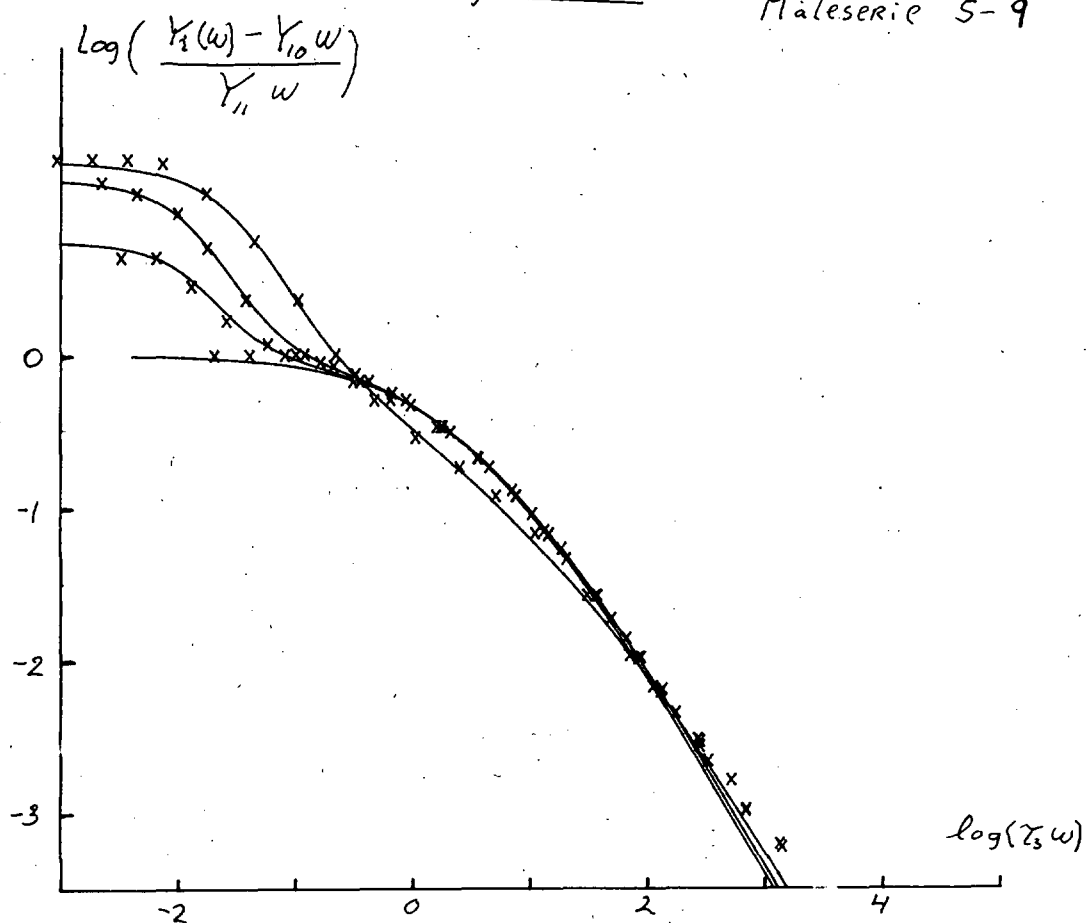
Mäleserie 10-11



139

Fig 5.10.b.

Mäleserie 5-9



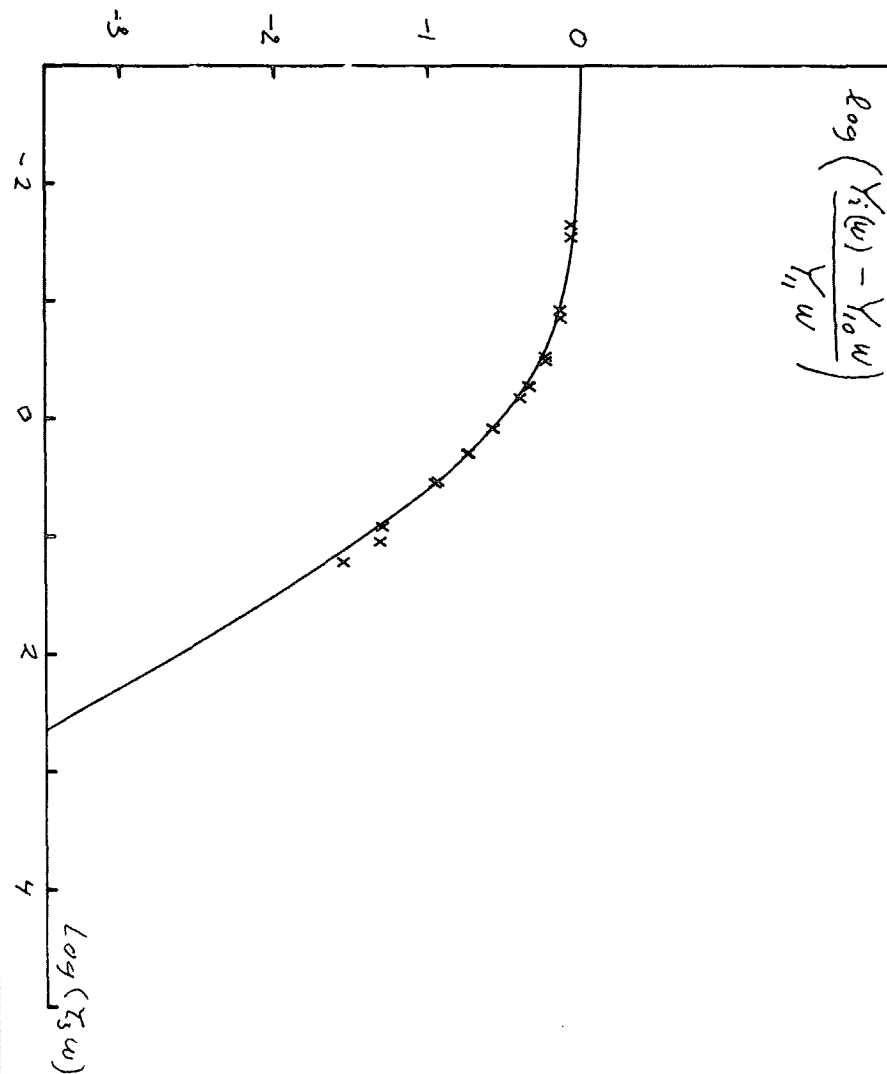


Fig 5.11.b.

Måleserie 10-11

KAPITEL 6: DISKUSSION AF MÅLERESULTATER.

I det følgende diskuteres temperaturafhængigheden af den samlede ledningsevne (dvs. A.C. og D.C.-ledningsevnen) samt effekten af anealing på den samlede ledningsevne. Vi diskuterer disse to forhold ud fra de fitteresultater vi har opnået ved de i forrige afsnit beskrevne fittermetoder. Fitterresultaterne er angivet i skema 6.1 og 6.2. Skema 6.1 viser fitterresultaterne for D.C.-ledningsevnen og skema 6.2 for A.C.-ledningsevnen. Vi skal bemærke, at D.C.-fitterresultaterne er angivet for 6 forskellige anealingstilstande, medens A.C.-fitterresultaterne er angivet for 3 anealingstilstande plus det uanealede sample. Grunden til at der kun er angivet A.C.-fitterresultater for 3 anealingstilstande er som tidligere nævnt, at ledningsevnen ikke er frekvensafhængig for anealingstilstandene, hvor T_A er hhv. 308K, 403K og 433K.

I forrige afsnit skelnede vi mellem kategori 2 måleserier, der kunne fittes ved den oprindelige netværksmodel og kategori 1 måleserier, der kunne fittes ved modellen, fig. 5.5a. I skema 6.2 har kategori 1 måleserierne nr 5-7. De øvrige måleserier er alle kategori 2 måleserier.

Hypotese om temperaturafhængigheden af ledningsevnen.

Vores hypotese, som vi vil belyse i det følgende, er at temperaturafhængigheden af ledningsevnen kan opstilles i to additive bidrag.

1. Et lavtemperaturbidrag, der er karakteriseret ved at både A.C. og D.C.-ledningsevnen kan udtrykkes ved "Mott-faktoren" $\exp(-\frac{E_g}{kT})^{1/4}$.
2. Et højtemperaturbidrag, der er karakteriseret ved at både A.C. og D.C.-ledningsevnen er aktiveret.

De to bidrag ^{relation} til den reviderede elektriske netværksmodel er vist i fig. 6.1

Skema 6.1

Ansætnings- Målestandard	Y_{01} - Kildeformel	G_0 (Ω^{-1})	T_0 (K)	G_1 (Ω^{-1})	Δ (eV)	G_2 (Ω^{-1})	W (eV)
$T_A = 143K$	$G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^4\right)$	1.5×10^6	5.8×10^7				
$T_A = 213K$	$G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^4\right) + G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$	6.4×10^5	7.7×10^7	6.4×10^{-2}	0.17		
$T_A = 243K$	$G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^4\right) + G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$	7.4×10^4	6.3×10^7	5.5×10^{-2}	0.17		
$T_A = 308K$	$G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + G_2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)$			1.2×10^{-2}	0.17	18.0	0.35
$T_A = 403K$	$G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + G_2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)$			2.6×10^{-3}	0.19	12.0	0.35
$T_A = 433K$	$G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + G_2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)$			8.0×10^{-4}	0.19	8.5	0.35

143

SKEMA 6.2

Ansætnings- Målestandard	Måle- $T_{\text{mål}}$ (K)	Måle- SerieNr.	$p = \frac{Y_{02}}{Y_{01}}$	Y_{02} Y_{01}	Y_{11}	Y_{12}	α	$\frac{Y_{02}}{Y_{01}}$	$\frac{Y_{12}}{Y_{01}}$ (Ω^{-1})	β
Vanskel	91.1 K	1	0.7	5.0	2.7 mF		0.45			
$T_A = 143K$	131.1 K	2	0.7	5.0	2.4 mF		0.45			
	110.7 K	3	0.7	5.0	2.4 mF		0.45			
	91.1 K	4	0.7	5.0	2.4 mF		0.45			
$T_A = 213K$	2020 K	5	3.3	4.0	2.0 mF	365 mF	0.45	0.52	3.9×10^{-7}	0.6
	181.5 K	6	1	4.2	2.0 mF	27.0 mF	0.45	0.17	2.2×10^{-7}	0.6
	171.6 K	7	1	4.5	2.0 mF	9.0 mF	0.45	0.06	9.9×10^{-8}	0.6
	131.0 K	8	1	4.5	2.0 mF		0.45			
	90.0 K	9	1	4.5	2.0 mF		0.45			
$T_A = 243K$	242.8 K	10	2	1.9	120 pF		0.45			
	172.8 K	11	2	1.9	120 pF		0.45			

