

Eksemplarisk undervisning og  
fysisk erkendelse  
- illustreret ved to eksempler  
bind 2

Lasse Rasmussen  
Niels Dreyer Sørensen  
Torben Ole Olsen

Vejleder:  
Bent C. Jørgensen  
Fysikspeciale

## TEKSTER fra

### IMFUFA

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

Lasse E. Rasmussen, Niels Dreyer Sørensen og Torben O. Olsen:

Eksemplarisk undervisning og fysisk erkendelse  
-illustreret ved to eksempler. bind I & II

IMFUFA tekst nr. 46 (1981), RUC  
401 s. ISSN 0106-6242.

---

Abstract: Gymnasiet er i fuld gang med at ændre karakter fra at være delvis studieforberedende - "en eliteskole" - til at være en delvis almen skole, og derved opstår et presserende behov for at bringe undervisningens indhold i overensstemmelse med kort- og langsigtede formål omkring forberedelsen til samfundslivet.

Videnskabscentreringen af fysikundervisningen har betinget en stigende modsætning til sådanne samfundsmæssige krav og samtidig betydet en yderligere fjernelse af undervisningsindholdet fra eleverne. Der har således udviklet sig en dobbelt modsætning omkring undervisningen.

Dette arbejde søger at formidle mellem fysikfaglige indhold, vigtige samfundsmæssige forhold og elevernes kort- og langsigtede interesser. Forsøg på realisering af denne intensjon indeholder to væsentlige udfordringer: 1) At skabe organisk sammenhæng mellem fysisk viden og andre videnselementer for at afværge, at faget fysik lider temponederlag eller opfattes som underordnet i behandlingen af brede problemstillinger i samarbejde med andre fag, da dette kan friste til didaktisk utilfredsstillende løsninger i form af påklistrede fysiske aspekter. 2) At sikre, at åbningen af faget ikke lægges til rette efter snævre motivationsmæssige formål, så fagets handlekraft kun demonstreres overfor afgrænsede problemer uden placering i en helhed med fare for at undervisningen reduceres til værdiløse cases af mangel på generaliserbare erkendelser om omverdenen.

Dette arbejde indeholder i bind I en teoretisk didaktisk analyse af den danske videnskabscentrering, behandler det eksemplariske princip hos Wagenschein og Negt, opstiller principper for en samfunds- og individorienteret fysikundervisning (primært tænkt for de 16-19årige), beskriver indholdet i to mulige undervisningsforløb centreret omkring det almene tema "forholdet mellem forbrug og produktion" - eksemplarisk behandlet udfra konkret teknologivurdering via køle/fryseteknologi samt mikrobølgeovnen i en arbejdsprocesmæssig kontekst.

Bind II indeholder en uddybet behandling af mikrobølgeovnens fysikfaglige sider for blandt andet at undersøge muligheder for strålingsudslip, samt en behandling af de helsefysiske aspekter omkring strålingsudslip og deres indvirkning på den menneskelige organisme.

Dette kan være til støtte for lærere der vil gennemføre lignende forløb - men behandlingen går dog udover et sådant formål begrundet i eksamenskrav til fysikspecialet.

---

Indholdsfortegnelse:

Bind I

Kapitel I

Indledning 1

Kapitel II

Videnskabscentreringen

II.1 Indledning 7

II.2 Fundamental struktur som indholdsbestemmelse 7

II.3 Argumenter for den fundamentale struktur 8

II.4 Vurdering af argumenterne 9

II.5 Vurdering af transferpostulatet 9

II.6 Den videnskabsteoretisk bestemte undervisnings-  
metode 11

II.7 Videnskabsteoretisk kritik 14

II.8 Konklusion på fortalernes egne præmisser 15

II.9 De egentlige virkninger af den videnskabscentre-  
rede undervisning 17

II.10 Konklusion 20

II.11 Foreløbige krav til en emanciperende undervis-  
ning 20

II.12 Transferkravet 21

II.13 Omverdensrelatering 23

Kapitel III

Eksemplarisk undervisning

III.1 Det eksemplariske princip som formelt begreb 28

III.2 Den eksemplariske fysikundervisning hos  
Wagenschein 31

III.2.1 Indledning 31

III.2.2 Eksemplarisk fysikundervisning og dannelse 32

III.2.4 Udgangspunktet for undervisningen 36

III.2.5 Elevernes aktive deltagelse 36

III.2.6 krav til den samlede undervisning 37

III.2.7 Eksempler til illustration 39

III.2.8 Dannelsespræciseringen hos Wagenschein 46

III.2.9 Kritik af Wagenschein 48

III.2.10	Vores kritik af Wagenschein	50
III.2.11	Wagenscheins manglende indflydelse på udviklingen i Vest-Tyskland	51
III.3	Negts nyformulering af det eksemplariske princip	54
III.3.1	Indledning	54
III.3.2	Det samfundsmæssige eksemplariske princip i skolen	57
III.3.3	Negts forslag til en ny arbejderuddannelse	58
III.4	Konkluderende ansatser omkring eksemplarisk undervisning	63
III.5	Sociologisk fantasi i de 16-19 åriges almene uddannelse	69

#### Kapitel IV

Betragtninger omkring naturforholds betydning i forståelse af teknologisk udvikling

IV.1	Indledning	72
IV.2	Analyse af teknisk/teknologisk udvikling	74
IV.3	Udviklingsmuligheder for teknikken	76
IV.4	Stoflige forholds betydning	77

#### Kapitel V

Orientering mod eleven og væsentlige samfundsproblemer - illustreret med to eksempler

V.1	Indledning til eksemplerne	80
V.2	Problemer omkring køleskabe og fryserer som eksemplarisk tilgang til forholdet mellem produktion og forbrug.	83
V.2.1	Elevernes krav til tekniske produkter	83
V.2.2	Fysikanalyse af køleskabe udfra "elevforudsætningerne"	84
V.2.3	Begrundelser for at inddrage den historisk, samfundsmæssige baggrund.	89
V.2.4	Indhold omkring den historisk, samfundsmæssige udvikling	91
V.2.5	Overgangen fra fælles frysehuse til husstands-fryseren	95

V.2.6.	Et vigtigt endemål: produktændringer som led i den teknologiske udvikling	97
V.2.7	Et vigtigt endemål: kritik overfor fysikanvendelsen i produktet	99
V.3	Indledning	102
V.4	Problemer og tendenser omkring mikrobølgeovnen som eksemplarisk tilgang til forholdet mellem produktion og forbrug	102
V.4.1	Udgangspunkt i fødevarerudviklingen og forbrugernes/elevernes situation	102
V.4.2	De traditionelle opvarmningsmetoder	104
V.4.3	Umiddelbart kan produktet og dets anvendelighed ikke vurderes	107
V.4.4	Fysikanalyse af mikrobølgeovnens funktionsmådel	108
V.4.5	Vurdering af strålingsudslip omkring mikrobølgeovne	112
V.4.6	Indhold for sekvens om biologiske skader og strålingsnormen	122
V.4.7	Mikrobølgeovnens anvendelsesmuligheder i den private husholdning	125
V.4.8	Et endemål: forståelse af baggrunden for mikrobølgeovnens udbredelse og anvendelsesområder	127
V.4.9	Et vigtigt endemål: kritik overfor fysikanvendelsen i produktet.	131

## Bind II

Forord		134
Kapitel I		
Grundlæggende teori for elektromagnetiske bølgers vekselvirkning med stof		
I.1	Nogle elektromagnetiske størrelser	137
I.1.1	Tæthedsfunktioner	137
I.1.2	Feltstørrelser	137
I.2	Feltligninger	138
I.2.1	Maxwell ligningerne med randbetingelser og kontinuitetsligningerne	138

I.2.2	Materialeligningerne	143
I.3	De tidshomoniske feltligninger	144
I.3.1	Maxwells ligninger med kontinuitetsligninger	144
I.3.2	Materialeligninger og indførelse af konstitutive parametre i Maxwellligningerne	146
I.4	Bølgeløsningen til Maxwellligningerne	149
I.5	Den plane løsning til bølgeligningen	150
I.6	Metaloptik og plane bølgers udbredelse og effekt-afsættelse i forskellige medier	154
I.6.1	Perfekte dielektrika	154
I.6.2	Uperfekte dielektrika	155
I.6.3	Uperfekte ledere	160
I.6.4	Perfekte ledere	163
Kapitel II		
Bølgelederen og hulrumsresonatoren		
II.1	Bølgeudbredelse i bølgeledere	166
II.1.1	Indledning	166
II.1.2	Løsning af bølgeligningen	166
II.1.3	Afskæringsbetingelser	169
II.1.4	Randbetingelser for bølgelederen	171
II.1.5	Den rektangulære bølgeleder	172
II.1.6	Udtrykkene for feltets komponenter i den rektangulære bølgeleder	174
II.1.7	TM-bølgetyper	177
II.1.8	Bølgetypologi	181
II.2	Det elektromagnetiske felt i hulrumsresonatoren	187
II.2.1	Resonanser og feltets fordeling i hulrummet	187
II.2.2	Hulrumsresonatorens anvendelse til ovnrum i mikrobølgeovnen	189
Kapitel III		
Effektudslip via perforeringer og lækager i mikrobølgeovnen		
III.1	Effektudslip via perforeringer	192
III.1.1	Perforeringer i mikrobølgeovnens metalvægge	192
III.1.2	Kvalitative overvejelser over effektudslippet via en gennemhullet metalskærm	194

III.1.3	Det elektromagnetiske felts gennemgang via et cirkulært hul i en metalskærm	198
III.1.3.1	Skærmens opbygning og undersøgelsens metode	198
III.1.3.2	Det elektriske felts gennemgang	203
III.1.3.3	Det magnetiske felts gennemgang	211
III.1.3.4	Effektudslip via et cirkulært hul i en metalskærm	213
III.1.3.5	Taleksempler	214
III.1.3.6	Feltets dæmpning under passagen af et cylinderhul	217
III.2	Udslip via lækager	220
III.2.1	Begrundelse for undersøgelsens valg af lækageform	220
III.2.2	Slidsantenner	227
III.2.2.1	Babinets sætning	227
III.2.2.2	Bookers sætning	227
III.2.2.3	Slidsantennens impedans	230
III.2.3	Effektudslip via slidsformede lækager i mikrobølgeovne	236
III.2.4	Konklusion med forslag til forebyggelse af udslip ved lågen	239
Ekskurs	til III.1.3: Om vektorpotentialerne $\vec{A}$ og $\vec{B}$ for henholdsvis TM- og TE-bølger	250
Kapitel IV		
Dielektrisk relaksationstab		
IV.1	Dielektrikum begrebet	254
IV.2	Dielektricitetskonstanten i det statiske felt	255
IV.3	Dielektricitetskonstanten i det tidsafhængige felt	256
IV.4	Dielektrisk relaksations- og ohmsk tab	258
IV.5	En simpel model for den komplekse dielektricitetskonstant	261
IV.6	Sammenfatning	267

## Kapitel V

### Mikrobølgers indvirkning på biologiske systemer og normfastsættelse vedrørende mikrobølgestråling

V.1.1	Indledning	272
V.1.2	Nogle tidlige iagttagelser af ikke-ioniserende strålings effekt	274
V.1.3	De første registreringer af mikrobølgeskader	276
V.1.4	De første normfastsættelser	278
V.1.5	Tri-Service programmet og den første officielle normfastsættelse	279
V.2	Biologisk vævs dielektriske egenskaber	
V.2.1	Indledning	281
V.2.2	Biologisk vævs dielektriske egenskaber i forskellige frekvensområder	282
V.2.3	Biologisk vævs dielektriske egenskaber i mikrobølgeområdet	284
V.2.4	Indtrængningsdybden i biologisk væv	290
V.3	Udbredelse af mikrobølger i simplificerede geometriske modeller	
V.3.1	Indledning	292
V.3.2	Reflektion og transmission ved vinkelret indfald på grænseflade	293
V.3.3	Reflektion og transmission af mikrobølger med vilkårlig indfaldsvinkel	299
V.3.4	Bølgelængdens afhængighed af dielektricitetskonstanten	301
V.3.5	Mikrobølgers gennemtrængning af flere plane lag af biologisk væv	302
V.3.6	Mikrobølgers absorptionsmønster i kugle af biologisk væv	306
V.3.7	Ellipsoide vævsmodellen	309
V.4	Termiske effekter ved bestråling af den menneskelige organisme	
V.4.1	Indledning	315



V.4.2	Temperaturreguleringen	315
V.4.3	Temperaturreguleringen ved fysisk arbejde	317
V.4.4	Mikrobølgers termiske påvirkning i forhold til kroppens kapacitet	319
V4.5	Kritiske organer - mikrobølgebestrålingens skadeseffekt på øjne og de mandlige kønsorganer	322
V.5	Ikke termiske effekter forårsaget af elektromagnetiske felter	
V.5.1	Indledning	326
V.5.2	Dielekstroforese	326
V.5.3	Perlekædedannelsen og partikkelorientering	329
V.5.4	Ikke termiske effekters betydning i forhold til termiske effekter i mikrobølgeområdet	330
V.6	Mikrobølgers indflydelse på nervesystemet	332
V.6.1	Indledning	332
V.6.2	Termisk/ikke termisk påvirkning af nervesystemet	332
V.6.3	Mikrobølgers fremkaldelse af høreeffekter	338
V.7	Nirmfastsættelse for mikrobølgebestråling	340
V.8	Afsluttende bemærkninger	342
Kapitel VI		
Bolometer- og hornmålinger af stråling omkring en mikrobølgeovn		
VI.1	Indledning	353
VI.2	Bolometermålinger omkring åbninger og lækager	
VI.2.1	Oversigt over målingerne	354
VI.2.2	Benyttet apparatur	356
VI.2.3	Forsøgsopstillinger	356
VI.2.4	Forsøgsgang	360
VI.2.5	Bestemmelse af NTC-modstandens temperaturkoefficient	360
VI.2.6	Intensitetsberegninger ud fra de målte størrelser	360
VI.2.7	Systematiske fejl	361
VI.2.8	Tilfældige fejl	362

VI.3	Målinger med antennehorn af strålingsfeltet omkring en "perfekt" ovn	366
VI.3.1	Apparatur og opstilling	366
VI.3.2	Forsøgsgang	366
VI.3.3	Beskrivelse af strålingsmønsteret	367
Kapitel VII		
	Varmeudveksling - opvarmningsmetoder og varmeledningsbegrænsningen	379
VII.1	Indledning	379
VII.1.1	De tre former for overføring af varme	379
VII.1.2	Transportfænomener	380
VII.2	Varmeledning	383
VII.2.1	Varmeledningsevne	383
VII.2.2	Varmefluks	385
VII.2.3	Fouriers lov	386
VII.2.4	Varmeledningsligningen	387
VII.2.5	Randbetingelser	390
VII.2.5.1	Begyndelsesbetingelser	390
VII.2.5.2	Overfladebetingelser	390
VII.2.6	Løsning af varmeledningsligningen	394
VII.2.7	Opvarmningsmetoder	395

Litteratur på følgende sider: 133, 165, 191, 247, 270, 347, 401.