144

For alle måleserier gælder $Y_{10} = 18.5 \text{ pF}$

Fig 6.1

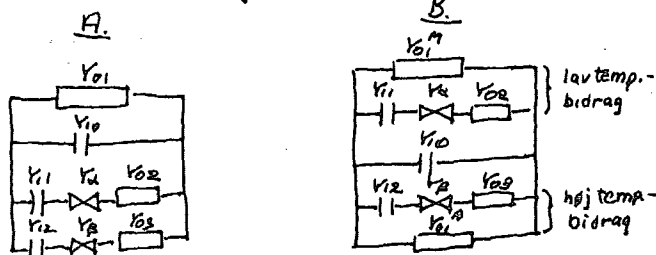


Fig. 6.1A viser den reviderede elektriske netværksmodel, som vi omtalte i forrige afsnit. I fig. 6.1B er D.C.-modstanden (Y_{01} i fig. 6.1A) modelleret ved parallelforbindelsen af Y_{01}^M og Y_{01}^A for at markere at D.C.-ledningsevnen består af to additive bidrag

$$6.1 \quad Y_{01} = G_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right)$$

Vi definerer

$$6.2 \quad Y_{01}^M = G_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4} \quad (\text{indices M står for Mott-bidrag})$$

$$Y_{01}^A = G_1 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right) \quad (\text{indices A står for aktiveret bidrag})$$

M.h.t. temperaturafhængigheden af komponenterne Y_{11} , Y_{12} og Y_{02} er vor hypotese, at der for fastholdt anealingsgrad gælder

Y_{11} er konstant

$$Y_{12} \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4} (1-\alpha)$$

$$Y_{02} \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4}$$

Vi skal bemærke, at D.C.-ledningsevnen i hele temperaturintervallet egentlig består af 3 additive bidrag

$$6.3 \quad Y_{01} = G_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right) + G_2 \exp\left(-\frac{K}{kT}\right)$$

Når bidraget $G_2 \exp\left(-\frac{K}{kT}\right)$ ikke er medtaget i modellen fig. 6.1B, skyldes det at dette bidrag kun ses i vore D.C.-målinger for T_A hhv. 308K, 403K og 433K, og for disse anealingstilstande er ledningsevnen frekvensuafhængig.

Om lavtemperaturbidraget.

Lavtemperaturbidraget ses tydeligst i måleserie 1-4. Således kan D.C.-ledningsevnen jnf. skema 6.1A for måleserie 2-4 fittes ved Mott-loven. For måleserie 1 har vi ikke målt D.C.-ledningsevnen som funktion af temperaturen. Da måleserie 1 imidlertid er målt ved den laveste temperatur det har været muligt at opnå, er det rimeligt at antage, at D.C.-ledningsevnen for måleserie 1 også kan beskrives ved Mott-loven.

I fig. 5.9 viste vi at A.C.-ledningsevnen for måleserien 1-4 kan beskrives ved to universalkurver. Vi kan belyse disse universalkurver ved at benytte ledningsevneudtrykket for den oprindelige elektriske netværksmodel.

Fra side har vi

$$6.4 \quad Y_L(\omega) = \frac{Y_{11}[(\tau_2 \omega)^{1-\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \tau_0^{\alpha} \tau_2^{1-\alpha} \omega]}{(1 + (\tau_2 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})^2 + ((\tau_2 \omega)^{\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \tau_0^{\alpha} \tau_2^{1-\alpha})^2} + Y_0$$

$$6.5 \quad Y_C(\omega) = \frac{Y_{11}(1 + (\tau_0 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})}{(1 + (\tau_0 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})^2 + ((\tau_2 \omega)^{\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \tau_0^{\alpha} \tau_2^{1-\alpha})^2} + Y_{00}$$

Vi kan relatere 6.4 og 6.5 til fitteresultaterne for universalkurverne ved at benytte

$$6.6 \quad \tau_0^{\alpha} \tau_2^{1-\alpha} = \tau_4 = \frac{Y_{01}}{Y_{02}} \tau_3$$

$$6.7 \quad \tau_2 = \rho \tau_3$$

$$6.8 \quad \tau_3 = \frac{Y_0}{Y_1}$$

Ved indsættelse af 6.6, 6.7 og 6.8 i 6.4 hhv. 6.5 fås

$$6.9 \quad Y_A(\omega) = \frac{Y_{11}[(\rho \tau_3 \omega)^{1-\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \frac{Y_0}{Y_1} \tau_3 \omega]}{(1 + (\rho \tau_3 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})^2 + ((\rho \tau_3 \omega)^{\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \frac{Y_0}{Y_1} \tau_3 \omega)^2} + Y_0$$

$$6.10 \quad Y_C(\omega) = \frac{Y_{11}(1 + (\rho \tau_3 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})}{(1 + (\rho \tau_3 \omega)^{1-\alpha} \sin^2 \alpha \frac{\pi}{2})^2 + ((\rho \tau_3 \omega)^{\alpha} \cos \alpha \frac{\pi}{2} + \frac{Y_0}{Y_1} \tau_3 \omega)^2} + Y_{00}$$

6.9 kan omskrives til den dimensionsløse form

$$6.11 \quad \frac{Y_R(\omega) - Y_0}{Y_0} = \frac{\epsilon_2 \omega [(p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \cos \alpha \pi + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \epsilon_2 \omega]}{(1 + (p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \sin \alpha \pi)^2 + ((p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \cos \alpha \pi + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \epsilon_2 \omega)^2}$$

Det forhld, at plottet $[\log \epsilon_2 \omega, \log \frac{Y_R(\omega) - Y_0}{Y_0}]$

fig. 5.9a for måleserie 1-4 giver anledning til en universalkurve, betyder i relation til 6.11, at parametrene p, α og $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ er konstante for måleserienr. 1-4.

6.10 kan tilsvarende omskrives til den dimensionsløse form

$$6.12 \quad \frac{Y(\omega) - Y_{10\omega}}{Y_{10\omega}} = \frac{(1 + (p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \sin \alpha \pi)}{(1 + (p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \sin \alpha \pi)^2 + ((p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \cos \alpha \pi + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \epsilon_2 \omega)^2}$$

For p, α og $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ konstant giver 6.12 ligeledes anledning til en universalkurve i et $[\log \epsilon_2 \omega, \log \frac{Y(\omega) - Y_{10\omega}}{Y_{10\omega}}]$ -plot (fig 5.9b)

Vi skal nævne endnu en universalkurve, som kan dannes for måleserie 1-4. Af 6.9 fås

$$6.13 \quad \frac{Y_R(\omega) \cdot Y_0}{Y_{10\omega}} = \frac{(p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \cos \alpha \pi + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \epsilon_2 \omega}{(1 + (p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \sin \alpha \pi)^2 + ((p \epsilon_2 \omega)^{-\alpha} \cos \alpha \pi + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \epsilon_2 \omega)^2}$$

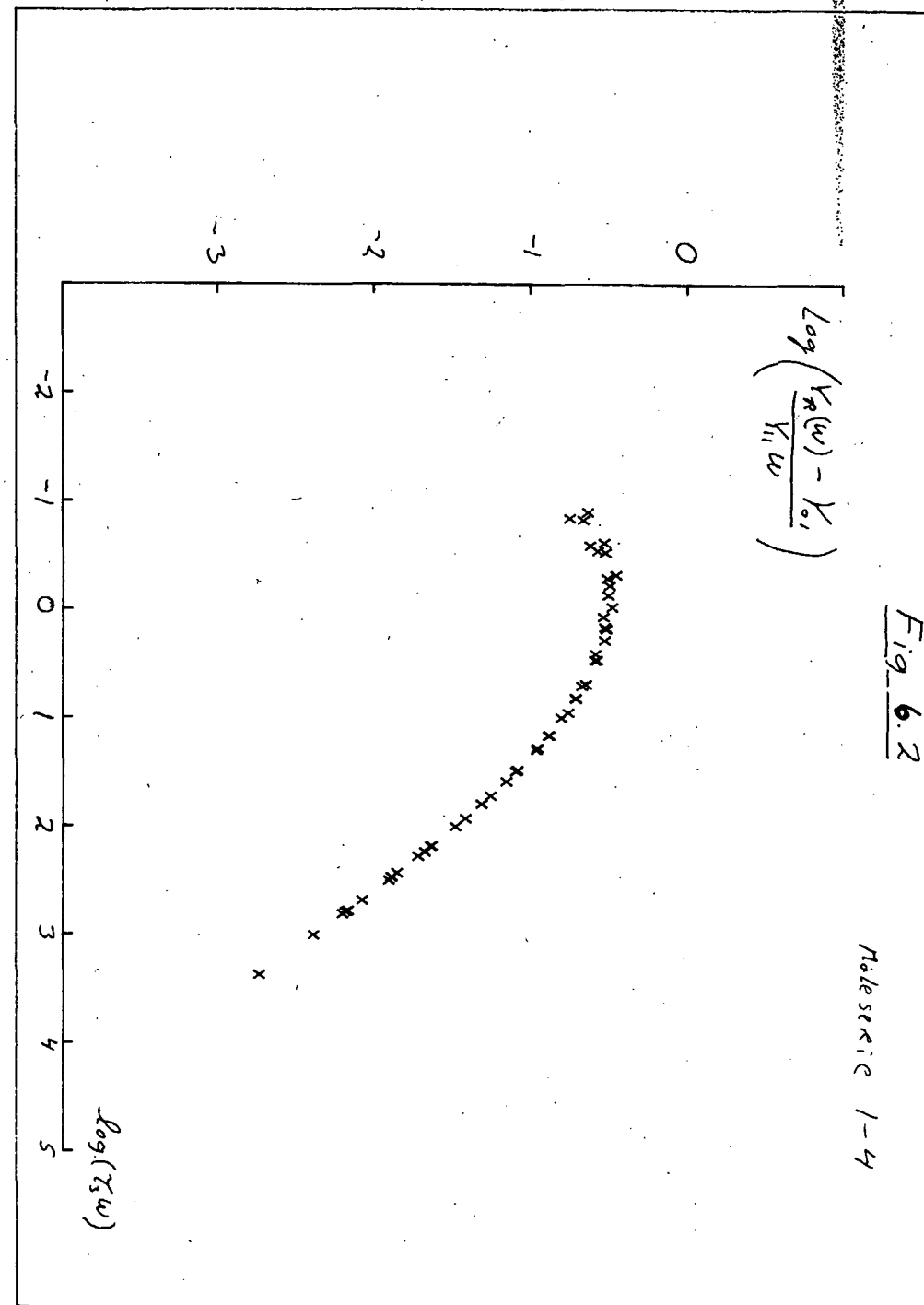
Da p, α og $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ er konstant for måleserie 1-4 giver