### Forord

Bearbejdelsen af mikrobølgeovnens fysikfaglige sider stillede krav om behandling af fysiske emner, som vi kun har berørt i breddemodulskurset. Redegørelsen i del 2 for disse emner går omfangsmæssigt ud over den supplerende behandling, vi skønner ville være nødvendigt for at forestå og planlægge undervisningsforløb omkring mikrobølgeovnseksemplet for gymnasiet. Men derudover havde vi sat os til opgave at belyse spørgsmål vedrørende mikrobølgeovnens betydning for det fysiske arbejdsmiljø.

Besvarelsen af begge opgaver kunne være mere resultatformidlende, men vi har foretrukket at præsentere dette arbejde i kompendieform, så materialet kunne være til hjælp for fysiklærere, som er interesserede i at gennemføre lignende undervisningsforsøg, som det vi skitserede i del 1. Endvidere sigter del 2 på at afløse nogle indholds krav til fysiklæreruddannelsen.

Da de udsete emner involverer elementer fra traditionelt ret adskilte anvendelsesområder for elektrodynamikken, har vi valgt at trække linier tilbage til den generelle elektromagnetiske teori for at kunne give en mere samlet fremstilling.

I det følgende bringes en oversigt over kapitlerne i del 2:

Kapitel 1 tilvejebringer ud fra Maxwell ligningerne og de simple materialeligninger en række grundlæggende resultater vedrørende elektromagnetiske bølgers udbredelse og vekselvirkning med stof.

I kapitel 2 redegøres specielt for elektromagnetisk bølgeudbredelse i bølgelederen og det stående bølgefelt i hulrumsresonatoren. Primært for at give forudsætninger for at bedømme eksitationsmulighederne i rektangulære lækager i mikrobølgeovne.

Mikrobølgeovnens lækageproblematik undersøges i kapitel III. Først vises, at intensitetsudslippet fra runde småhuller-kontrolperforeringer og ventilationshuller- er ubetydelige i forhold til sikkerhedsnormen. Dernæst foretages skøn over de betydelige udslip, man kan forvente fra lange tynde -  $\delta$  : slidsformede-lækager omkring ovnlågen. Slutteligt peges på en simpel foranstaltning til forebyggelse af lækager med kritiske slidslængder.

Mikrobølgeovnens egnethed til volumeopvarmning skyldes, at madvarer-eller rettere deres indhold af vand med opløste salte- er uperfekte dielektrika eller tabsgivende medier i dette fre-

kvensområde. Kapitel IV gennemgår den elementære teori for dispersion af den komplekse permittivitet, der beskriver dielektrikas tabsgivende stofegenskaber i periodiske felter.

Kapitel V tegner et billede af den helsefysiske viden om de sundhedsmæssige konsekvenser af udslip fra mikrobølgeovne for at vurdere grundlaget for fastsættelsen af udstrålingsnormer for mikrobølgeovne.

Kapitel VI redegør for bolometermålinger af udslippet via forskellige lækager i en mikrobølgeovn til vurdering af deres betydning i forhold til udstrålingsnormen for mikrobølger. Desuden foretages antennehornmålinger af strålingsmønstret omkring en mikrobølgeovn med det sigte, at give retningslinier for sikkerhedsmålinger på arbejdspladser.

Kapitel VII kommer ikke indholdsmæssigt i forlængelse af de øvrige kapitler. Ærindet med kapitlet er at beskrive varmeledningsbegrænsningen ved konventionelle opvarmningsmetoder til forståelse af mikrobølgeovnens særlige kvalitet.

## Kapitel I.

### Grundlæggende teori for elektromagnetiske bølgers vekselvirkning med stof.

#### I.1 Nogle elektromagnetiske størrelser.

##### I.1.1 Tæthedsfunktioner.

De gennemsnitlige makroskopiske elektriske stofegenskaber i et område af rummet lader sig beskrive ved rumligt langsomt varierende skalar- og vektorfunktioner. For de fleste formål er det tilstrækkeligt at indføre seks sådanne tæthedsfunktioner, som repræsenterer de gennemsnitlige forhold - hvad ladningerne og deres bevægelser angår - i samtlige indre punkter og i tynde grænselag af atomar størrelse:

- Ladnings (volumen) tæthed  $\rho(\vec{r}, t)$
- Overfladeladningstæthed  $\sigma(\vec{r}, t)$
- Dielektrisk polarisation  $\vec{P}(\vec{r}, t)$
- Magnetiseringen  $\vec{M}(\vec{r}, t)$
- Strømtæthed  $\vec{j}(\vec{r}, t)$
- Overfladestrømtæthed  $\vec{K}(\vec{r}, t)$

##### I.1.2 Feltstørrelser.

Ethvert system af elektriske ladninger er ophav til potentialforskelle samt elektriske og magnetiske felter. For så vidt det handler om elektromagnetiske bølger, er det de elektriske og magnetiske felter, der er væsentlige. I almindelighed fordres fire feltstørrelser til at beskrive et elektromagnetisk felt:

- $\vec{E}(\vec{r}, t)$  elektrisk feltstyrke eller - intensitet
- $\vec{D}(\vec{r}, t)$  (di)elektrisk forskydning eller D-vektoren
- $\vec{H}(\vec{r}, t)$  magnetisk feltstyrke eller H-vektoren
- $\vec{B}(\vec{r}, t)$  magnetisk induktion.

Det er sædvanen at opfatte  $\vec{E}$  og  $\vec{B}$  som de fundamentale vektorer, hvorved  $\vec{D}$  og  $\vec{H}$  får status af hjælpevektorer, som fremgår af de to første sammen med egenskaberne ved det medium, felterne optræder i:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \mu_0^{-1} \vec{B}(\vec{r}, t) - \vec{M}(\vec{r}, t)$$

Ligesom tæthedsfunktionerne er feltstørrelserne i det indre af et område kontinuerte med langsom rumlig variation. De matematiske sammenhænge mellem tæthedsfunktionerne og feltstørrelserne er angivet i de såkaldte feltligninger.

## I.2 Feltligninger.

### I.2.1 Maxwell ligningerne med randbetingelser og kontinuitetsligningerne.

De elektriske feltligninger opdeles i to grupper, nemlig materialeligningerne, hvor felterne er afhængige af tilstedeværende materialer, og de materialeuafhængige Maxwellligninger. Maxwell ligningerne er således i en vis forstand mere fundamentale end materialeligningerne. På differentialform skrives Maxwell ligningerne:

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = - \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (4)$$

I grænselaget mellem to forskellige medier 1 og 2 ændrer de elektriske egenskaber sig ganske vist hurtigt, men så længe ændringen alligevel kan antages at ske kontinuert, vil feltstørrelsernes adfærd stadig adlyde Maxwell ligningerne. Man kan da tillade sig at anvende Maxwell ligningerne på tynde volumenelementer omfattende overfladelag på begge sider af grænsen. Til det formål må man betjene sig af integraldefinitionerne på operatorerne div og rot.

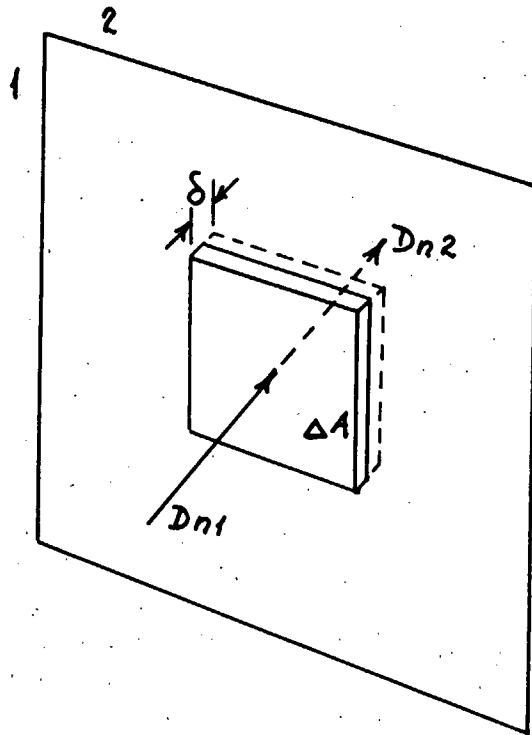
Volumenelementer med rumfanget  $\Delta V$  på figur 1 rummer materiale fra begge sider af grænsen mellem medie 1 og 2. Dimensionen vinkelret på grænsen,  $\delta$ , er som tegningen antyder, forsvindende i forhold til sidelængderne parallelt med grænsen. Eftersom grænselaget er af føromtalte bløde art, kan vi udregne fluksen af  $\vec{D}$  gennem volumenelementets overflade og anvende Gauss' divergenssætning på det resulterende integrale:

$$\int \vec{D} \cdot d\vec{a} = \iiint \operatorname{div} \vec{D} dv = \iiint \rho dv,$$

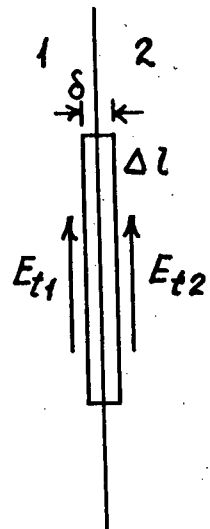
hvor lighedstegnet mellem de to rumfangs-integraler følger af, at integranderne er ens ifølge (1). Da  $\delta$  er forsvindende, kan bidraget til fluksen fra de smalle sider negligeres. Hvis samtidig  $\Delta A$  er tilstrækkelig lille, er  $\vec{D}$  og  $\rho$  i det væsentligste konstante over  $\Delta A$ , så integralet til venstre og yderst til højre kan skrives:

$$-\vec{D}_1 \cdot \vec{n} \cdot \Delta A + \vec{D}_2 \cdot \vec{n} \cdot \Delta A = \rho \cdot \Delta V = \rho \cdot \Delta A$$





Figur 1



Figur 2

hvor enhedsvektoren  $\vec{n}$  er vinkelret på grænsefladen og peger fra 1 ind i 2; og feltstørrelsernes indeks refererer til mediet. Fra ovenstående følger gennemgangsbetingelsen for  $\vec{D}$ :

$$(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) \vec{n} = \vec{q} \quad (5)$$

En lignende udregning med anvendelse af Gauss'teorem og (3) giver gennemgangsbetingelsen for  $\vec{B}$ :

$$(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) \vec{n} = 0 \quad (6)$$

Betragt dernæst volumenelementet fra den smalle side: figur 2. Cirkulationen af  $\vec{E}$  udregnes langs den lukkede kurve, som tegner den smalle sideflade. Stoke's sætning anvendes på det resulterende integrale, som igen omskrives ved hjælp af (2):

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int \text{rot } \vec{E} \cdot d\vec{a} = \int -\frac{\partial \vec{B}_i}{\partial t} \cdot d\vec{a},$$

hvor  $\vec{B}_i$  er  $\vec{B}$ 's komponent vinkelret på fladen omgivet af

integrationsssløjfen, d.v.s. vinkelret på den smalle side. Da  $\delta$  stadig er forsvindende i forhold til  $\Delta l$ , negligeres bidragene til linieintegralet fra kanterne med længden  $\delta$ . Og ovenstående giver:

$$-\vec{n} \times \vec{E}_1 \Delta l + \vec{n} \times \vec{E}_2 \Delta l = -\frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t} \cdot \Delta l \cdot \delta$$

hvor  $\vec{n}$  er samme vektor som før. Ved at vælge  $\delta$  lille, kan højresiden gøres vilkårlig lille, og vi får gennemgangsbetingelsen for  $\vec{E}$ -feltet:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (7)$$

En lignende fremgangsmåde med anvendelse af Stoke's teorem og (4) giver:

$$-\vec{n} \times \vec{H}_1 \Delta l + \vec{n} \times \vec{H}_2 \Delta l = (\vec{j}_i + \frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t}) \Delta l \cdot \delta$$

I praksis er den første term på højresiden af ligningen forskellig i karakter fra den anden. Især for gode elektriske ledere, kan strømtætheden antage store værdier i et yderst tyndt overfladelag, således at  $\vec{j}_i \cdot \delta$  bliver meget stor i forhold til  $\frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t} \cdot \delta$ , hvis  $\delta$  aftager; og  $\vec{j}_i \cdot \delta$  kan ikke negligeres. Produktet defineres som  $\vec{K} = \vec{j}_i \cdot \delta$ , og man får gennemgangsbetingelsen for  $\vec{H}$ :

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K} \quad (8)$$

Foranstående gennemgangsbetingelser komprimeres i nedenstående tabel, som angiver sammenhængene mellem det elektromagnetiske felts normal- og tangentialkomponenter på de to sider af grænsen.

Tabel 1.