6.13 i et $[\log \epsilon_2 \omega, \log \frac{Y_R(\omega) \cdot Y_0}{Y_{10\omega}}]$ -plot anledning til en universalkurve (fig. 6.2). Denne universalkurve viser at B.N.N.-relationen (se side

74) er opfyldt for måleserie 1-4. Dette ses af fig. 6.2 ved at kurven har maksimum for $\log \epsilon_2 \omega \approx 0$ dvs. $\epsilon_2 \omega_m \approx 1$ dvs. $\omega_m \approx \frac{1}{\epsilon_2}$. S. 76 fandt vi ved at relatere B.N.N.-relationen til den elektriske netværksmodel at B.N.N.-relationen netop kan skrives på formen $\omega_m \approx \frac{1}{\epsilon_2}$.

De tre ovennævnte universalkurver, som kan dannes for måleserie 1-4, afspejler alle at D.C. og A.C.-ledningsevneens temperaturafhængighed er bestemt af "Mott-pak-toren" $\exp(-\frac{E}{kT})$. Dette ses nemmest hvis vi benytter det komplekse frekvensafhængige ledningsevneudtryk for den oprindelige netværksmodel (2.7).

$$6.14 \quad Y(s) = \frac{Y_{15}}{1 + (\epsilon_2 s)^{-\alpha} + \epsilon_0 \epsilon_2^{-1-\alpha} s} + Y_0 + Y_{10s} \quad (s = i\omega)$$



Ved benyttelse af 6.6, 6.7 og 6.8 kan 6.14 skrives på formen

$$6.15 \quad Y_0 = Y_0 \left(\frac{\tau_3}{1 + (p\tau_3)^{1-\alpha} + \frac{Y_0}{Y_0} \tau_3} + 1 \right) + Y_{0.5}$$

Ovenfor viste vi at universalkurverne fremkom som resultat af p , α og $\frac{Y_0}{Y_0}$ for måleserienr. 1-4 er konstante. Jnf. skema 6.2 gælder at Y_0 er uafhængig af både temperatur og anealingstilstand. 6.15 udtrykker derfor, at temperaturafhængigheden af den komplekse ledningsevne er bestemt af Y_0 og τ_3 .

For måleserienr. 1-4 er Y_0 givet ved Mott-loven (jnf. Skema 6.1)

$$Y_0 = 60 \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$$

og $\tau_3 = \frac{K_1}{Y_0}$ (per definition).

jnf. skema 6.2, er Y_1 konstant for fastholdt anealingstilstand så

$$\tau_3 \sim \exp \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$$

D.C. og A.C.-ledningsevnenes temperaturafhængighed er derfor for måleserie 1-4 udelukkende bestemt af "Mott-faktoren" $\exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$

I relation til vor hypotese, tolker vi måleserie 1-4 som specialtilfælde, hvor højtemperatur-bidraget er fraværende.

Vore fitteresultater for måleserie 2-4 er konsistente med hypotesen om temperaturafhængigheden af Y_1 , K_2 og

K_2 for fastholdt anealingstilstand, idet Y_1 , $\frac{Y_0}{Y_0}$ og $\frac{\tau_3}{\tau_3}$ er konstante. Da forholdet $\frac{Y_0}{Y_0}$ er konstant og $Y_0 = 60 \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$ gælder således $Y_0 \sim \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$

og da forholdet $\frac{\tau_3}{\tau_3}$ og Y_1 er konstante, gælder

$$\tau_3 = \left(\frac{Y_1}{Y_0} \right)^{1/\alpha} \sim \tau_3 \Rightarrow$$

$$Y_0 \sim \frac{Y_1}{\tau_3^{1-\alpha}} \Rightarrow \text{(da } \tau_3 = \frac{Y_1}{Y_0} \text{ og } Y_0 = 60 \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4})$$

$$Y_0 \sim \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4} (1-\alpha)$$

For måleserie 8 og 9 gælder tilsvarende forhold som for måleserie 1-4. Måleserie 8 og 9 er begge målt ved anealingstilstanden hvor $T_A = 213K$.

Vi skal bemærke, at det er ved denne anealingstilstand vi for de tre højeste måletemperaturer ser det "anormale" bidrag i A.C.-delen (måleserienr. 5-7).

Af skema 6.1 ses at D.C.-ledningsevnen for $T_A = 213$ er fittet ved udtrykket $Y_0 = 60 \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4} + 6 \exp - \frac{K_2}{T}$

For måleserien 8-9, der er målt ved 130K hhv. 90K er det aktiverede bidrag dog uden betydning. Således er forholdet

$$\frac{6 \exp - \frac{K_2}{T}}{60 \exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}}$$

for måleserienr. 8 og 9 hhv. 2×10^{-2} og 3×10^{-4} .

D.C.-ledningsevnen for måleserienr. 8-9 er derfor i det væsentligste beskrevet ved Mott-loven.

Vi skulle så forvente, at vi for måleserienr. 8-9 kunne danne tilsvarende universalkurver som for måleserienr. 1-4, og det er faktisk tilfældet (se fig. 6.3).

Universalkurverne for måleserie 8 og 9 er dog ikke identiske med universalkurverne for måleserienr. 1-4, idet forholdet $\frac{Y_0}{Y_0}$ for måleserienr. 8 og 9, jnf. skema 6.2, er lidt mindre end for måleserienr. 1-4.

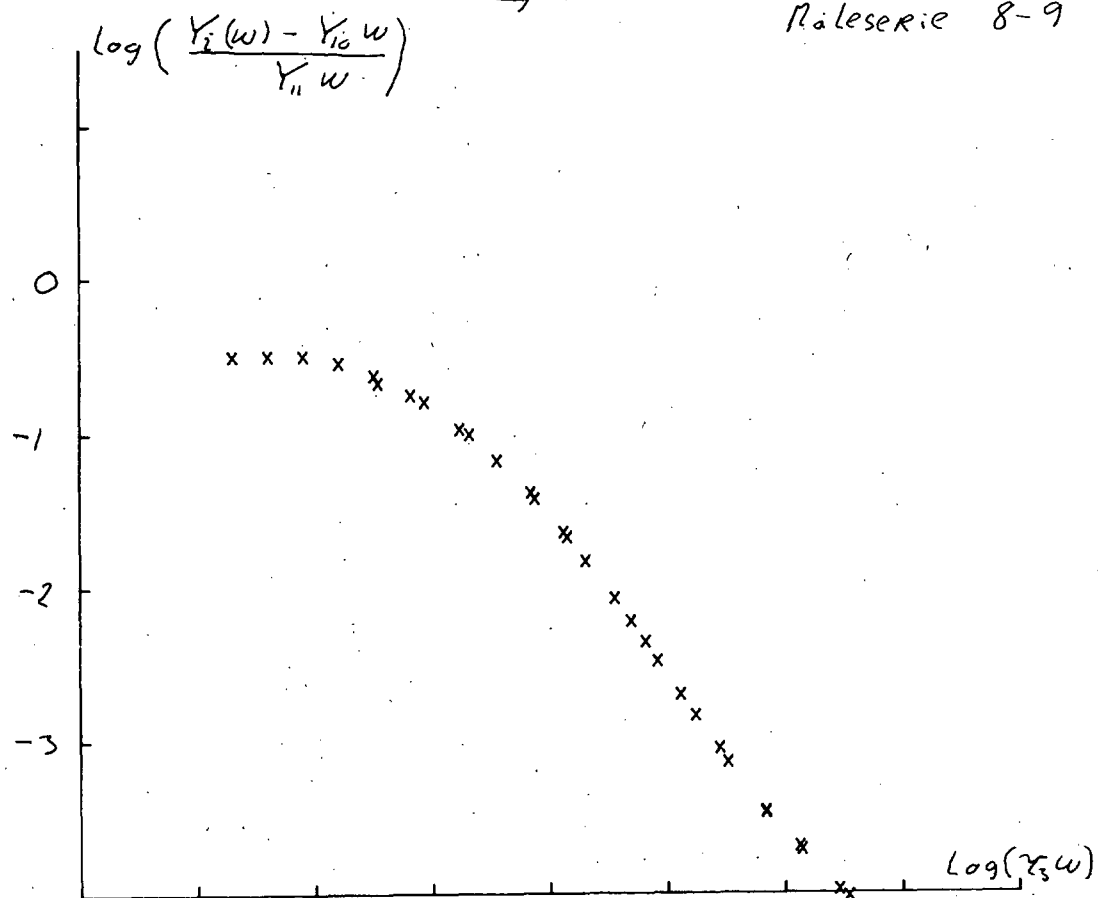
Vi ser altså, at måleserie 1-4 og 8-9 alle er målt ved lave temperaturer, hvor D.C.-ledningsevnen kan beskrives ved Mott-loven og at A.C.-delens temperaturafhængighed for disse måleserier udelukkende afhænger af Mott-faktoren $\exp - \left(\frac{T}{T_A} \right)^{1/4}$.

Samlet kan A.C. og D.C.-ledningsevnen for måleserierne 1-4 og 8-9 beskrives ved 6.15. Parametrene α og p er ens for alle 6 måleserier, forholdet $\frac{Y_0}{Y_0}$ er temperaturafhængigt, men afhænger af anealingstilstanden.