Normal komponenter	Tangential komponenter
$D_{n1} - D_{n2} = -\rho$	$E_{t1} - E_{t2} = 0$
$B_{n1} - B_{n2} = 0$	$H_{t1} - H_{t2} = -K$

Ligningerne (6) og (7) tjener til at sætte løsningerne i de to medier sammen. Ligningerne (5) og (8) tjener til at beregne de i almindelighed ukendte størrelser  $\rho$  og  $K$ .

$\vec{E}$  og  $\vec{B}$  er defineret sådan, at ladningsbevarelse er sikret såvel i det indre som i tynde overfladelag. Matematisk udtrykkes ladningsbevarelsen i to kontinuitetsligninger gyldige for henholdsvis det indre (9) og overfladen (10):

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (9)$$

$$\operatorname{div} (\vec{K}_1 + \vec{K}_2) - \vec{n}_1 \cdot \vec{j}_1 - \vec{n}_2 \cdot \vec{j}_2 + \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

hvor enhedsnormalvektoren peger bort fra grænsen og ud fra det indicerede medium. Af overskuelighedsgrunde udelades funktionsargumenterne iøvrigt også i fortsættelsen,

### I.2.2 Materialeligningerne.

For at løse Maxwell ligningerne, under aktuelle randbetingelser, er det nødvendigt at kende de vilkår, tilstedeværende materiale dikterer feltstørrelserne og strøm-tætheden. I almindelighed er disse materialeligninger af formen:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \vec{D}(\epsilon, \vec{E}) \quad (11)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\mu, \vec{H}) \quad (12)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\sigma, \vec{E}, \vec{B}) \quad (13)$$

I mange stoffer og til mange formål er det rimeligt at antage, at materialeligningerne kan fremstilles på nedestående lineære form:

$$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (14)$$

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} = \mu \vec{H} \quad (15)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (16)$$

De indførte konstitutive parametre er dielektricitetskonstanten eller den relative permittivitet  $\epsilon_r$ , den relative permeabilitet  $\mu_r$  og den specifikke ledningsevne  $\sigma$ . Forkortelsen  $\epsilon$  står for permittiviteten eller den absolutte dielektricitetskonstant og  $\mu$  for permeabiliteten. Medier, hvis makroskopiske elektromagnetiske stoffegenskaber beskrives af konstitutive parametre, omtales under etiketten simple medier.

### I.3 De tidsharmoniske feltligninger.

#### I.3.1 Maxwells ligninger med kontinuitetsligninger.

Hvis en feltstørrelse eller tæthedsfunktion kan separeres i en rumdel og en simpel harmonisk tidsdel med cyklisk frekvens  $\omega$ , er det tit fordelagtigt at udtrykke den som i eksemplet:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \operatorname{Re} \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t}$$

Denne komplekse skrivemåde anvendes i fortsættelsen. Af bekvemmelighedsgrunde vil vi dog for det meste underforstå "Re".

Eftersom Maxwell ligningerne er lineære, har feltstørrelserne samme tidsafhængighed som kildestørrelserne  $\rho$  og  $\vec{j}$ . Forudsættes tidsafhængigheden at være harmonisk, kan Maxwell ligningerne omskrives ved brug af den introducerede skrivemåde:

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}) = \rho(\vec{r}) \quad (17)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \vec{B}(\vec{r}) \quad (18)$$

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (19)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}) = \vec{j}(\vec{r}) + j\omega \vec{D}(\vec{r}) \quad (20)$$

Kontinuitetsligningerne får da udseendet:

$$\operatorname{div} \vec{j} + j\omega \rho = 0 \quad (21)$$

$$\operatorname{div} (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) - \vec{n}_1 \vec{j}_1 - \vec{n}_2 \vec{j}_2 + j\omega(\rho_1 + \rho_2) = 0 \quad (22)$$

Disse ligninger er ikke mindre generelle end deres tidsafhængige forløbere for i kraft af Fouriers sætning, kan et lineært felt med vilkårlig tidsdel frembringes udfra kendskabet til det monokromatiske felt.

På den harmoniske form er kun to af Maxwell ligningerne uafhængige. Faktisk fremgår (19) af div til (18), mens

(17) udledes ved at benytte kontinuitetssætning (21) på div til (20). Antallet af feltstørrelser, som er nødvendige for at kunne beskrive et elektromagnetisk felt, kan derfor reduceres fra de oprindelige fire til to. Denne reduktion fremkaldes gennem indførelse af konstitutive parametre.

### I.3.2 Materialeligninger og indførelse af konstitutive parametre i Maxwellligningerne.

De tidligere introducerede konstitutive parametre tager ikke højde for mulige mikroskopiske træghed- eller relaxationsmekanismer, som i tidsvarierende felter vil forårsage forsinkelser i polarisations-, magnetisations- og ledningsresponsen. Simple konstitutive ligninger kan nemlig i almindelighed ikke formuleres i sådanne tilfælde. Men specielt for felter med periodisk tidsvariation lader de simple ligningers gyldighed sig umiddelbart udvide. Blot skal man tillade de konstitutive parametre at blive komplekse, idet tidsforsinkelserne manifesterer sig i konstante faseforskydninger, hvis feltet varierer periodisk med konstant frekvens:

$$\vec{D} = \epsilon^* \vec{E} = (\epsilon' - j\epsilon'') \vec{E} \quad (23)$$

$$\vec{B} = \mu^* \vec{H} = (\mu' - j\mu'') \vec{H} \quad (24)$$

$$\vec{j} = \sigma^* \vec{E} = (\sigma' - j\sigma'') \vec{E} \quad (25)$$

hvor  $\epsilon^*$ ,  $\mu^*$ ,  $\sigma^*$  gennemgående er frekvensafhængige. Således behøver man ikke bekymre sig om  $\sigma''$  i frekvensområder lavere end det infrarøde. Da vi specielt interesserer os for mikrobølger, kan jævnstrømsværdien,  $\sigma$ , af  $\sigma^*$  benyttes uden kendelig fejl. Endvidere forekommer ikke materialer, der forårsager magnetisk polarisationstab i de områder, vi skal betragte, det vil sige  $\mu^* = \mu$ . Med indførelse af konstitutive parametre svarende til

vores behov, reduceres Maxwell ligningerne til:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (26)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad \text{eller} \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\vec{B} \quad (27)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (28)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = (\sigma + j\omega\epsilon^*)\vec{E} = j\omega\hat{\epsilon}\vec{E}$$

eller

$$\operatorname{rot} \vec{B} = j\omega\mu\hat{\epsilon}\vec{E}; \quad (29)$$

hvor

$$j\omega\hat{\epsilon} = \sigma + j\omega\epsilon^* = (\sigma + \omega\epsilon'') + j\omega\epsilon' = \sigma_e + j\omega\epsilon_e \quad (30)$$

Det skulle nu fremgå, at med indføjelse af konstitutive parametre i Maxwell ligningerne, skæres beskrivelsen af det elektromagnetiske felt ned til to vektorer. I ligningssættet (26 - 29) antydes samtidig muligheden for at lade denne beskrivelse hvile på f.eks. vektorparrene  $\vec{E}$  og  $\vec{B}$  eller f.eks.  $\vec{E}$  og  $\vec{H}$ .

Yderligere noteres, at  $\vec{j}$  ikke længere er en primær kilde størrelse, når Ohm's lov adlydes,  $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ , og  $\rho$  forsvinder nødvendigvis.  $\operatorname{div} \vec{E} = 0$  udledes således let ud fra (17), (21) og (25). Når som helst tidsafhængigheden er periodisk, er et simpelt medium m.a.o. ladningsfrit.

Et tilsvarende resultat opnås ved at tage udgangspunkt i kontinuitetssætning (22) for overfladen. Eftersom overfladestrømtætheden  $\vec{K}$  kun er signifikant tilstede i perfekte ledere, mens den kan sættes lig med  $\vec{\delta}$  i normale, kan (22) v.h.a. (25) omskrives til:



$$\sigma_1 \vec{n}_1 \vec{E}_1 + \sigma_2 \vec{n}_2 \vec{E}_2 = j\omega(\tau_1 + \tau_2) \quad (31)$$

Benyttes tillige grænsebetingelsen (5) samt (23) fås:

$$\hat{\epsilon}_1 \vec{n}_1 \vec{E}_1 + \hat{\epsilon}_2 \vec{n}_2 \vec{E}_2 = 0$$

hvilket rettelig svarer til  $\text{div } \vec{D} = 0$ .

I konsekvens af polarisationsresponssets relaksation påfører materialer med kompleks permittivitet elektromagnetiske bølger et effekttab - kaldet relaksationstabet. Er materialet samtidigt elektrisk ledende, ledsages relaksationstabet af  $I^2R$ -tab. Da ingen eksperimentelle metoder i praksis kan skelne de to tab fra hinanden, kaldes den samlede proces for dissipation i tabsgivende medium. Af samme grund opereres med den generaliserede permittivitet,  $\hat{\epsilon}$ , hvori ledningsevnen,  $\sigma$ , adderes med sin tabsgivende pendant i uperfekte dielektrika,  $\omega\epsilon''$ , til en effektiv ledningsevne  $\sigma_e$ .  $\hat{\epsilon}$  er defineret tillige med  $\epsilon_e$  og  $\sigma_e$  i (30). Traditionelt karakteriseres dissipationstabet af den såkaldte tabstangent:

$$\tan \delta_e = \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon_e} = \frac{\sigma + \omega\epsilon''}{\omega\epsilon'} = \frac{\sigma}{\omega\epsilon'} + \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (32)$$

Tydeligvis hidrører faseforskydningen  $\delta_e$  fra en kombination af et "Ohmsk led" og en imaginær del af en kompleks permittivitet. Med mindre, der kan gives en molekylær forklaring, er det dog som sagt umuligt at skelne mellem  $\epsilon''$  og  $\sigma/\omega$ , hvilket afspejler vilkårlighed i adskillelsen af rumtætheden af ledningsevneelektroner og  $-\text{div } \vec{P}$ . Imidlertid kan man måle værdierne af  $\epsilon'$  og  $\epsilon'' + \sigma/\omega$ . Den sidste størrelse kan så tolkes som  $\epsilon''$  i gode dielektrika eller  $\sigma/\omega$  i gode elektriske ledere; i tabsgivende dielektrika, halvledere, kan den måske separeres i to led f.eks. på grundlag af dens variation med frekvensen.

#### I.4 Bølgeløsningen til Maxwellligningerne.

Vi skal i dette afsnit ud fra Maxwell-ligningerne påvise eksistensen af frie elektromagnetiske felter og undersøge elektromagnetisk bølgeudbredelse i tabsfrie og tabsgivende medier. Da ethvert tidsafhængigt signal af interesse er harmonisk eller kan frembringes ved superponering af et endeligt antal harmoniske, skal vi som tidligere ansætte, at felterne kan spaltes i en rumdel og en simpel harmonisk tidsdel med frekvensen  $\omega$ . Dermed udtrykker ligningssættet (26) - (29) Maxwell-ligningerne på den for os relevante form med konstitutive parametre og cyklisk frekvens.

Først tages rotationen til (27):

$$\text{rot rot } \vec{E} = -j\omega\mu \text{ rot } \vec{H} \quad (33)$$

Venstresiden omskrives v.h.a.  $\text{rot rot} = \text{grad div} - \nabla^2$  og til højresiden benyttes (29):

$$\text{grad div } \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -j\omega\mu(j\omega\hat{\epsilon}\vec{E}) \quad (34)$$

Ifølge (26) skal vi behandle felter i områder, hvor rummet er ladningsfrit, eller ladningstætheden kan negligeres, og (34) reduceres til:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2\mu\hat{\epsilon}\vec{E} = \vec{0} \quad (35)$$

Denne ligning kaldes den almindelige bølgeligning eller telegrafligningen. På analog vis udledes vektorligningen:

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu \hat{\epsilon} \vec{H} = \vec{0} \quad (36)$$

Det er allerede anført, at beskrivelsen af det elektromagnetiske felt reduceres til to feltstørrelser, når man betjener sig af konstitutive parametre i Maxwell-ligningerne. For at bestemme løsningerne for feltstørrelserne under aktuelle fysiske bånd, må man udgå fra ligningerne (35) og (36), der er generelle løsninger til Maxwell-ligningerne udtrykt i materialekonstanter og den cykliske frekvens. Da tidsafhængigheden er harmonisk, tilfredsstiller løsningerne til (35) udendvidere  $\text{div} \vec{E} = 0$  i medier med uendelig udstrækning, mens dette vilkår specielt skal tilgodeses i begrænsede medier.

#### I.5 Den plane løsning til bølgeligningen.

Begge bølgeligninger er vektorligninger, d.v.s., at de er gyldige for samtlige komponenter af  $\vec{E}$  og  $\vec{H}$ . En vigtig type løsninger til bølgeligningerne er sådanne, som kun varierer i en retning og følgelig er konstante i en plan, bølgeplanen, vinkelret på denne retning. Lader vi denne retning være parallel med z-retningen, forlanger vi altså for denne type løsninger, at:

$$\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

Ligning (36) kan nu opløses i tre enslignende ligninger, som involverer hver enkelt af H-feltets komponenter:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu \hat{\epsilon} H_x \quad (37)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu \hat{\epsilon} H_y \quad (38)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu \hat{\epsilon} H_z \quad (39)$$

Differentialligning (38) har løsninger af formen

$$H_y = A \exp(\pm \gamma z)$$

hvor  $\gamma^2 = -\omega^2 \mu \hat{\epsilon}$

Idet interessen i øjeblikket er rettet mod egenskaber ved bølgeudbredelsen og dens felter, kan vi indskrænke os til at studere den fremadskridende bølge. Tilføjes tidsdelen får vi:

$$H_y = H_0 \exp(j\omega t - \gamma z) \quad (40)$$

Størrelsen  $\gamma$  er bølgens udbredelseskonstant, og er sammensat af en dæmpningskonstant  $\alpha$  og en fasekonstant  $\beta$  efter formlen  $\gamma = \alpha + j\beta$ . Feltamplituden i en plan elektromagnetisk bølge modificeres derfor med tre faktorer:

- $\exp j\omega t$  betegner en sinusformet svingning m.h.t. tiden;
- $\exp -j\beta z$  betegner en sinusformet svingning m.h.t. udbredelsesvejen;
- $\exp -\alpha z$  betegner eksponentielt **hændøen** m.h.t. udbredelsesvejen.

For at bestemme den elektromagnetiske bølges komponenter, forholdet mellem den kendte komponent (40) og feltets øvrige komponenter, er det nødvendigt at vende tilbage til de to rotationsligninger (27) og (29) opløst i tre ortogonalkomponenter:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega \mu H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega \mu H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -j\omega \mu H_z \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega \hat{\epsilon} E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega \hat{\epsilon} E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega \hat{\epsilon} E_z \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Tidligere er forudsat, at feltet ikke varierer i to dimensioner, hvilket ledte til  $\exp-\gamma$  variation i den tredje dimension:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial}{\partial z} = -\gamma$$

Indsættes disse betingelser i (41) og (42) fås efter reduktion:

$$\left. \begin{aligned} \gamma E_y &= -j\omega \mu H_x \\ -\gamma E_x &= -j\omega \mu H_y \\ H_z &= E_z = 0 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Med den tidligere angivne form for  $H_y$  (40) fås fra ovenstående og (30):

$$\left. \begin{aligned} H_y &= H_0 \exp(j\omega t - \alpha z - j\beta z) \\ E_x &= \frac{j(\alpha - j\beta)}{\omega \epsilon \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_e}{\omega \epsilon}\right)^2}} \cdot H_0 \exp(j\omega t - \alpha z - j\beta z) \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

og

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega^2 \mu \epsilon} \cdot \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_e}{\omega \epsilon}\right)^2}} \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega^2 \mu \epsilon} \cdot \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_e}{\omega \epsilon}\right)^2}} \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

er bestemt af

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

og

$$\gamma^2 = -\omega^2 \mu \hat{\epsilon} = -\omega^2 \mu \left( \epsilon - j \frac{\sigma_e}{\omega} \right)$$

( Vi har altså sat  $\epsilon_e = \epsilon = \epsilon'$  ).

Bølgeudbredelsens egenskaber skal nu diskuteres, idet vi skelner mellem fire forskellige medier: Perfekte dielektrika eller perfekte isolatorer, uperfekte dielektrika, uperfekte ledere og perfekte ledere.

## I.6 Metaloptik og plane bølgers udbredelse og effekt- afsættelse i forskellige medier.

### I.6.1 Perfekte dielektrika.

I perfekte dielektrika kan ikke ledes elektrisk strøm eller forekomme dielektrisk relaksationstab.

$$\sigma: \vec{\sigma} = 0 \quad (46)$$

Indsættes (46) i (44 - 45) fås:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \beta &= \omega \sqrt{\mu \epsilon} \\ H_y &= H_0 \exp(j\omega t - j\beta z) \\ E_x &= Z_0 H_0 \exp(j\omega t - j\beta z) \end{aligned} \right\} (47)$$

$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  kaldes mediets indre impedans, for vakuum er  $Z_0 \approx 377 \Omega$ . Udover vakuum kan vi regne atmosfærisk luft som et perfekt dielektrikum.

Endvidere får vi fra (43):

$$\left. \begin{aligned} E_y &= -Z_0 H_x \\ E_x &= Z_0 H_y \\ E_z &= H_z = 0 \end{aligned} \right\} (48)$$

I praksis finder man, at en bølge i stor afstand fra sin kilde er plan, og har egenskaber specificeret ved (48).

Z-retningen er allerede specificeret som udbredelsesretningen, og vi opdager nu, at der ikke virker noget felt i denne retning, samt at feltstyrken ikke varierer i planet vinkelret på udbredelsesretningen. End-

videre er det elektriske felt vinkelret på det magnetiske og de er i fase. (48) viser yderligere, at der er to fuldstændig adskilte komponentsæt  $E_y$  og  $H_x$  eller  $E_x$  og  $H_y$ . Det betyder, at feltet forbundet med det ene sæt kan være nul uden at influere på det andet.

### I.6.2 Uperfekte dielektrika.

Uperfekte dielektrika er materialer, hvor forskydningsstrømtætheden  $j\omega\epsilon\vec{E}$  dominerer over den effektive strømtæthed  $\sigma_e\vec{E}$ .  $\partial: \tan\delta_e = \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon} \ll 1$

Med tilnærmelse gælder ifølge (44 - 45):

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2} \sigma_e \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \\ \beta &= \omega \sqrt{\mu\epsilon} \left( 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon} \right)^2 \right) \\ H_y &= H_0 e^{(j\omega t - \alpha z - j\beta z)} \\ E_x &= Z H_0 \exp(j\omega t - \alpha z - j\beta z), \text{ hvor} \\ Z &= \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left( 1 - \frac{3}{8} \left( \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon} \right)^2 + j \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon} \right)^2 \right) \end{aligned} \right\} (49)$$

Da  $\frac{\sigma_e}{\omega\epsilon} \ll 1$  bliver faseforskydningen mellem H og E altså forsvindende.

Dette tilfælde har vores specielle interesse, da det beskriver mikrobølgers vekselvirkning med biologiske materiale eller levnedsmidler.

Selvfølgelig er det åbenlyst urealistisk at forestille sig en plan bølge udbrede sig i et uendeligt udstrakt ledende medie. Enten måtte det forudsætte et tilstrækkeligt lille effekttab til, at ledningsevnen kunne negligeres, eller også vil bølgens amplitude i



praksis forsvinde. Men resultatet kan benyttes til at undersøge en plan bølges effekttab og indtrængnings-  
evne nær overfladen på et semiuendeligt medium.

Tilskrives bølgens effekttab udelukkende elektriske strømme induceret i materialet, kan effekttabet be-  
regnes via formlen for elektrisk ledningstab. Den  
elektriske effekttabstæthed bliver følgende:

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{1}{2} R J_x J_y^* = \frac{1}{2} \sigma_e E_x E_x^* \sim \frac{1}{2} \sigma_e \left( \sqrt{\frac{\mu'}{\epsilon'}} H_0 \right)^2 e^{-2\alpha z} \\ &= \frac{1}{2} \sigma_e E_0^2 e^{-2\alpha z} \end{aligned} \quad (50)$$

Mikrobølgers indtrængningsdybde,  $d$ , i uperfekte die-  
lektrika defineres som dybden, hvori bølgens inten-  
sitet er reduceret til  $1/e$ . Fra (50) finder man:

$$d = \frac{1}{2\alpha} \sim \frac{1}{\sigma_e} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\mu}} = \frac{\sqrt{\epsilon'/\mu}}{\omega \epsilon''} \quad (51)$$

Typisk falder indtrængningsdybden med stigende frek-  
vens.

Sædvanligvis udtrykkes effektafsættelsen eller op-  
varmningen, som finder sted pr. enhedsvolumen i die-  
lektrika i mikrobølgeovne efter formlen:

$$\mu = \frac{1}{2} \omega \epsilon'' E_0^2 = \frac{1}{2} \omega E_0^2 \epsilon' \tan \delta \quad (52)$$

Fra (50) indses, idet  $(\sigma_e = \omega \epsilon'')$  effekttabet fuldt  
og helt tilskrives dielektrisk relaksation, at for-  
mel (52) forudsætter, at feltet er homogen fordelt.  
M.a.o. man regner med ensartet volumenopvarmning.

Ifølge (52) vokser energiafsætningen proportionalt med frekvensen og kvadratet på den elektriske feltstyrke. Gennemslagsfeltstyrken i atmosfærisk luft,  $3 \times 10^6 \text{ V/m}$ , sætter en øvre grænse for feltstyrken i en mikrobølgeovn, så energiomsætning kun kan forøges via frekvensen. Det er essensen i mikrobølgeopvarmning. Gennemgående vokser tabstangenten,  $\tan \delta$ , med tiltagende frekvens. Men selv med faldende værdier, er væksten i den specifikke energiafsættelse ifølge (52) meget større, når frekvensen stiger.

#### Nogle taleksemples.

De fleste materialers dielektriske egenskaber er udpræget frekvensafhængige. I det følgende skal vi betragte dielektrikas vekselvirkning med mikrobølger - elektromagnetiske bølger i frekvensintervallet 1 - 1000 GHz eller med fritrums bølgelængder i intervallet 30 cm til 0.3 mm - og i særdeleshed med den mest anvendte frekvens i mikrobølgeovne: 2.45 GHz eller bølgelængden 12.2 cm. Primært med det formål at benytte den forudgående teori til beregning af nogle relevante talstørrelser for behandlingen af mikrobølgeovnseksemplet.

Tabsfrie plast - og glasarter, keramik, atmosfærisk luft m.v. er perfekte dielektrika. Og madvarer, biologisk væv, vand m.v. er uperfekte dielektrika i mikrobølgeområdet. Perfekte dielektrika er transparente overfor mikrobølger, hvorimod indtrængningsdybden antager endelige værdier i uperfekte dielektrika.

Biologiske materialers uensartede stofsammensætning giver meget varierende indtrængningsforhold. Som rettesnor regner man med en indtrængningsdybde på  $\lambda/10 \sim 1,2 \text{ cm}$

ved 2.45 GHz. Den begrænsede indtrængningsdybde i biologiske materialer skyldes først og fremmest det relativt høje vandindhold, da de polære vandmolekyler er anledning til relaxationstab i mikrobølgeområdet - samt saltindholdet og den der med forbundne ledningsevne.

Foruden den stoffspezifiske afhængighed, og frekvensafhængigheden er indtrængningsdybden betinget af temperaturen. Værdierne af  $\epsilon'$  og  $\tan \delta$  ved forskellige temperaturer er tabellagt for en række mere eller mindre homogene medier. V.h.a. formel (51) kan tabelværdierne omsættes til indtrængningsdybder. For 2.45 GHz er indtrængningsdybden i vand:

$T$ (°C)	$d$ ( $\lambda_0$ )	$d$ (cm)
1.5	0.06	0.7
15.0	0.09	1.1
20.0	0.11	1.3
35.0	0.15	1.8
40.0	0.21	2.5
60.0	0.32	3.9
80.0	0.41	5.0
95.0	0.47	5.7

I kapitel IV undersøges permittivitetens frekvensafhængighed nøjere.

Forholdet mellem indtrængningsdybden og mademnets proportioner er afgørende for i hvilket omfang man opnår egentlig volumenopvarmning i en mikrobølgeovn. Kendskab til de aktuelle indtrængningsdybder er derfor uundværligt for at kunne afpasse størrelsen af mademnet eller "ovnladningen" til den bølgelængde, ovnen opererer ved. Tillige bør afmålingen af ovenladningens volumen tage hensyn til energiøkonomi og mikrobølgegeneratorens, magnetronens, holdbarhed. Den bedste energiøko-

nomi opnåes, såfremt hele den indfaldende effekt afsættes i ovnladningen, fordi magnetronens nyttevirkning er maksimal, når effektafgivelsen er lig med dens maksimale out-put effekt. I øvrigt er feltstyrken i magnetronen mindst, når effektafgivelsen er stor, hvilket forlænger dens levetid.

Afvejningen af disse modsatrettede hensyn sætter en anbefalelsesværdig dimension på 3d for minimumsovnladningen. Anvendes større ovnladning vokser effektafsættelsen kun ubetydeligt, hvilket naturligvis resulterer i forholdsmæssig forlængelse af opvarmningstiden og mere uensartet volumenopvarmning.

Ovnladningens størrelse målt i indtrængningsdybder har stor betydning for feltstyrkerne i ovnrummet. Jo mere ladet ovnen er, desto mindre bliver feltstyrken. Til brug for en senere diskussion i kapitel III af effektudslippet fra mikrobølgeovne har vi behov for at kende H-feltets styrke i ovnen, men kender kun magnetronens påskrevne input-effekt.

Istedet vil vi basere et skøn over størrelsesordenen af  $H_0$  på formlen for effekttabstæthed, (52), idet vi ansætter, at forholdet mellem den maksimale output-effekt og minimumsovnladningen er lig med effekttabstæthed.

Ved 2.45 GHz og 35°C er minimumsovnladningen med de tabulerede værdier  $\alpha(\lambda/2)^3$ . Og i reglen udgør den maksimale outputeffekt halvdelen af magnetronens påskrevne effekt:

$$\mu = \frac{P/2}{(\lambda/2)^3}$$

Indsættelse i formel (52) giver da et skøn over  $H_0$  som funktion af ovnens påskrevne effekt P:

$$H_0 = \sqrt{\frac{P}{\omega \Sigma_0 \epsilon' \tan \delta}} \sim 0.185 \sqrt{P} \left( \frac{A}{m \sqrt{W}} \right)$$

Mellemklassestørrelsen for nye husstandsovne er 3 kW. Det giver:

$$H_0 \sim 10 \text{ A/m}$$

Vi har undersøgt forskellige lækagetyper på en noget svagere ovn på 1.2 kW:

$$H_0 \sim 6.4 \text{ A/m}$$

### I.6.3 Uperfekte ledere.

Uperfekte ledere er materialer med endelig men høj ledningsevne, hvor den effektive strømtæthed således i det væsentlige bør tolkes som egentlig strømtæthed  $\mathcal{J}$ :  $\tan \delta_e = \frac{\sigma_e}{\omega \epsilon} \gg 1$  og  $\sigma_e = \sigma$ . For de fleste metaller gælder  $\frac{\sigma}{\epsilon} \sim 10^{18}$ , så vilkåret er opfyldt i mikrobølgeområdet.