152

Fig 6.3.b

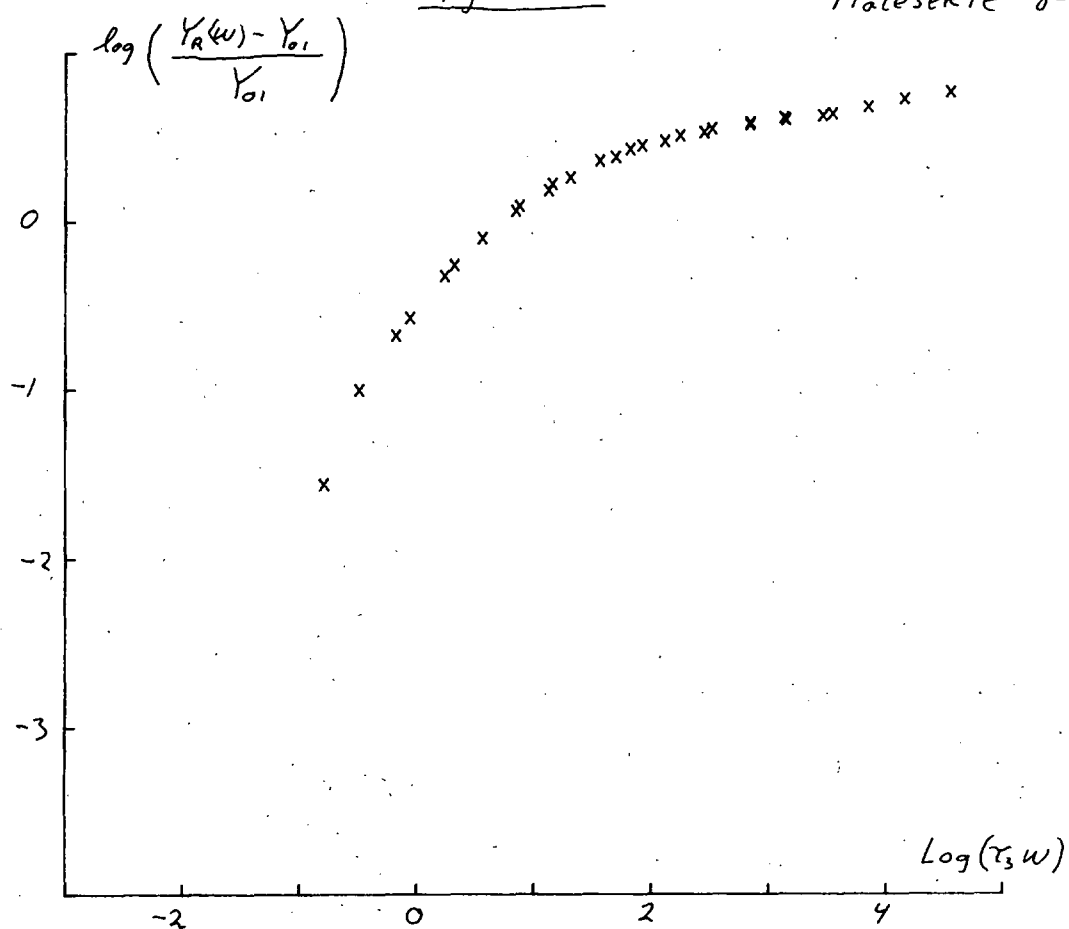
Maleserie 8-9



151

Fig 6.3.a

Maleserie 8-9



Om højtemperaturbidraget.

A.C.-højtemperaturbidraget ses som tidligere nævnt kun i måleserie 5-7. D.C.-ledningsevnen er (jnf. skema

6.1) for disse måleserier beskrevet ved

$$\gamma_0 = G_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$$

Benyttes fitteværdierne for G_0 , T_0 , G_1 og Δ

for $T_A = 213K$ (svarende til den anealingstilstand hvor måleserien 5-7 er målt) får vi at forholdet

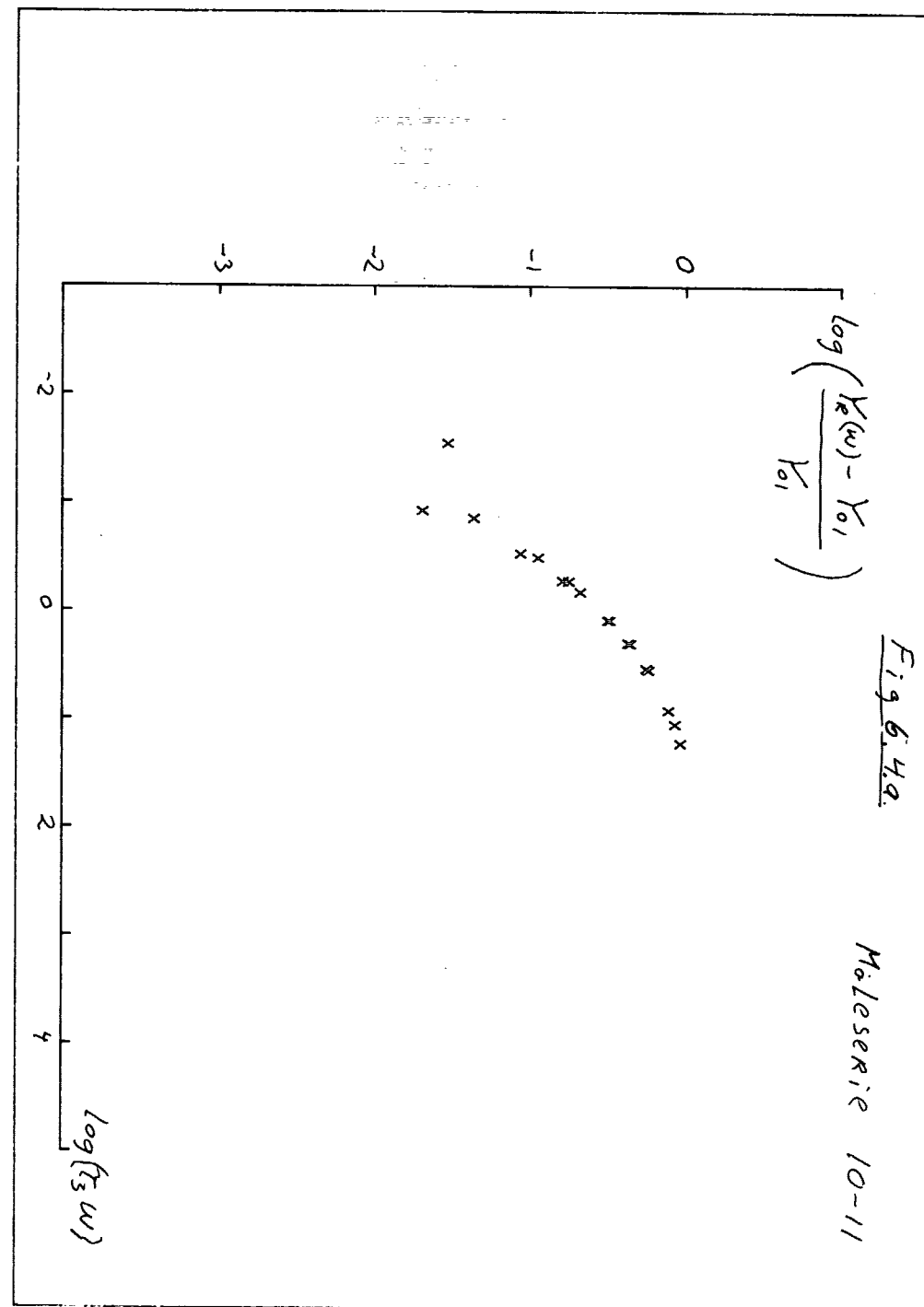
$$6.16 \quad \frac{G_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)}{G_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)^{1/4}}$$

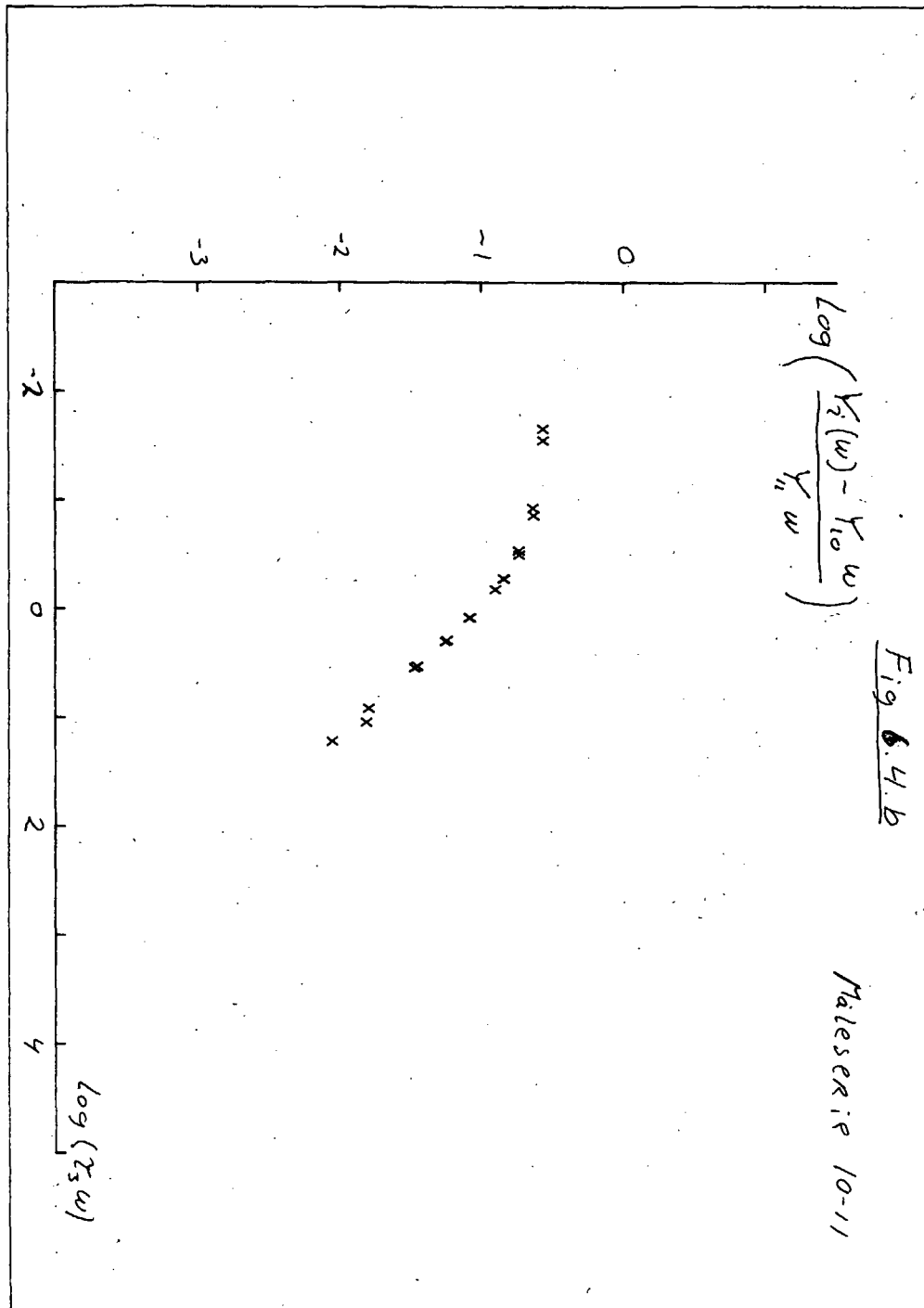
for måleserie 5-7 er 0.18- 0.28 og højtemperaturbidraget i A.C.-delen for måleserie 5-7 bliver mere markant jo større forhold 6.16 er. Dette kunne tyde på, at højtemperaturbidraget i A.C.-delen for måleserie 5-7 er korreleret med højtemperaturbidraget i D.C.-delen ($G_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$). Vore fitteresultater for højtemperaturbidraget i A.C.-delen viser dog ikke nogen korrelation med højtemperaturbidraget i D.C.-delen.