For mikrobølgefrequenser i metaller forenkles (44 - 45) til:

$$\left. \begin{aligned} \alpha = \beta &= \sqrt{\frac{\omega \mu \sigma}{2}} \\ E_x &= (1+j) \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}} H_0 \exp(j\omega t - \alpha(1+j)z) \end{aligned} \right\} (53)$$

Udtrykket (53) medfører, at det elektriske og magnetiske felt på det nærmeste er faseforskudt vinklen  $\pi/4$  og  $E_0 \ll H_0$ , så energitætheden i metaller er fortrinsvis af magnetisk karakter.

ter. Det sidste følger af omskrivningen  $\sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \sqrt{\frac{\omega\epsilon}{\sigma}}$ , som fortæller, at  $\sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}$  er en meget lille størrelse, da

$$\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \gg 1.$$

Man finder let fra (53), at i afstanden

$$\delta_s = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (54)$$

fra en metaloverflade, er feltstyrken i en indtrængende elektromagnetisk bølge aftaget med  $e^{-1}$  af værdien ved overfladen.

$\delta_s$  kaldes skinddybden, fordi  $\delta_s$  ved nogenlunde høje frekvenser er en meget lille dybde, således, at det elektromagnetiske felt kun er tilstede i et ganske tyndt overflade- eller skindlag på metaller. F.eks. er  $\delta_s \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  for kobber ved den lave mikrobølge frekvens:  $f = 1 \text{ GHz}$ , og  $\delta_s = 2 \times 10^{-7} \text{ m}$  ved den høje mikrobølgefrekvens:  $f = 100 \text{ GHz}$ . For messing er skinddybderne godt og vel dobbelt så store, og for jern 15 - 20 gange større end kobbers.

De små værdier for indtrængningsdybden i metaller, og feltamplitudens negative eksponentielle afhængighed af afstanden fra metaloverfladen målt i antal skinddybder begrundes, hvorfor metalplader giver god afskærmning mod elektromagnetisk stråling.

Udslukningen af det indtrængende felt ledsages af effektafgivelse til metallet forårsaget af elektrisk ledningstab. Effekttabet beregnes i lighed med (50):

$$p = \frac{1}{2} \sigma E_x E_x^* = \frac{1}{2} \omega \mu H_0^2 e^{-2\alpha z} \quad (55)$$

Effekttabet ved passage af en tynd enhedsskive, d.v.s. en tynd skive hvis tværsnitsareal er en arealenhed, beløber sig ifølge (55) til:

$$dP = \frac{1}{2} \omega \mu H_0^2 e^{-2\alpha z} dz$$

Integration fra 0 til uendelig giver det totale effekttab i en uendelig lang enhedsskive:

$$P_t = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \omega \mu H_0^2 e^{-2\alpha z} dz = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}} H_0^2 \quad (56)$$

Effekten over samme areal i den indfaldende bølge er ifølge Poyntings udtryk:

$$P_i = \frac{1}{2} E_0 H_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H_0^2 \quad (57)$$

Forholdet mellem (56) og (57) er den relative andel af den indfaldende effekt, som metaloverfladen ikke reflekterer:

$$\frac{P_t}{P_i} = \sqrt{\frac{\omega \epsilon}{2\sigma}} \ll 1 \quad (58)$$

Således går kun en uvæsentlig del af den indfaldende effekt tabt for den reflekterede bølge. Højtledende metal er m.a.o. det rette materiale til reflektorer. Reflektorbelægningens nødvendige tykkelse kan beregnes udfra udtrykket for skinddybden. Jvf. ovenfor bliver der tale om ganske tynde foringer, når man anvender højtledende metal.

### I.6.4 Perfekte ledere.

Perfekte ledere er materialer med uendelig stor lednings-  
evne  $\sigma$ :  $\sigma = \infty$ .

Perfekte ledere er ligesom perfekte dielektrika udtryk for en høj grad af abstraktion, som skal tjene til at forsimple nogle regninger, ræsonnementer og overskue nogle fænomener uden at begå væsentlige fejl.

Fra udtrykket for den ikke reflekterede effekt fra en metaloverflade (58) kan vi konkludere, at en perfekt leder er det perfekte materiale til en reflektor. Endvidere viser udtrykket for skindybden, at tidsafhængige elektriske og magnetiske felter ikke kan eksistere inden i en perfekt leder. Det sidste resultat skal vi benytte til at formulere gennemgangsbetingelserne for det elektriske og magnetiske felt på grænsen mellem et perfekt dielektrikum og en perfekt leder. Lader vi 2 referere til lederen og 1 til dielektrikaet ændrer (5 - 8) sig til:

$$-\vec{D}_1 \cdot \vec{n} = \eta \quad (59)$$

$$-\vec{B}_1 \cdot \vec{n} = 0 \quad (60)$$

$$\vec{n} \times \vec{E}_1 = 0 \quad (61)$$

$$-\vec{n} \times \vec{H}_1 = \vec{K} \quad (62)$$

Dette resumeres i tabel 2:

Normal komponenter	Tangential komponenter
$D_n = -\eta$	$E_t = 0$
$B_n = 0$	$H_t = -K$



Det elektriske felts tangential komponent og det magnetiske felts normalkomponent er altså nul på overfladen af en perfekt leder. Tolker vi tykkelsen,  $\delta$ , af volumenelementet som blev benyttet til udledning af (5 - 8) som skindtybden, finder vi også, at overfladeladningstætheden og -strømtætheden er fortrængt til et infinitesimalt lag på overfladen af lederen. Når feltet på overfladen er kendt, kan disse tætheder beregnes efter (59) og (62).

Gennemgangsbetingelserne (59 - 62) vil senere blive benyttet til at undersøge bølgeudbredelsen i en bølgeleder og beregne overfladestrømmen i dennes vægge, og skal repræsentere grænsevilkåret mellem atmosfærisk luft og højtledende metal.

Litteraturkilder:

Atwater, H.A.

1962 "Introduction to microwave theory". McGraw-Hill.

Bremmer, H.

1958 "Propagation of electromagnetic waves". band XVI  
handbuch der physik, Springer-Verlag

Fuller, A.J.B.

1969 "Microwaves". Pergamon Press.

Hartshorn, L.; Saxton, J.A.

1958 "The dispersion and absorption of electromagnetic waves". Band XVI, handbuch der physik.  
Springer-Verlag.

King, R.W.P.

1958 "Quasi-stationary and nonstationary currents in electric circuits". band XVI, handbuch der physik. Springer-Verlag.

Magid, L.M.

1972 "Electromagnetic fields, energy and Waves".  
Wiley.

Ohlson, T.

1975 "Mikrovågsopvarmning av livsmedel". Göteborg,  
diss. 14/5-1975.

Püschner, H.

1966 "Heating with microwaves". Philips technical  
library.

Sommerfeld, A.; Translated by Ramberg, E.G.

1952 "Electrodynamics". Academic press.

## Kapitel II

### Bølgelederen og hulrumsresonatoren

#### II.1 Bølgeudbredelse i bølgeledere

##### II.1.1 Indledning

Til at lede elektromagnetisk energi benyttes hule metalrør, såkaldte bølgeledere: Bølgen udbreder sig i rørets tomme- i virkeligheden luftfyldte-indre og er upåvirket af alt udenfor rørets begrænsningsflader. I praksis består begrænsningsfladerne af metal med høj ledningsevne som kobber, sølv -sometider aluminium og messing.

Teoretisk kan et uendeligt antal forskellige typer elektromagnetiske bølger forplante sig i enhver bølgeleder. Hver bølgetype (eng. mode) har sin særlige elektromagnetiske konfiguration, forbundet med en kritisk frekvens, afskæringsfrekvensen (eng. cut-off frequency) under hvilken bølgetypen ikke kan føre elektromagnetisk energi gennem bølgelederen. Afskæringsfrekvensen bestemmes af bølgelederens dimensioner og form. Der findes bølgeledere med cylindrisk-, cirkulært-, og eliptisk tværsnit ect. For det meste bruges cylindriske og rektangulære rør.

##### II.1.2 Løsning af bølgeligningen.

Maxwell ligninger er tidligere løst med det formål at beskrive elektromagnetiske bølger i uendeligt udstrakte ensartede medier. De fundne løsninger til Maxwell ligningerne gælder imidlertid for ethvert elektromagnetisk problem i et ikke ledende medium, og skal specielt her benyttes til at undersøge

elektromagnetisk bølgeudbredelse i bølgelederen. Løsningerne til Maxwell ligningerne blev angivet i form af materialekonstanterne  $\epsilon$  og  $\mu$  og den cykliske frekvens  $\omega$  :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{H} = 0 \quad (2)$$

Begge ovenstående ligninger opløses i komponentligninger af formen:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu \epsilon E_z \quad (3)$$

Der er tre ligninger for det elektriske felts, og andre tre lignende ligninger for det magnetiske felts komponenter. Det er muligt at finde løsninger til en vilkårlig af disse ligninger, men feltets endelige form bestemmes af randbetingelserne.

Skønt vi kan finde løsninger ved at starte med en vilkårlig blandt disse seks ligninger, fortæller erfaringen, at resultatet er nemmest at håndtere, hvis man først søger løsninger i udbredelsesretningen, den z-orienterede komponent, enten af det elektriske eller det magnetiske felt. Vi skal betragte en løsning til (3).

I almindelighed er  $E_z$  en funktion af alle tre rumkoordinater. Da rumkoordinaterne er uafhængige variable antages, at  $E_z$  er en uafhængig funktion af hver enkelt rumkoordinat på den måde, at  $E_z$  spaltes op i produktet af disse tre funktioner:

$$E_z = X(x) Y(y) Z(z) \quad (4)$$

(3) omskrives ved substitution af (4):

$$X''YZ + XY''Z + XYZ'' = -\omega^2\mu\epsilon XYZ \quad (5)$$

Divideres (5) med (4) fås:

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} = -\omega^2\mu\epsilon = -k^2 \quad (6)$$

Hver af addenderne på venstresiden af (6) er funktion af netop én rumkoordinat, mens summen ifølge højresiden er lig med konstanten  $-k^2$ . Det kan kun være sandt, såfremt hver term på venstresiden er uafhængig af den respektive rumkoordinat. Derfor defineres:

$$k_x^2 = \frac{X''}{X}, \quad k_y^2 = \frac{Y''}{Y}, \quad k_z^2 = \frac{Z''}{Z}; \quad (7)$$

hvor  $k_x, k_y$  og  $k_z$  er konstanter-eventuelt komplekse-og:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = -k^2 \quad (8)$$

Da z-retningen er udbredelsesretningen, skelnes mellem  $k_z$  og de to øvrige konstanter. Senere skal vises, at de to sidste fastlægger føromtalte afskæringsbetingelser. Af den grund er det hensigtsmæssigt at samle disse to konstanter til en afskæringskonstant,  $k_a$ , som fastlægger tværsnittets afskæringseffekt:

$$k_x^2 + k_y^2 = -k_a^2 \quad (9)$$

z-komponenten kan ifølge (7) skrives:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = k_z^2 E_z$$

Denne ligning er af den allerede behandlede type, som vi nu kender z-afhængigheden for:

$$E_z = E_0 \exp(j\omega t - \gamma z)$$

Fasekonstanten for udbredelse i bølgeldere defineres ved

$$\gamma^2 = -\beta^2 = k_z^2$$

og derfor er

$$\beta = jk_z = \pm j \sqrt{k_a^2 - k^2} = \pm \sqrt{k^2 - k_a^2} \quad (10)$$

og løsningen for z-komponenten får formen:

$$E_z = X(x) Y(y) \exp j(\omega t - \beta z) \quad (11)$$

### II.1.3 Afskæringsbetingelser

I det mindste hvad angår variationen af feltstyrken i tiden og udbredelsesretningen ligner ligning (11) ligningen for en plan bølge, sålænge  $\beta$  er reel. Hvis  $\beta$  er imaginær, er det en ligning for en dæmpet bølge med eksponentielt henfald i z-retningen, med dæmpningskonstanten  $k_z$ . Til forskel for de behandlede plane bølger, er der altså ikke altid forudsætninger for udbredelse af en bølge begrænset af en bøl-

geleder. Den afgørende betingelse fastsættes af tværsnitets afskæringskonstant  $k_a$ . Grænsevilkåret for skift fra tilfredsstillende gennemgang eller transmission til dæmpning er:

$$\beta^2 = 0$$

så:

$$k^2 = k_a^2$$

eller:

$$k_a = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$$

Frekvensen, svarende til ovenstående vilkår, er afskæringensfrekvensen  $f_a$ :

$$\omega_a = \frac{k_a}{\sqrt{\mu \epsilon}}$$

$$f_a = \frac{k_a}{2\pi \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (12)$$

$$\lambda_a = \frac{2\pi}{k_a} \quad (13)$$

En transmitteret bølgelængde, bølgeleder-bølgelængden er forskellig fra den karakteristiske bølgelængde for den plane bølge:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} \quad (14)$$

Fra tidligere er kendt, at den plane bølges bølgelængde er:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{2\pi}{k} \quad (15)$$

Substitueres ligningerne (14) og (15) i (10) får man:

$$\frac{1}{\lambda_e^2} + \frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} \quad (16)$$

I den luftfyldte bølgeleder gælder med stor tilnærmelse  $\mu = \mu_0$  og  $\epsilon = \epsilon_0$ , hvoraf

$$\lambda = \lambda_0$$

og (16) ændres til:

$$\frac{1}{\lambda_e^2} + \frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (17)$$

#### II.1.4 Randbetingelser for bølgelederen

Bestemmelsen af feltkonfigurationer med tilhørende gennemgangsbetingelser for de forskellige mulige bølgetyper i bølgelederen er et randværdiproblem. For de fleste formål er det rimeligt at antage, at bølgelederen er tildannet af materiale, hvis ledningsevne kan betragtes som uendelig stor. D.v.s.



randbetingelserne forlanger ifølge tabel 2, i afsnit I.6.4, at E-feltets tangentielle komponent og H-feltets normalkomponent er 0 på overgangen fra rørets overflade til det indre.