Modstanden γ_{03} (se fig. 6.18) synes iflg. vore fitteresultater at være aktiveret (dvs. $\gamma_{03} \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$), men aktiveringsenergien E er her 0.34 eV, medens Δ jnf. skema 6.1 er 0.17 eV. Vi skal bemærke, at aktiveringsenergien 0.34 eV er fundet udfra kun tre fitteværdier af γ_{03} , så det er usikkert om γ_{03} overhovedet er aktiveret. Hvis der imidlertid gælder, at $\gamma_{03} \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ og $E=0.34$ eV, kunne dette tyde på, at γ_{03} er korreleret med bidraget $G_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)$

som vi (jnf. skema 6.1), finder for de tre højeste anealingstilstande (hvor T_A er hhv. 308K, 403K og 433K) Her finder vi jnf. skema 6.1, at $W=0.35$ eV, altså praktisk taget samme værdi som for E .

Som nævnt ser vi kun højtemperatur bidraget i A.C.-delen for måleserier 5-7. For måleserienr. 10 og 11 er forholdet 6.16 hhv. 1.1 og 0.52. Hvis højtemperaturbidraget





i A.C.-delen er korreleret med det aktiverede bidrag i D.C.-delen, kunne man derfor forvente, at højtemperaturbidraget i A.C.-delen også var tilstede i måleserie nr. 10 og 11, men vi ser som nævnt ikke noget højtemperaturbidrag i A.C.-delen for måleserie 10 og 11. Dette kan muligvis skyldes at højtemperaturbidraget i A.C.-delen ændres med anealingstilstanden.

Vi skal nævne et andet forhold m.h.t. måleserienr. 10 og 11, som er i direkte modstrid med vor hypotese, om at den samlede ledningsevne består af to additive bidrag: et højtemperaturbidrag og et lavtemperaturbidrag. Som nævnt, er D.C.-ledningsevnen for måleserienr. 10 og 11 fittet ved udtrykket

$$Y_0 = G_0 \exp\left(-\frac{G_1}{T}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{G_2}{T}\right)$$

Da vi ikke ser noget højtemperaturbidrag i A.C.-ledningsevnen for måleserienr. 10 og 11, burde A.C.-ledningsevnen iflg. vor hypotese være beskrevet ved lavtemperaturbidraget, som udelukkende afhænger af "Mott-faktoren" $\exp\left(-\frac{G_2}{T}\right)^{1/4}$

Y_1 er jnf. skema 6.2 temperaturafhængig for måleserienr. 10 og 11, så dermed er

$$T_3 = \frac{Y_1}{Y_0} = \frac{Y_1}{G_0 \exp\left(-\frac{G_1}{T}\right)^{1/4} + G_1 \exp\left(-\frac{G_2}{T}\right)}$$

Da A.C.-delen for måleserienr. 10 og 11 således iflg. vores hypotese, har en anden temperaturafhængighed end

T_3 burde vi for måleserienr. 10 og 11 ikke kunne danne de tidligere omtalte universalkurver. Men det kan vi faktisk (se fig. 6.4). Vi er ikke i stand til at forklare dette forhold, men kan blot konstatere, at vores hypotese er i modstrid med måleserienr. 10 og 11.

Derimod synes vores hypotese at redegøre for et forhold som ses for nr. 5-9, nemlig at forholdet $\frac{Y_0}{Y_1}$ jnf. skema 6.2 ændres med temperaturen for måleserienr. 5 og 6, for derefter at blive konstant for måleserienr.

7-9. Iflg. vores hypotese skulle der for Y_{02} gælde

$$Y_{02} \sim \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

For måleserie 5-9 er Y_{01} fittet ved udtrykket

$$Y_{01} = G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right) + G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)$$

Forholdet $\frac{Y_{02}}{Y_{01}}$ skulle derfor iflg. vores hypotese være givet ved

$$6.17 \quad \frac{Y_{02}}{Y_{01}} \sim \frac{\exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)}{G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right) + G_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)}$$

For måleserie 7-9 er nævneren iflg. vore fitteresultater for G_0 , T_0 , G_1 og Δ bestemt af leddet

$G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$. Forholdet $\frac{Y_{02}}{Y_{01}}$ skulle derfor for måleserie 7-9 blive konstant. For måleserie 5 og 6 derimod, begynder det aktiverede led i 6.17 at få indflydelse og forholdet $\frac{Y_{02}}{Y_{01}}$ bliver derfor mindre når temperaturen stiger. Begge ovennævnte forhold stemmer med vore fitteresultater af $\frac{Y_{02}}{Y_{01}}$ for måleserie 5-9.

Teoretisk tolkning af høj- og lavtemperaturbidragene.

For lavtemperaturbidragene som ses "rent" i måleserie 1-4 og 8-9, finder vi jnf. 5.147 at både D.C. og A.C.-ledningsevnen temperaturafhængighed kan beskrives ved "Mott-faktoren" $\exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$. Da Mott-loven er baseret på tunneling modellen, kunne ovennævnte forhold tyde på, at elektronhoppmekanismen er tunneling. Tunnelingmodellen er imidlertid, som vi skal vise i det følgende på visse punkter i uoverensstemmelse med vore måleresultater.

I afsnit 2.4 relaterede vi den elektriske netværksmodel til tunnelingmodellen, og fandt ved brug af Mott-loven og parapproximationen for tunneling modellen i grænsen $\omega \rightarrow \infty$

$$6.18 \quad Y_{01} = \frac{ne^2}{2kT} \frac{q}{R_{opt}} N_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

$$6.19 \quad Y_{01} = \frac{ne^2}{2kT} \frac{q}{R_{opt}} R_{opt}^2$$

$$6.20 \quad Y_{02} = \frac{ne^2}{2kT} \frac{q}{R_{opt}} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1-\alpha}$$

$$6.21 \quad Y_{02} = KT \quad (\text{hvor } K \text{ er uafhængig af temperaturen})$$

$$6.22 \quad T_0 = \frac{1}{G_0} \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

Til sammenligning fandt vi for måleserie 1-4 og 8-9, hvor temperaturbidraget ses rent

$$6.23 \quad Y_{01} = G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

$$6.24 \quad Y_{01} \quad \text{uafhængig af temperaturen ved fastholdt } q\text{-nealingstilstand.}$$

$$6.25 \quad Y_{02} \sim \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}(1-\alpha)\right)$$

$$6.26 \quad Y_{02} \sim \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

$$6.27 \quad T_0 = \frac{Y_{01}}{G_0} \sim \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

$$6.28 \quad T_0 \approx T_3$$

Den mest iøjenfaldende uoverensstemmelse mellem de eksperimentelt fundne relationer 6.23-6.28 og de teoretisk fundne relationer 6.18-6.22 er temperaturafhængigheden af Y_{02} .

Udover uoverensstemmelsen m.h.t. temperaturafhængigheden af Y_{02} skal vi i det følgende vise, at selv om D.C.-ledningsevnen for måleserie 1-4 og 8-9 følger Mott-loven, $Y_{01} = G_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$

så viser en nærmere undersøgelse, at de relationer som indgår i Mott-proceduren (se side 35) i forhold til vore måleresultater, giver anledning til problemer. I Mott-proceduren sættes, jnf. side (34)

$$6.29 \frac{\sigma}{\epsilon_0 T} = N(E_F)$$

og R_{opt} er i Mott-proceduren givet ved

$$6.30 R_{opt} = \lambda \frac{2}{3} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

Indsættes 6.29 og 6.30 i 6.19 får vi

$$6.31 Y_{11} = M(E_F) e^2 \frac{A}{L} \lambda^2 \left(\frac{2}{3} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

dvs. da $N(E_F)$ og λ er temperaturuafhængige

$$6.32 Y_{11} \sim \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

6.32 er i uoverensstemmelse med vore måleresultater hvor vi for fastholdt annealingstilstand finder at Y_{11} er uafhængig af temperaturen. Dette ses mest overbevisende for måleserie 2-4 ved at kapacitansen (fig. (4.4)) for disse tre måleserier har en konstant måtningsværdi for $\omega \rightarrow 0$

Ser vi bort fra uoverensstemmelsen mellem teori og vore eksperimentelle måleresultater m.h.t. temperaturafhængigheden af Y_{11} , finder vi af 6.31 idet vi benytter

$$6.33 T_0 = \frac{C}{k_B N(E_F) \lambda^3} \Rightarrow N(E_F) = \frac{C}{k_B T_0 \lambda^3}$$

hvor C er en konstant

$$6.34 \lambda = \frac{e^2 C}{Y_{11} k_B T_0} \left(\frac{2}{3} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \frac{A}{L}$$

hvor A , L er hhv. areal og længde af sample. For vores sample er $\frac{A}{L} \approx 2 \times 10^{-4} \text{ m}$

Ved indsættelse af de eksperimentelt fundne værdier af

Y_{11} og T_0 (for $T_A = 143\text{K}$ og $T_m = 91\text{K}$) i 6.34 får vi

$$\lambda = 3 \times 10^{-16} \text{ m}$$

$$R_{opt} = 3 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (\text{af 6.30})$$

Altså helt urealistiske værdier som er 7-8 størrelsesordner for små.

De overfor nævnte uoverensstemmelser mellem teori og måleresultater m.h.t. Mott-loven, er ikke specielle for vore måleresultater. (jvf. s. 71)

M.H.T. størrelsen af fononfrekvensen ν_0 er der rimelig god overensstemmelse mellem den teoretiske værdi

$\nu_0 = 10^{12} \text{ s}^{-1} - 10^{13} \text{ s}^{-1}$ og den eksperimentelt fundne værdi af ν_0

Vi finder ν_0 af 6.18 og 6.19

$$6.35 \frac{Y_{11}}{Y_{01}} = \frac{1}{\nu_0} \exp \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \Rightarrow$$

$$6.36 \nu_0 = \frac{Y_{01}^M e \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}}{Y_{11}}$$

Eksperimentelt finder vi

$$6.37 Y_{01}^M = 60 \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

Ved indsættelse af 6.37 i 6.36 fås

$$6.38 \nu_0 = \frac{60}{Y_{11}}$$

Benyttes fitteværdierne af 60 og Y_{11} for T_A hhv. 143K, 213K og 243K får vi

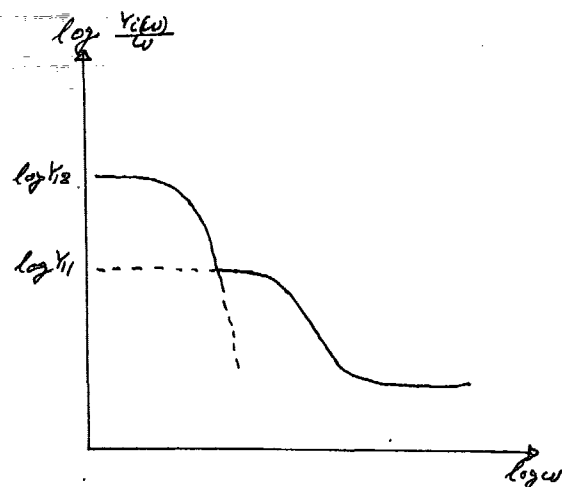
$$\nu_0 = 5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} \pm 40\%$$

Bemærk at for $T_A = 213$ er ovennævnte udregning af fononfrekvensen baseret på antagelsen om at den samlede ledningsevne består af to additive bidrag. Således er Y_{01} for $T_A = 213\text{K}$ fittet ved

$$6.39 Y_{01} = 60 \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} + 61 \exp - \frac{A}{k_B T}$$

og Y_{11} er fundet ved at opspalte A.C.-ledningsevnen i to additive bidrag, se fig. 6.5

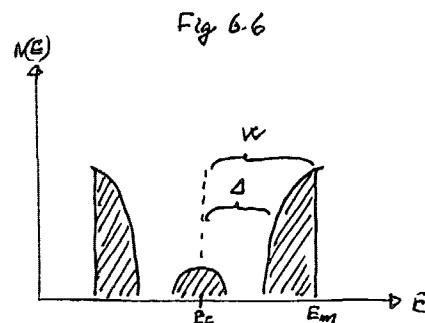
Fig 6.5



For $T_A = 243$ beror udregningen af fononfrekvensen på opsplitningen 6.39.

Det forhold, at vi stort set finder de samme fononfrekvenser for T_A hhv. 143K, 213K og 243K udfra ovennævnte antagelser, synes at bekræfte antagelsen om at ledningsevnen består af to additive bidrag.

Tolkningen af de to aktiverede bidrag der optræder i D.C.-ledningsevnen er vist i nedenstående fig. 6.6



Skraveret: lokaliserede tilstande
Uskruveret: udstrakte tilstande

Størrelsen af aktiveringsenergien Δ som i vore fit har værdien $0.17\text{eV} - 0.19\text{eV}$ passer godt med fortolkningen fig. 6.6. Anslås udstrækningen af pseudobåndgabet således at være $0.8\text{eV} - 1\text{eV}$ og antages fermienergien at ligge midt i pseudobåndgabet som på fig. 6.6, får vi $W \approx 0.4\text{eV} - 0.5\text{eV}$

hvilket stemmer godt overens med størrelsen af W som vi finder i vore fits for D.C.-ledningsevnen ved T_A hhv. 308K, 403K, 438K hvor $W = 0.35\text{eV}$

De fittede værdier af Δ ($0.17\text{eV} - 0.19\text{eV}$) svarer så til at udstrækningen af de lokaliserede tilstande under mobilitetskanten E_m skulle være $0.16\text{eV} - 0.18\text{eV}$, hvilket ikke lyder urealistisk.

Vi skal nævne at Mott (se side 38) anslår størrelsen af G_1 og G_2 til at være hhv. 12°cm^{-1} og

$800^{\circ}\text{cm}^{-1} - 1000^{\circ}\text{cm}^{-1}$. For vores sample har vi at

$$G_1 = \frac{G_0}{A_r}$$

$$G_2 = \frac{G_0}{A_r}$$

Benyttes fitteværdierne i skema 6.1 for G_1 , får vi

$$G_1 = 4 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1} - 3 \text{ cm}^{-1}$$

Mott anslår som nævnt, at $G_1 \approx 12^{\circ}\text{cm}^{-1}$. Der er altså rimelig god overensstemmelse.

For G_2 får vi ved benyttelse af fitteværdien for G_2

$$G_2 = 425^{\circ}\text{cm}^{-1} - 1100^{\circ}\text{cm}^{-1}$$

hvilket ligeledes stemmer med hvad Mott anslår.

M.h.t. effekten af anealing ses af skema 6.1 og 6.2 at

det primært er faktorerne G_0 , Y_{II} og G_1 der ændres med anealingstilstanden. Som vist ovenfor gælder $N_0 = \frac{G_0}{Y_{II}}$ og ændringen af G_0 og Y_{II} afspejler derfor samme forhold. Da relationen 6.3/ j.v.f ovenfor ikke giver pålidelige resultater er det vanskeligt præcist at afgøre hvad ændringen af Y_{II} og G_0 skyldes. Det synes dog rimeligt at antage, at Y_{II} og G_0 afhænger af tætheden af lokaliserede tilstande omkring E_F og at G_0 og Y_{II} ændres med anealingstilstanden fordi antallet af lokaliserede

tilstande reduceres med anealingsgraden. Tilsvarende skyldes ændringen af G_1 formodentlig at antallet af lokaliserede tilstande under mobilitetskanten ligeledes reduceres med stigende anealingsgrad. Det er imidlertid overraskende at G_0 h.h.v χ_1 er så relativt konstant for de to første anealingstilstande (T h.h v 143K og 213K) for derfor at ændres markant ved anealingstilstanden hvor $T = 243K$. Vi er ikke i stand til at forklare dette forhold.

Vi skal ligeledes bemærke at det er overraskende, at vi ikke finder nogen frekvensafhængig ledningsevne for de højeste anealingstilstande. Overgangen fra a.c til d.c-ledningsevne "burde" finde sted ved frekvensen $\approx 10^{11}$ Hz. Da χ_0 og T_0 ifølge vore fitteresultater ikke ændres væsentligt med anealingstilstanden burde vi også finde at ledningsevnen var frekvensafhængig for de højeste anealingstilstande.

Konklusion.

Som det formentlig er fremgået af både det eksperimentelle og det teoretiske afsnit er der m.h.t. fortolkningen af de eksperimentelle måleresultater for den frekvensafhængige ledningsevne i amorft germanium en række uafklarede forhold, som gør det vanskeligt at drage en entydig konklusion.

På den eksperimentelle side er det således ikke afklaret hvilken betydning overfladeeffekter o.l. har for den frekvensafhængige ledningsevne i amorft germanium, eller hvilken betydning ionbombardementet (se s. 97) har for strukturen af samplet. Desuden har vi som nævnt (se s. 96) konstateret at I-V karakteristikken af samplerne er ikke lineær for de svagt anealede sampler. Betydningen af dette fænomen er ligeledes uafklaret. På den teoretiske side er situationen tilsvarende præget af usikkerhed. Således er f.eks gyldigheden af de approximationsmetoder (parapproximationen, movagharmetodem o.a.), der benyttes til at komme fra det mikroskopiske modelplan (tunneling-polaronmodel o.a.) til et teoretisk udtryk for den frekvensafhængige ledningsevne, ikke afklaret.

Den temmeligt ad-hoc prægede mott-lov, som kvalitativt redegør for D.c.-ledningsevnen, er ligeledes omgivet af mystik og er i sig selv blevet et forskningsobjekt, fordi den netop kun passer kvalitativt.

Tager vi imidlertid udgangspunkt i vore måleresultater for ledningsevnen i amorft germanium, og sammenholdes disse med den eksisterende teori, finder vi specielt for D.c.-ledningsevnen god overensstemmelse.

M.h.t. A.c.-ledningsevnen er billedet mere uklart. For måleserie 7-9 finder vi f.eks. et bidrag i A.c.-ledningsevnen, som os bekendt ikke tidligere er set i eksperimentelle målinger for amorft Germanium.

Et tilsvarende fænomen er dog set for oxidglasser (17)

For måleserie 1-4 og 8-9 finder vi de tidligere omtalte universalkurver. Sammenholdes disse universalkurver med teorien baseret på tunneling antagelsen, finder vi rimelig god overensstemmelse m.h.t. størrelsen af fononfrekvensen, men uoverensstemmelse m.h.t. prefaktoren i mott-loven og temperaturafhængigheden af grænsemodstanden Y_{O_2} . Long (6) nævner at der for denne grænsemodstand ifølge barrierehopmodellen skulle gælde $Y_{O_2} \sim \exp - \frac{E}{kT}$. Denne temperaturafhængighed af Y_{O_2} er ligeledes i modstrid med vore måleresultater.