### II.1.5 Den rektangulære bølgeleder.

Foranstående betragtninger og begreber er almene for alle typer bølgeledere. Af hensyn til den senere afskærmningsdiskussion, behandles specielt bølgeledere med den simple rektangulære geometri på fig. 1.

Af bekvemmelighedsgrunde er koordinatsystemet indlagt således, at bølgelederens vægge er parallelle med xz- og yz-planerne, og så koordinataksene falder sammen med bølgelederen på den viste måde. Røret har ensartet tværsnitsmål  $a$  og  $b$  i x-y planet, og udstrækker sig til uendeligt i z-retningen, som dermed bliver udbredelsesretningen. Figuren viser udelukkende de indvendige flader, og kun indvendige mål er anført, da intet udenfor disse begrænsningsflader påvirker bølgen indeni bølgelederen.

Endnu resterer arbejdet med at bestemme  $X(x)$  og  $Y(y)$ , som skilddrer tværsnitfordelingen af  $E_z$  indeni bølgelederen. Ligning (7) fortæller, at felternes x- og y-afhængighed antager samme form som z-afhængigheden, så det er muligt at foreslå eksponentiel afhængighed i x- og y-dimensionen. Alternativt kan løsningen til (7) fremstilles som en linearkombination af cosinus og sinus :

$$X(x) = A \sin(jk_x x) + B \cos(jk_x x) \quad (28)$$

$$Y(y) = C \sin(jk_y y) + D \cos(jk_y y) \quad (29)$$

hvor A, B, C, D, er arbitrære konstanter.

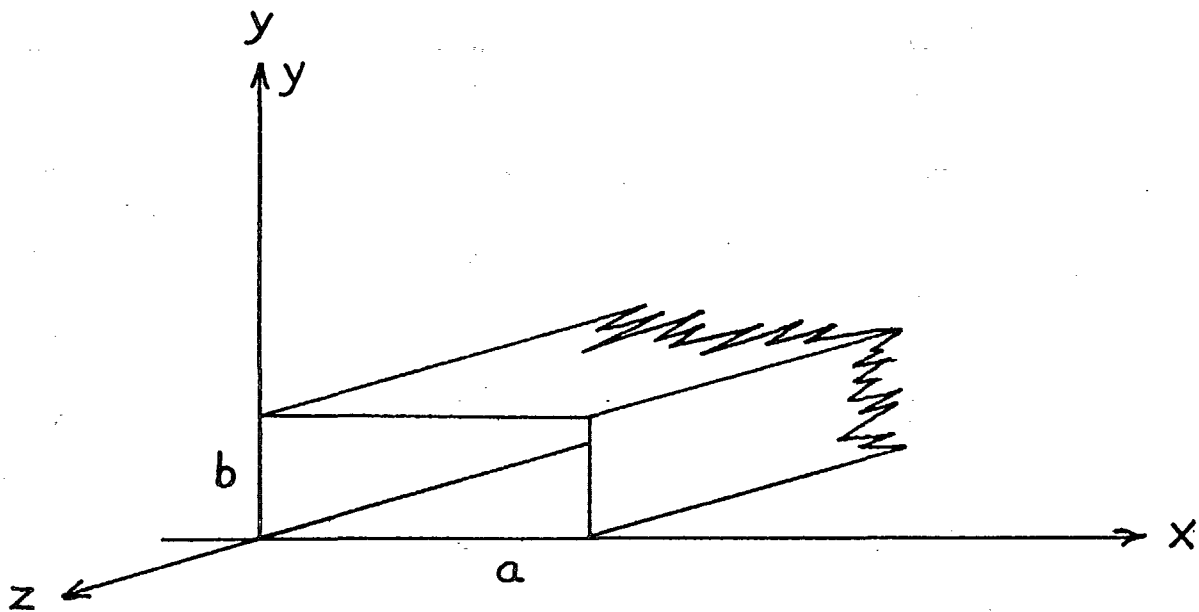


fig. 1

Lægges hertil, at den elektriske feltvektors komponent i yz-planet forsvinder ved de perfekt ledende vægge ved  $X=0$  og  $X=a$ , skal man tillige forlange:

$$jk_x = \frac{m\pi}{a} \quad \text{eller} \quad k_x = -j\frac{m\pi}{a} \quad (20)$$

og at  $B=0$  og  $n$  er heltallig, for at (18) bliver en passende løsning.

Med samme argumentation for væggene ved  $y=0$  og  $y=b$  fås:

$$jk_y = \frac{n\pi}{b} \quad \text{eller} \quad k_y = -j\frac{n\pi}{b}, \quad (21)$$

og at  $D = 0$ , samt  $n$  er heltallig.

Således bliver den fulde løsning til det elektriske felts  $z$ -komponent:

$$E_z = E_0 \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z), \quad (22)$$

hvor de arbitrære konstanter  $A$  og  $C$  er slået sammen i  $E_0$ . Substitueres  $k_x$  fra (20),  $k_y$  fra (21) i (9) tilvejebringes et udtryk for afskæringsvilkåret for denne udbredelsesform i den rektangulære bølgeleder:

$$k_a = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

hvoraf

$$\lambda_a = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}}, \quad (23)$$

hvor  $m$  og  $n$  kan antage vilkårlige heltallige værdier.

#### II.1.6 Udtrykkene for feltets komponenter i den rektangulære bølgeleder.

Udnyttes kendskabet til bølgens  $z$ -afhængighed:

$$\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta \quad (24)$$

kan sammenhængen mellem felternes forskellige komponenter udledes af Maxwell's rotationsligninger. Substitueres (24)

i formlerne (41) og (42) fra afsnit I.6., får man:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu H_x \quad (25)$$

$$-j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu H_y \quad (26)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z \quad (27)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon E_x \quad (28)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \quad (29)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon E_z \quad (30)$$

Ligningerne (25), (26), (28) og (29) leverer to par af simultane ligninger i  $E_y, H_x$ ,  $E_x$  og  $H_y$ . Efter forenkling fås:

$$\left. \begin{aligned} \beta E_y + \omega \mu H_x &= j \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ \omega \epsilon E_y + \beta H_x &= j \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{aligned} \right\} (31)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta E_x - \omega \mu H_y &= j \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \omega \epsilon E_x - \beta H_y &= -j \frac{\partial H_z}{\partial y} \end{aligned} \right\} (32)$$

Med forkortelsen  $k_a^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta^2$  bliver løsningerne til (31) og (32):

$$E_y = \frac{j}{k_a^2} \left( -\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (33)$$

$$H_x = \frac{j}{k_a^2} \left( \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (34)$$

$$E_x = \frac{-j}{k_a^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (35)$$

$$H_y = \frac{-j}{k_a^2} \left( \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (36)$$

Det interessante ved dette ligningssæt er, at det indikerer, at alle de elektromagnetiske felts transversale komponenter er fuldstændigt specificeret i termer af de longitudinale komponenter  $E_z$  og  $H_z$ . Maxwell ligningerne forlanger ikke yderligere forbindelse mellem  $E_z$  og  $H_z$  end angivet i (33-36), så de longitudinale komponenter er uafhængige variable. Ligningssættet leverer således to uafhængige sæt feltkomponenter, det ene er funktion af  $E_z$ , det andet af  $H_z$ .

Bølgetyperne kan nu inddeles i to typer, hvor  $E_z$  eksisterer, men  $H_z = 0$ , de såkaldte transversale magnetiske TM-bølger, og ligeledes i bølgetyper, hvor  $H_z$  er tilstede, men  $E_z = 0$ , som kaldes transversale elektriske TE-bølger.

### II.17 TM-bølgetyper

TM-bølgetypernes feltkomponenter, (eng. TM-modes), kan således afledes fra (33-36), når man sætter  $H_z = 0$ :

$$E_x = \frac{-j\beta}{k_a^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (37)$$

$$E_y = -\frac{j\beta}{k_a^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (38)$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon}{k_a^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (39)$$

$$H_y = -\frac{j\omega\epsilon}{k_a^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (40)$$

Allerførst observeres, at hvis  $E_y$  er nul, så er det også tilfældet for  $H_x$ , og det samme gælder for komponentparret  $E_x$  og  $H_y$ . Det sluttet heraf, at betingelsen for TM-bølgens magnetiske komponenter automatisk er opfyldt, hvis det elektriske felt opfylder randbetingelserne. Vi kan da uden videre tillade os at godkende de udtryk for TM-bølgens magnetiske komponenter, som fremkommer ved indsættelse af (22) i (37-40):

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{j\beta E_0}{k_a^2} \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \\ E_y &= -\frac{j\beta E_0}{k_a^2} \frac{n\pi}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \\ E_z &= E_0 \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \\ H_x &= \frac{j\omega\epsilon E_0}{k_a^2} \frac{n\pi}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \end{aligned} \right\} (41)$$

$$H_y = - \frac{j\omega\epsilon E_0}{k_a^2} \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \quad (42)$$

$$H_z = 0$$

Feltligningerne hørende til TE-bølgetyperne fremkommer ved at indsætte  $E_z = 0$  i (33-36):

$$E_x = - \frac{j\omega\mu}{k_a^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (42)$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu}{k_a^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (43)$$

$$H_x = - \frac{j\beta}{k_a^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (44)$$

$$H_y = - \frac{j\beta}{k_a^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (45)$$

For at bestemme feltkomponenterne må man først postulere en



generel form for  $H_z$ , dernæst anvende randbetingelser til at fastlægge arbitrære størrelser og sluttelig indsætte i (42-45). Det skal dog anføres, at der ikke er nogen metode til at specificere TE-bølgens magnetiske komponenter ved bølgelederens vægge. Til gengæld kan randbetingelserne for det magnetiske felt formuleres via (44) og (45). Vi erindrer om at det magnetiske felts normalkomponent forsvinder på overfladen af en leder  $\partial$ :

$$H_x = 0 \quad \text{på bølgevæggene ved } x=0 \quad \text{og} \quad x=a$$

Vi udleder da fra (44):

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad \text{for} \quad x=0 \quad \text{og} \quad x=a$$

Tilsvarende forsvinder  $H_y$  ved  $y=0$  og  $y=b$ . Ligning (45) viser, at det medfører:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \quad \text{for} \quad y=0 \quad \text{og} \quad y=b$$

Fremgangsmåden ovenfor leverer følgende udtryk for feltkomponenterne hørende til til TE-bølgetyperne:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{j\omega\mu H_0}{k_a^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \\ E_y &= -\frac{j\omega\mu H_0}{k_a^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \end{aligned} \right\} (46)$$

$$E_z = 0$$

$$H_x = \frac{j\beta H_0}{k_0^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z) \quad (46)$$

$$H_y = \frac{j\beta H_0}{k_0^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp j(\omega t - \beta z)$$

### II.1.9 Bølgetypologi

Udover TM-og TE-bølgetyperne taler man om transversale elektriske og magnetiske bølger, TEM-bølger, hvis felter ikke har longitudinale komponenter. En plan fritrumsbølge er altså et eksempel på en TEM-bølge. TEM-bølgen kan imidlertid ikke forplante sig i den rektangulære bølgeleder, da de generende funktioner  $E_z$  og  $H_z$  ikke eksisterer. Dette gælder i det hele taget for bølgeledere bestående af een elektrisk leder.

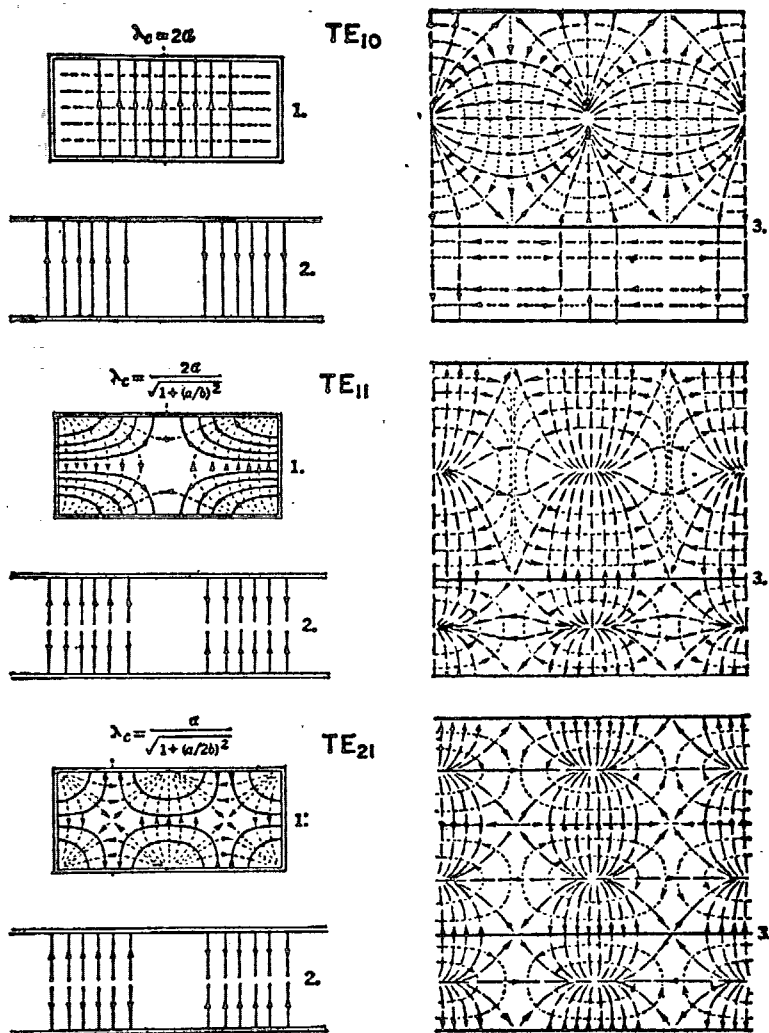
TM-og TE-bølgetyperne inddeles endvidere efter de hele tal  $m$  og  $n$  benyttet i udtrykkene for feltkomponenterne for  $TM_{mn}$ - $TE_{mn}$  bølgetyperne.

Det bemærkes, at  $m = 0$  eller  $n = 0$  medfører, at alle feltkomponenterne er nul, således at bølgetyperne  $TM_{m0}$  og  $TM_{0n}$  ikke eksisterer. TM-bølgetypen af laveste orden er således  $TM_{11}$ -bølgetypen.

I figur 3 er nogle TM-bølgetyper i en rektangulær bølgeleder afbilledet. Bemærk, at overfladebillederne viser siderne svarende til  $x = 0$  og  $y = 0$ , og at de er set fra bølgeledernes

indre. Det ses for den laveste bølgetype  $TM_{11}$ , at de elektriske kraftlinier har form som "krokettbuer" stående på bølgeledervæggen, mens de magnetiske kraftlinier danner lukkede kurver, der omslutter de elektriske kraftlinier. Denne feltkonfiguration udfylder en afstand svarende til den halve bølgelængde i bølgelederens længderetning og gentages derefter med samtlige kraftlinier vendt. Hele feltbilledet forplanter sig i bølgelederen med den til bølgetypen svarende fasehastighed. Strømmene på bølgeledervæggenes inderside er ligeledes vist. De løber i bølgelederens længderetning. d.v.s. vinkelret på det magnetiske felt ved bølgeledervæggen, og strømlinebilledet forplanter sig ligeledes i længderetningen med fasehastigheden. Feltbillederne for  $TM_{21}$  og  $TM_{22}$  minder meget om  $TM_{11}$ -feltbilledet, og det ses, at ordenstallene  $m$  og  $n$  netop angiver antallet af gentagelser i feltbilledet i vandret og lodret retning.

Feltkomponenterne for TE-bølgetyperne fremgår af ligning (46). Det bemærkes, at  $m=n=0$  medfører, at alle feltkomponenterne bliver lig med nul.  $TE_{00}$  eksisterer således ikke, mens  $TE_{m0}$  og  $TE_{0n}$ -bølgetyperne ikke er nul i modsætning til  $TM_{m0}$  og  $TM_{0n}$ -bølgetyperne. På figur 2 er nogle TE-bølgetyper vist i en rektangulær bølgeleder.  $TE_{10}$  er den simplest mulige bølgetype, der kan eksistere i en rektangulær bølgeleder. Vi skal derfor undersøge den lidt nøjere

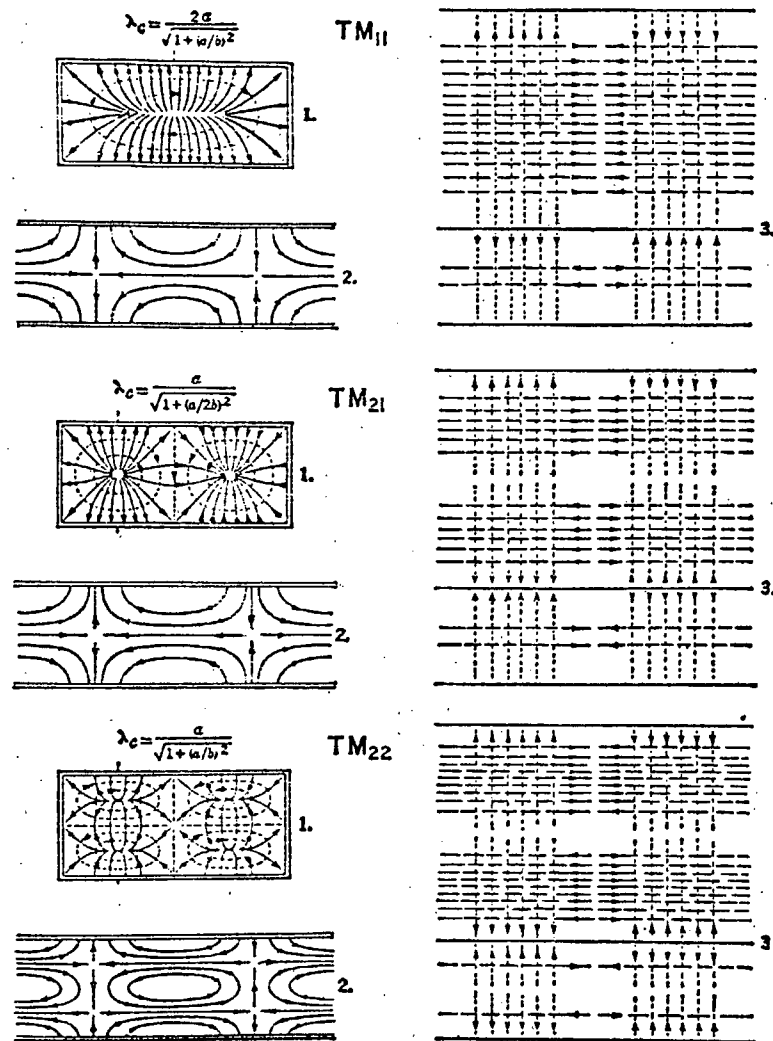


Figur 2

1. Viser et tværsnit af bølgelederen
2. Viser et længdesnit af bølgelederen
3. Viser bølgelederens indre overflade

Betegnelser:

- — — — — elektrisk strøm
- elektrisk felt
- - - - - magnetisk felt



Figur 3

1. Viser et tværsnit af bølgelederen
2. Viser et længdesnit af bølgelederen
3. Viser bølgelederens indre overflade

Betegnelser:

-----	elektrisk strøm
—————	elektrisk felt
-----	magnetisk felt

(Waveguide Handbook, ed. N. Marcuvitz, McGraw-Hill, 1951)

Figur 4 illustrer  $TE_{10}$  bølgetypen i den rektangulære bølgeleder. De elektriske feltlinier repræsenteres i (a) af fuldt optrukne linier og de magnetiske feltlinier er stiplede. Det elektriske felt har kun en y-komponent, og er således et parallelfelt.  $TE_{10}$ -bølgetypen forårsager følgende ingen overfladeladningstæthed på bølgelederens smalle sider, hvilket også kan vises v.h.a. gennemgangsbetingelsen for D-vektoren udtrykt i formel (5) i afsnit I.6.4.

Det magnetiske felts y-komponent er nul, hvorfor den magnetiske feltvektor overalt er parallel med xy-planet. De tilsvarende kraftlinier er lukkede kurver, som omslutter de elektriske kraftlinier.

Denne feltkonfiguration gentages med en halv bølgeleder - bølgelængdes afstand, dog med den modifikation, at alle kraftlinieretninger er den modsatte i forhold til nabokonfigurationen.

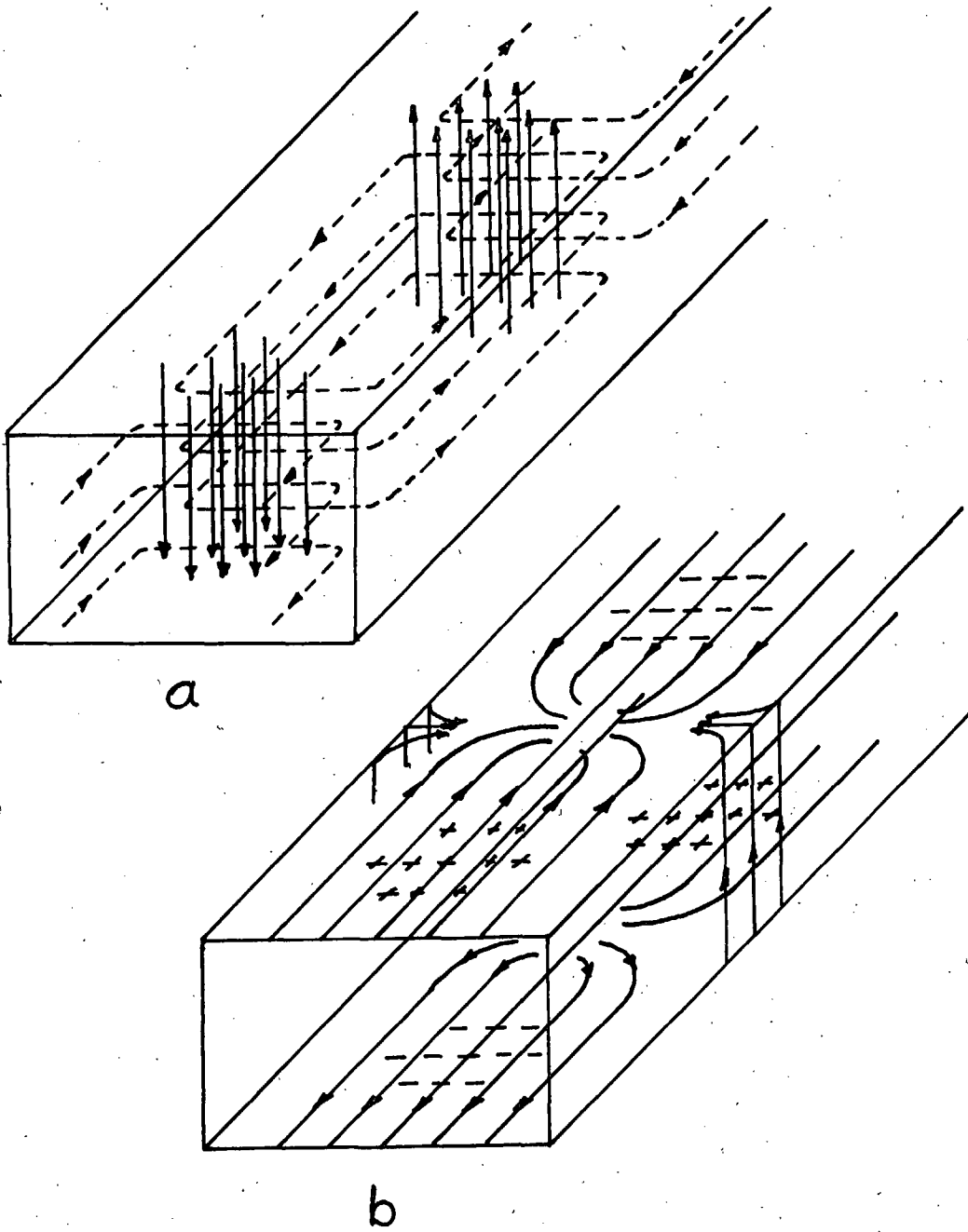
De tilhørende overfladestrømme og-ladninger på bølgelederens indervægge er vist på (b). Af hensyn til kvantificeringen af eksitationsstrømmen i slidsformede lækager i III, skal vi beregne strømtætheden i bølgelederens brede væg i tværetning.

Hertil anvendes (62) i afsnit I.6.4, gennemgangsbetingelsen for det magnetiske felt:  $y=0$ :

$$\vec{K} = \vec{I}_y \times \vec{H} = \vec{I}_x H_z - \vec{I}_z H_x$$

substitueres  $H_z$  fra (46) med  $m=1$  og  $n=0$  fåes:

$$K_x = H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (47)$$



Figur 4. (Efter Atwater, 1962)

## II.2 Det elektromagnetiske felt i hulrumsresonatoren

### II.2.1 Resonanser og feltets fordeling i hulrummet

Til industriel elektronisk opvarmning benyttes i stor udstrækning kontinuerte systemer, hvor produktet transporteres på bånd gennem det fremadskridende mikrobølgefelt i en bølgeleder. Til opvarmingsformål i mindre målestok anvendes mikrobølgeovne, hvor feltet i ovnrummet snarere bør henføres til feltet i den rektangulære eller kasseformede hulrumsresonator. Det er et kasseformet område med vakuum eller luft helt omsluttet af metal. På figur 7 er vist en kasseformet hulrumsresonator med kantlængderne  $a, b, d$ . Som ved bølgelederen er kun den indvendige form relevant. Da der ikke finder bølgeudbredelse sted i nogen retning, er systemet matematisk symmetrisk og ligning (8) kan skrives:

$$\omega^2 \mu \epsilon = k^2 = -k_x^2 - k_y^2 - k_z^2$$

og resonansfrekvenserne i ovnrummet gives da ved

$$2\pi f_0 = \sqrt{\frac{-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2}{\mu \epsilon}}$$

Med argumenter analog til de anførte under den rektangulære bølgeleder, kan man tilvejebringe et udtryk for resonansfrekvenserne i den kasseformede hulrumsresonator:

$$f_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}{\mu \epsilon}}$$

hvor  $m, n$  og  $p$  er hele tal og de tilhørende felttyper specificeres ved  $TE_{mnp}$  og  $TM_{mnp}$ .