Vores generelle vurdering af de mikroskopiske modeller (tunneling-polaron m.v.) er dog, at de på det stadi hvor den eksperimentelle praksis på nuværende tidspunkt befinder sig, er af begrænset værdi.

Efter vores mening burde de teoretiske overvejelser i stedet for at tage udgangspunkt i mikroskopiske forestillinger, snarere tage udgangspunkt i de makroskopiske kendsgerninger, og herudfra forsøge at få hold på grovstrukturen i ledningsevne mekanismerne.

Litteraturliste.

1. Peder Voetmann Christiansen: Semiotik og systemegenskaber (1). Imfua tekst nr. 22. Roskilde universitetscenter 1979.
2. M.H. Gilbert and C.J. Adkins: A.c. conductivity of amorphous germanium by time domain spectroscopy. Philosophical magazine. 1976. Vol 34.
3. Charles Kittel: Introduction to solid state physics. John Wiley and sons, New York 1976.
4. A.R. Long and N. Balkan: A.c. loss in amorphous germanium. Journal of non crystalline solids 35+36. 1980.
5. A.R. Long and N. Balkan: A.c. loss in amorphous germanium. Philosophical magazine B. 1980. Vol 41. nr. 3.
6. A.R. Long: Frequency-dependent loss in amorphous semiconductors. Advances in physics. 1982. Vol 31. nr. 5.
7. O. Madelung: Introduction to solid-state theory. Springer-Verlag. Berlin 1978.
8. N.F. Mott and E.A. Davis: Electronic processes in non-crystalline materials. Clarendon press. Oxford 1979.
9. B. Movaghar: The theory of transport in amorphous semiconductors. Journal de physique. Oktober 1981.
10. K.L. Narasimham et al.: Anomalous frequency dependence of conductivity of amorphous semiconductor films. Solid state communications vol 20. 1976.
11. Overhof et al.: Dispersive transport in R-hopping system. Journal de physique. Oktober 1981.
12. Howard K. Rockstad: Hopping conduction and optical properties of amorphous chalcogenide films. Journal of non crystalline solids. 2. 1970.
13. W.E. Spear: Electrical and optical properties of amorphous semiconductors. Non crystalline solids. 1977. p198-211.
14. P. Viscor and A.D. Yoffe: Amorphous germanium prepared in ultra high vacuum and measured in situ, the D.c. electrical conductivity. Journal of non-crystalline solids. 35+36. 1980.

15. Jeppe C. Dyre: Ionledning i glas. Københavns universitet januar 1984.
16. Hans Hedal et al. Jævnstrømsledningsevne og gitterstruktur i amorft germanium. Imfufa tekst nr. 78. 1984. Roskilde universitetscenter.
17. Namikawa: Characterization of the diffusion process in oxide glasses based on the correlation between electric conduction and dielectric relaxation. Journal of non-crystalline solids 18 1975 s. 173-195

- 1/78 "TANKER OM EN PRAKSIS" - et matematikprojekt.
Projektrapport af Anne Jensen, Lena Lindenskov, Marianne Kesselhahn og Nicolai Lomholt.
Vejleder: Anders Madsen.
- 2/78 "OPTIMERING" - Menneskets forøgede beherskelsesmuligheder af natur og samfund.
Projektrapport af Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen, Gert Kreinøe og Peter H. Lassen.
Vejleder: Bernhelm Booss.
- 3/78 "OPGAVESAMLING", breddekursus i fysik. Nr. 3 er a jour ført i marts 1984
Lasse Rasmussen, Aage Bonde Kræmmer, Jens Højgaard Jensen.
- 4/78 "TRE ESSAYS" - om matematikundervisning, matematiklæreruddannelsen og videnskabsrindalismen. Nr. 4 er p.t. udgået.
Mogens Niss.
- 5/78 "BIBLIOGRAFISK VEJLEDNING til studiet af DEN MODERNE FYSIKS HISTORIE". Nr. 5 er p.t. udgået.
Helge Kragh.
- 6/78 "NOGLE ARTIKLER OG DEBATINDLÆG OM - læreruddannelse og undervisning i fysik, og - de naturvidenskabelige fags situation efter studenteroprøret".
Karin Beyer, Jens Højgaard Jensen og Bent C. Jørgensen.
- 7/78 "MATEMATIKKENS FORHOLD TIL SAMFUNDSØKONOMIEN". Nr. 7 er udgået.
B.V. Gnedenko.
- 8/78 "DYNAMIK OG DIAGRAMMER". Introduktion til energy-bound-graph formalismen.
Peder Voetmann Christiansen.
- 9/78 "OM PRAKSIS' INDFLYDELSE PÅ MATEMATIKKENS UDVIKLING". - Motiver til Kepler's: "Nova Stereometria Doliorum Vinariorum".
Projektrapport af Lasse Rasmussen.
Vejleder: Anders Madsen.
-
- 10/79 "TERMODYNAMIK I GYMNASIET".
Projektrapport af Jan Christensen og Jeanne Mortensen.
Vejledere: Karin Beyer og Peder Voetmann Christiansen.
- 11/79 "STATISTISKE MATERIALER"
red. Jørgen Larsen
- 12/79 "LINEÆRE DIFFERENTIALLIGNINGER OG DIFFERENTIALLIGNINGSSYSTEMER". Nr. 12 er udgået
Mogens Brun Heefelt
- 13/79 "CAVENDISH'S FORSØG I GYMNASIET".
Projektrapport af Gert Kreinøe.
Vejleder: Albert Chr. Paulsen

- 14/79 "BOOKS ABOUT MATHEMATICS: History, Philosophy, Education, Models, System Theory, and Works of Reference etc. A Bibliography".
Else Høyrup.
Nr. 14 er p.t. udgået.
- 15/79 "STRUKTUREL STABILITET OG KATASTROFER i systemer i og udenfor termodynamisk ligevægt".
Specialeopgave af Leif S. Striegler.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen.
- 16/79 "STATISTIK I KRÆFTFORSKNINGEN".
Projektrapport af Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 17/79 "AT SPØRGE OG AT SVARE i fysikundervisningen".
Albert Christian Paulsen.
- 18/79 "MATHEMATICS AND THE REAL WORLD", Proceedings of an International Workshop, Roskilde University Centre, Denmark, 1978. Preprint.
Bernhelm Booss & Mogens Niss (eds.).
- 19/79 "GEOMETRI, SKOLE OG VIRKELIGHED".
Projektrapport af Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen og Per H.H. Larsen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 20/79 "STATISTISKE MODELLER TIL BESTEMMELSE AF SIKRE DOSER FOR CARCINOGENE STOFFER".
Projektrapport af Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 21/79 "KONTROL I GYMNASIET - FORMAL OG KONSEKVENSER".
Projektrapport af Crilles Bacher, Per S. Jensen, Preben Jensen og Torben Nysteen.
- 22/79 "SEMIOTIK OG SYSTEMEGENSKABER (1)".
1-port lineært response og støj i fysikken.
Peder Voetmann Christiansen.
- 23/79 "ON THE HISTORY OF EARLY WAVE MECHANICS - with special emphasis on the role of reality".

-
- 24/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE".
a+b 1. En analyse. 2. Interviewmateriale.
Projektrapport af Jan Christensen og Knud Lindhardt Rasmussen.
Vejleder: Mogens Niss.
Nr. 24 a+b er p.t. udgået.
- 25/80 "EKSAMENSOPGAVER", Dybdemodulet/fysik 1974-79.
- 26/80 "OM MATEMATISKE MODELLER".
En projektrapport og to artikler.
Jens Højgaard Jensen m.fl.
- 27/80 "METHODOLOGY AND PHILOSOPHY OF SCIENCE IN PAUL DIRAC'S PHYSICS".
Helge Kragh.
- 28/80 "DIELEKTRISK RELAXATION - et forslag til en ny model bygget på væskernes viscoelastiske egenskaber".
Projektrapport, speciale i fysik, af Gert Kreinøe.
Vejleder: Niels Boye Olsen.

- 29/80 "ODIN - undervisningsmateriale til et kursus i differentialligningsmodeller".
Projektrapport af Tommy R. Andersen, Per H.H. Larsen og Peter H. Lassen.
Vejleder: Mogens Brun Heefelt
- 30/80 "FUSIONSENERGIEN - - - ATOMSAMFUNDETS ENDESTATION".
Oluf Danielsen.
Nr. 30 er udgået.
Udkommer medio 1982 på Fysik-, Matematik- og Kemilærernes forlag.
- 31/80 "VIDENSKABSTEORETISKE PROBLEMER VED UNDERVISNINGSSYSTEMER BASERET PÅ MÆNGDELÆRE".
Projektrapport af Troels Lange og Jørgen Karrebæk.
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
Nr. 31 er p.t. udgået
- 32/80 "POLYMERE STOFFERS VISCOELASTISKE EGENSKABER - BELYST VED HJÆLP AF MEKANISKE IMPEDANSMÅLINGER OG MOSSBAUER-EFFEKTMAÅLINGER".
Projektrapport, speciale i fysik, af Crilles Bacher og Preben Jensen.
Vejledere: Niels Boye Olsen og Peder Voetmann Christiansen.
- 33/80 "KONSTITUERING AF FAG INDEN FOR TEKNISK-NATURVIDENSKABELIGE UDDANNELSER. I-II".
Arne Jakobsen.
- 34/80 "ENVIRONMENTAL IMPACT OF WIND ENERGY UTILIZATION".
ENERGY SERIES NO.1.
Bent Sørensen.
Nr. 34 er udgået.
Publ. i "Renewable Sources of Energy and the Environment", Tycooli International Press, Dublin, 1981.
- 35/80 "HISTORISKE STUDIER I DEN NYERE ATOMFYSIKS UDVIKLING".
Helge Kragh.
- 36/80 "HVAD ER MENINGEN MED MATEMATIKUNDERVISNINGEN?".
Fire artikler.
Mogens Niss.
- 37/80 "RENEWABLE ENERGY AND ENERGY STORAGE".
ENERGY SERIES NO.2.
Bent Sørensen.
-
- 38/81 "TIL EN HISTORIE TEORI OM NATURERKENDELSE, TEKNOLOGI OG SAMFUND".
Projektrapport af Erik Gade, Hans Hedal, Henrik Lau og Finn Physant.
Vejledere: Stig Andur Pedersen, Helge Kragh og Ib Thiersen.
Nr. 38 er p.t. udgået
- 39/81 "TIL KRITIKKEN AF VÆKSTØKONOMIEN".
Jens Højgaard Jensen.
- 40/81 "TELEKOMMUNIKATION I DANMARK - oplæg til en teknologivurdering".
Projektrapport af Arne Jørgensen, Bruno Petersen og Jan Vedde.
Vejleder: Per Nørgaard.
Nr. 40 er p.t. udgået
- 41/81 "PLANNING AND POLICY CONSIDERATIONS RELATED TO THE INTRODUCTION OF RENEWABLE ENERGY SOURCES INTO ENERGY SUPPLY SYSTEMS".
ENERGY SERIES NO.3.
Bent Sørensen.

- 42/81 "VIDENSKAB TEORI SAMFUND - En introduktion til materialistiske videnskabsopfattelser".
Helge Kragh og Stig Andur Pedersen.
- 43/81 1. "COMPARATIVE RISK ASSESSMENT OF TOTAL ENERGY SYSTEMS".
2. "ADVANTAGES AND DISADVANTAGES OF DECENTRALIZATION".
ENERGY SERIES NO.4.
Bent Sørensen.
- 44/81 "HISTORISK UNDERSØGELSE AF DE EKSPERIMENTELLE FORUDSÆTNINGER FOR RUTHERFORDS ATOMMODEL".
Projektrapport af Niels Thor Nielsen.
Vejleder: Bent C. Jørgensen.
-

45/82

- 46/82 "EKSEMPLARISK UNDERVISNING OG FYSISK ERKENDELSE - I+II ILLUSTRERET VED TO EKSEMPLER".
Projektrapport af Torben O. Olsen, Lasse Rasmussen og Niels Dreyer Sørensen.
Vejleder: Bent C. Jørgensen.
- 47/82 "BARSEBACK OG DET VÆRST OFFICIELT-TÆNKELIGE UHELD".
ENERGY SERIES NO.5.
Bent Sørensen.
- 48/82 "EN UNDERSØGELSE AF MATEMATIKUNDERVISNINGEN PÅ ADGANGSKURSUS TIL KØBENHAVNS TEKNIKUM".
Projektrapport af Lis Eilertzen, Jørgen Karrebæk, Troels Lange, Preben Nørregaard, Lissi Pedersen, Laust Rishøj, Lilli Røn, Isac Showiki.
Vejleder: Mogens Niss.
- 49/82 "ANALYSE AF MULTISPEKTRALE SATELLITBILLEDER".
Projektrapport af Preben Nørregaard.
Vejledere: Jørgen Larsen & Rasmus Ole Rasmussen.
- 50/82 "HERSLEV - MULIGHEDER FOR VEDVARENDE ENERGI I EN LANDSBY". ENERGY SERIES NO.6.
Rapport af Bent Christensen, Bent Hove Jensen, Dennis B. Møller, Bjarne Laursen, Bjarne Lillethorup og Jacob Mørch Pedersen.
Vejleder: Bent Sørensen.
- 51/82 "HVAD KAN DER Gøres FOR AT AFHJÆLPE PIGERS BLOKERING OVERFOR MATEMATIK?".
Projektrapport af Lis Eilertzen, Lissi Pedersen, Lilli Røn og Susanne Stender.
- 52/82 "DESUSPENSION OF SPLITTING ELLIPTIC SYMBOLS"
Bernhelm Booss & Krzysztof Wojciechowski.
- 53/82 "THE CONSTITUTION OF SUBJECTS IN ENGINEERING EDUCATION".
Arne Jakobsen & Stig Andur Pedersen.
- 54/82 "FUTURES RESEARCH" - A Philosophical Analysis of Its Subject-Matter and Methods.
Stig Andur Pedersen & Johannes Witt-Hansen.

- 55/82 "MATEMATISKE MODELLER" - Litteratur på Roskilde
Universitetsbibliotek.
En bibliografi.
Else Høyrup.
- Vedr. tekst nr. 55/82:
Se også tekst 62/83.
- 56/82 "ÉN - TO - MANGE" -
En undersøgelse af matematisk økologi.
Projektrapport af Troels Lange.
Vejleder: Anders Madsen.
-
- 57/83 "ASPECT EKSPERIMENTET" -
Skjulte variable i kvantemekanikken?
Projektrapport af Tom Juul Andersen.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen.
- Nr. 57 er udgået.
- 58/83 "MATEMATISKE VANDRINGER" - Modelbetragtninger
over spredning af dyr mellem småbiotoper i
agerlandet.
Projektrapport af Per Hammershøj Jensen &
Lene Vagn Rasmussen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 59/83 "THE METHODOLOGY OF ENERGY PLANNING".
ENERGY SERIES NO. 7.
Bent Sørensen.
- 60/83 "MATEMATISK MODEKSPERTISE" - et eksempel.
Projektrapport af Erik O. Gade, Jørgen Karrebæk og
Preben Nørregaard.
Vejleder: Anders Madsen.
- 61/83 "FYSIKS IDEOLOGISKE FUNKTION", som et eksempel på
en naturvidenskab - historisk set.
Projektrapport af Annette Post Nielsen.
Vejledere: Jens Høyrup, Jens Højgaard Jensen og
Jørgen Vogelius.
- 62/83 "MATEMATISKE MODELLER" - Litteratur på Roskilde
Universitetsbibliotek.
En bibliografi. 2. rev. udgave
Else Høyrup
- 63/83 "CREATING ENERGY FUTURES: A SHORT GUIDE TO
ENERGY PLANNING".
ENERGY SERIES No. 8
David Crossley & Bent Sørensen
- 64/83 "VON MATHEMATIK UND KRIEG".
Bernhelm Booss og Jens Høyrup
- 65/83 "ANVENDT MATEMATIK - TEORI ELLER PRAKSIS".
Projektrapport af Per Hedegård Andersen, Kirsten
Habekost, Carsten Holst-Jensen, Annelise von Moos,
Else Marie Pedersen, Erling Møller Pedersen.
Vejledere: Bernhelm Booss & Klaus Grünbaum
- 66/83 "MATEMATISKE MODELLER FOR PERIODISK SELEKTION I
ESCHERICHIA COLI".
Projektrapport af Hanne Lisbet Andersen, Ole
Richard Jensen og Klavs Frisdahl.
Vejledere: Jørgen Larsen og Anders Hede Madsen

- 67/83 "ELIPSOIDE METODEN - EN NY METODE TIL LINEÆR PROGRAMMERING?"
Projektrapport af Lone Biilmann og Lars Boye
Vejleder: Mogens Brun Heefelt
- 68/83 "STOKASTISKE MODELLER I POPULATIONSGENETIK"
- til kritikken af teoriladede modeller.
Projektrapport af Lise Ogdgård Gade, Susanne Hansen, Michael Hviid, Frank Mølgård Olsen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 69/83 "ELEVFORUDSÆTNINGER I FYSIK"
- en test i l.g med kommentarer
Albert Chr. Paulsen
- 70/83 "INDLÆRINGS- OG FORMIDLINGSPROBLEMER I MATEMATIK PÅ VOKSENUNDERVISNINGSNIVEAU"
Projektrapport af Hanne Lisbet Andersen, Torben J. Andreasen, Svend Åge Houmann, Helle Glerup Jensen, Keld Fl. Nielsen, Lene Vagn Rasmussen.
Vejleder: Klaus Grünbaum & Anders H. Madsen
- 71/83 "PIGER OG FYSIK"
- et problem og en udfordring for skolen?
Karin Beyer, Sussanne Blegaa, Birthe Olsen, Jette Reich & Mette Vedelsby
- 72/83 "VERDEN IFØLGE PEIRCE" - to metafysiske essays, om og af C.S. Peirce.
Peder Voetmann Christiansen
- 73/83 "EN ENERGIANALYSE AF LANDBRUG"
- økologisk contra traditionelt
ENERGY SERIES No. 9
Specialeopgave i fysik af
Bent Hove Jensen
Vejleder: Bent Sørensen
-
- 74/84 "MINIATURISERING AF MIKROELEKTRONIK" - om videnskabeliggjort teknologi og nytten af at lære fysik
Projektrapport af Bodil Harder og Linda Szkotak Jensen.
Vejledere: Jens Højgaard Jensen og Bent C. Jørgensen
- 75/84 "MATEMATIKUNDERVISNINGEN I FREMTIDENS GYMNASIUM"
- Case: Lineær programmering
Projektrapport af Morten Blomhøj, Klavs Frisdahl, Frank Mølgård Olsen
Vejledere: Mogens Brun Heefelt & Jens Bjørneboe
- 76/84 "KERNEKRAFT I DANMARK?" - Et høringssvar indkaldt af miljøministeriet, med kritik af miljøstyrelsens rapporter af 15. marts 1984.
ENERGY SERIES No. 10
Af Niels Boye Olsen og Bent Sørensen
- 77/84 "POLITISKE INDEKS - FUP ELLER FAKTA?"
Opinionsundersøgelser belyst ved statistiske modeller
Projektrapport af Svend Åge Houmann, Keld Nielsen, Susanne Stender
Vejledere: Jørgen Larsen & Jens Bjørneboe

78/84 "JÆVNSTRØMSLEDNINGSEVNE OG GITTERSTRUKTUR I AMORFT GERMANIUM"

Specialerapport af Hans Hedal, Frank C. Ludvigsen og Finn C. Physant
Vejleder: Niels Boye Olsen

79/84 "MATEMATIK OG ALMENDANNELSE"

Projektrapport af Henrik Coster, Mikael Wennerberg Johansen, Povl Kattler, Birgitte Lydholm og Morten Overgaard Nielsen.

Vejleder: Bernhelm Booss

80/84 "KURSUSMATERIALE TIL MATEMATIK 8"

Mogens Brun Heefelt

81/84 "FREKVENSAFHÆNGIG LEDNINGSEVNE I AMORFT GERMANIUM"

Specialerapport af Jørgen Wind Petersen og Jan Christensen

Vejleder: Niels Boye Olsen

82/84 "MATEMATIK- OG FYSIKUNDERVISNINGEN I DET AUTOMATISEREDE SAMFUND"

Rapport fra et seminar afholdt i Hvidovre
25-27 april 1983

Red.: Jens Højgaard Jensen, Bent C. Jørgensen og Mogens Niss

ISSN 0106-6242