Hulrumsresonatoren kan også betragtes som et stykke af en rektangulær bølgeleder lukket eller kortsluttet i begge ender. Der vil være en sinusformet fordeling af feltet imellem bølgelederens to ender, så feltet kan skrives:

$$H = f(x, y) \sin \frac{p\pi z}{d}$$

eftersom

$$\sin \frac{p\pi z}{d} = \frac{1}{2} \exp(j \frac{p\pi z}{d}) - \frac{1}{2} \exp(-j \frac{p\pi z}{d})$$

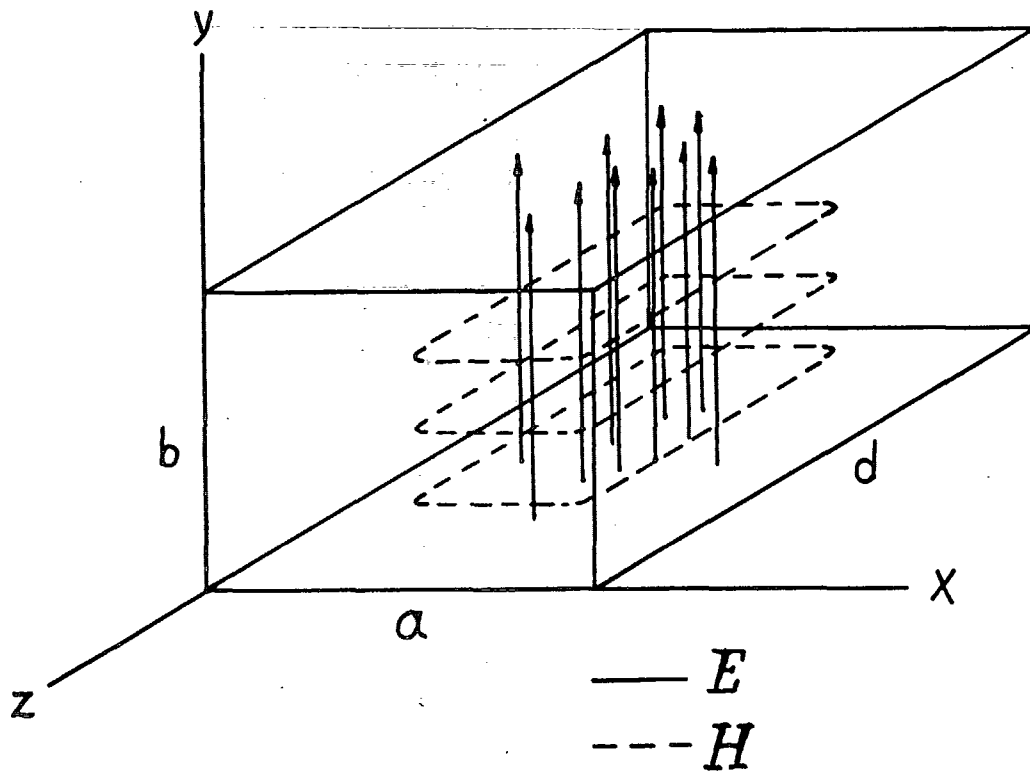
kan dette også tolkes som en stående bølge, fremkaldt af to lige store modsatskridende bølger, reflekteret fra de to ender, hvor fasekonstanten er:

$$\beta = \frac{2p\pi}{d}$$

hvorfor

$$\lambda_g = \frac{2d}{p}$$

Således kan hulrumsresonatoren opfattes som et antal halvbølgesektioner af bølgelederen, med stående bølger i sit indre (sammenlign fig. 4 og 5).



Figur 5. (Efter Atwater, 1962)

### II.2.2 Hulrumsresonatørens anvendelse til ovnrør i mikro- bølgeovne

Hulrumsresonatorer med små mål og dermed få resonanser er uegnede

til at opvarme dielektrika med store rumfang. Overophedning kan forekomme i områder med stor feltstyrke, mens den resterende del af emnet dårligt opvarmes. Hvis man på forhånd af pladshensyn er henvist til at benytte et lille hulrum, betjener man sig af fastsiddende eller bevægelige forstyrrelser, i form af uregelmæssigheder i væggene og roterende reflektorer, for at frembringe flest mulige resonanser. Den roterende reflektor, bølgetypeomrøren, er normalt placeret foran tilkoblingsåbningen fra magnetronen, og virker efter princippet om kontinuert variation af de øjeblikkelige randbetingelser. Da det dielektriske emne også forandrer resonansformerne i hulrummet, er resonanserne i praksis så komplicerede, at de kun kan beskrives via forsøg. Gennemgående kan man dog sige, at forholdene minder mere og mere om et fremadskridende felt desto større dielektrisk ladning i ovnrømmet.

Det vigtige at trække frem i denne forbindelse er, at feltet i en godt fungerende ovn er meget diffust fordelt, hvilket bruges som antagelse i den senere afskærmingsdiskussion i afsnit III.1.2

Litteraturkilder:

- Atwater, H.A.  
1962 "Introduction to microwave theory". McGraw-Hill
- Borgnis, F.E.; McKay, G.  
1958 "Electromagnetic waveguides and resonators".  
band XVI, Handbuch der physik. Springer-Verlag.
- Fuller, A.J.B.  
1969 "Microwaves". Pergomon press.
- Magid, L.M.  
1972 "Electromagnetic fields, energy and waves".  
Wiley.
- Marion, J.B.  
1968 "Classical eletrodynamic radiation". Academic  
press.
- Sommerfeld, A.; Translated by Ramsberg, E.G.  
1952 "Electrodynamics". Academic press.
- Sander, K.F.; Rud, G.A.L.  
1978 "Transmission and progation of elektromagnetic  
Waves". Cambridge University press.

### Kapitel III

#### Effektudslip via perforeringer og lækager i mikrobølgeovnen

##### III.1 Effektudslip via perforeringer

###### III.1.1 Perforeringer i mikrobølgeovnens metalvægge

Udover at tjene det sikkerhedsmæssige formål at forhindre genererede felter i at undslippe, så de forvolder biologisk skade i omgivelserne, tjener mikrobølgeovnens afskærmning til at hæve effektiviteten ved at returnere mest mulig elektromagnetisk energi, så kun en lille del går tabt for opvarmningen. For at løse denne dobbelte opgave optimalt må afskærmningen virke som en reflektor for mikrobølger. I den geometriske optik er en reflektor en flade, som omdirigerer den indfaldende stråling i overensstemmelse med reflektionslovene. I bølgefortolkningen tilskrives det reflekterende felt elektriske strømme induceret i det reflekterende materiale af det indfaldende felt.

Mikrobølgeovnens indtrængningsdybde i højt ledende metaliske materialer er ubetydelig, så de inducerede strømme på det nærmeste er fordelt på overfladen. Jvf. afsnit I.6.3. Selv tynde lag af visse metaller og metallegeringer fungerer derfor i praksis som perfekte reflektorer af mikrobølgeenergi.

For at besidde høj reflektionsevne forlanges ikke nødvendigvis, at reflektoren udgør en ubrudt flade af reflektere-

rende materiale. Således er det velkendt fra de store reflektorer, som benyttes i radarteknikken og til opsamling af kosmisk støj, at vægten og vindmodstanden kan reduceres uden mærkbare følger for reflektionsevnen - gennem brug af perforerede metalflader eller metalgitre, hvis mellemrum er små i sammenligning med de bølgelængder man opererer med. Sådanne metalstrukturer kan nemlig opfattes som sammensat af korte bølgeledere udstyret med afskæringstværsnit, som forhindrer udæmpet fremadskridende bølgeudbredelse, hvorved indstrålingen i stedet reflekteres fra forsiden.

For eksempel virker et wirenet med kvadratiske masker reflekterende overfor alle polarisationstyper, såfremt kantlængden er mindre end  $\lambda / 2$ , der ifølge den præsenterede formel II.15 (23) er afskæringsbølgelængden for samtlige bølgetyper i den kvadratiske bølgeleder. Af samme formel kan man indse, at rektangulære masker med kantlængderne mindre end  $\lambda$  og  $\lambda/4$  i visse tilfælde transmitterer, skønt enkeltmaskernes tværsnitsareal ikke er større end ovenfor. Perforeringens udformning bliver altså ganske afgørende for afskærmningseffekten.

I forbindelse med omtalen af mikrobølgeovnseksemplet blev det også hævdet, at strålingsudslippet fra en perforeret ovnvæg ikke blot er et spørgsmål om perforeringsgraden, dvs. det samlede åbningsareal i forhold til metalvæggens, men også dikteres af perforeringens udformning. Det er således muligt at designe perforeringen til at efterleve sundhedsmæssige krav til afskærmning sideløbende med, at perforeringsgraden tilfredsstillende behøver for at kunne overvåge ovnrummet.

Uperforeret metalplade leverer selvsagt det mest effektive værn mod mikrobølgestråling. Enhver perforering af pladen

kan kun bidrage til at svække afskærmningen. Imidlertid findes for enhver perforeringsgrad en udvej til efter behag at reducere forringelser af afskærmningen. Helt afgørende er det, at bølgelængden er større end afskæringsbølgelængden for den givne perforering. I sådanne tilfælde vil effekten, som falder ind over det enkelte hul, i højere grad reflekteres fremfor at excitere felter i hullet. Har hullet tilmed en vis dybde, dæmpes de exciterede felter i stedet for at transmitteres. Muligheden for næsten vilkårlig sænkning af gennemstrålingen bunder i, at udslippet fra en åbning med afskæringsdimensioner aftager uforholdsmæssigt meget med åbningens tværsnitsareal. Bringes perforeringen til veje med finere huller, kan tætheden altså forøges til bevarelse af perforeringsgraden samtidig med, at afskærmningseffekten forstærkes.

I første omgang skal vi delvis på intuitivt basis forklare ovennævnte kvalitative træk ved strålingsudslippet fra en væg perforeret med ens cirkulære huller og udsat for homogen bestråling. Dernæst vil vi følge en mere stringent vej for at udstikke de størrelsesmæssige rammer for udslippet.

### III.1.2. Kvalitative overvejelser over effektudslippet via en gennemhullet metalskærm

Vi forestiller os, at perforeringen består af  $N$  ens cirkulære huller med forsvindende radius,  $r_0$ , i forhold til bølgelængden,  $\lambda$ , af den indfaldende monokromatiske stråling. Idet vi ikke interesserer os for virkningen af det enkelte hul i små afstande i forhold til dets radius, kan vi med den anførte betingelse,  $r_0 \ll \lambda$ , tillade os at repræsentere de elektromagnetiske forhold i hullerne med ækvivalente oscillerende dipoler, sådan at dipolmomenttæthederne er proportionale med respektive feltamplituder hos de indfaldende elektromagnetiske bølger, og dipolerne svinger med bølgenes

cykliske frekvens:

$$\frac{\overline{I}_e}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} \propto E_0 \quad ; \quad \frac{\overline{I}_m}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} \propto \mu_0 H_0$$

eller

$$\overline{I}_e \propto E_0 r_0^3 \quad ; \quad \overline{I}_m \propto \mu_0 H_0 r_0^3$$

hvor  $\overline{I}$  symboliserer dipolmomentet, og e og m indicerer om det er elektrisk eller magnetisk. Af symmetri Grunde står de elektriske dipolakser i hullerne vinkelret på metalvæggen, mens den magnetiske dipolakse ligger i væggen plan. Se figur 1.

Til en begyndelse indsnævres problemstillingen til at handle om en metalvæg med et enkelt hul. For at bestemme udslippet skal vi integrere begge dipolers udstrålede effekt over alle retninger ud fra hullet til det ene halvrum. Det er fortrinsvis en matematisk opgave, som henlægges til nedenfor. Istedet tager vore øjeblikkelige overvejelser udgangspunkt i formlen for den totale udstråling fra en dipol, som kan slås op i en del fysiklærebøger (f.eks. Alonso 1968:729 og 732). Da vi udelukkende er interesseret i effekten, som udstråles til den ene side-d.v.s. over en halvkugle-benyttes de halve værdier. Indsættelse af ovenstående udtryk for dipolmomenterne giver:

$$P_e = \frac{\overline{I}_e \omega^4}{24\pi \epsilon c^3} \propto \frac{(E_0 r_0^3)^2 \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^4}{24\pi \epsilon c^3} \propto \frac{E_0^2 r_0^6}{\lambda^4} \quad (1)$$

$$P_m = \frac{\overline{I}_m \omega^4}{24\pi \epsilon c^3 \mu_0^2} \propto \frac{(H_0 r_0^3)^2 \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^4}{24\pi \epsilon c^3 \mu_0^2} \propto \frac{H_0^2 r_0^6}{\lambda^4} \quad (2)$$



For det totale udslip gælder da:

$$P \propto \frac{1}{\lambda^4} r_0^6$$

Sammenhængen fortæller, at udslippet falder voldsomt med stigende bølgelængder.

Opgaven udvides nu til igen at handle om  $N$  ens huller. Betygner  $A$  det samlede lysningsareal med den givne perforeringsgrad, får vi følgende relationer mellem  $A$ ,  $r_0$  og  $N$ :

$$\pi r_0^2 = \frac{A}{N}$$

eller:

$$N \propto \frac{A}{r_0^2}$$

$$r \propto \sqrt{\frac{A}{N}}$$

Størrelsen af det totale strålingsudslip bliver produktet mellem udslippet fra det enkelte hul og en faktor, som afhænger af, hvorledes hullerne er arrangeret. Denne faktors værdi varierer mellem antallet af huller og kvadratet på antallet af huller. Mindsteværdien,  $N$ , antages, hvis hullerne er geometriske tilfældigt fordelt, hvorimod størsteværdien antages,  $\sim N^2$ , i tilfælde af fuldkommen kohærens mellem enkeltudslippene

$$\text{Max } P(\text{total}) = N^2 P \propto \begin{cases} \frac{A^3}{N} \\ (Ar_0)^2 \\ \left(\frac{r_0^2}{\lambda^4}\right) \end{cases}$$

Disse tre udtryk berettiger os til at konkludere, at de fremsatte postulater holder selv under de mest ugunstige omstændigheder. Det mellemstede resultat viser, at udslippet holder sig konstant, når lysningsarealet forholder sig omvendt proportionalt med radius. Det betyder, at halvering af radius

tillader den dobbelte lysning. Fra udtrykket ovenover indses, at dette kræver 8-dobling af hullernes antal.

Selvom hullerne på en mikrobølgeovn som regel arrangeres i regulære mønstre, er det mest plausibelt at regne med noget nær inkohærens mellem enkeltudslippene, fordi bølgetypeomrøringen og ovenladningen fordeler feltamplituderne tilfældigt på indersiden:

$$\text{Min } P(\text{total}) = N \cdot P \propto \begin{cases} \frac{A^3}{N} \\ A r_0^4 \\ \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^4 \end{cases}$$

Specielt skal vi diskutere det nederste udtryk,  $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^4$ , som viser, at strålingsniveauet falder voldsomt, når forholdet mellem åbningens dimension og bølgelængden bliver mindre. Det forklarer at man kan gøre mikrobølgeovens metallåge delvis gennemsigtig uden at løbe sikkerhedsmæssige risici.

F.eks. kan man regne med, at synligt lys passerer usvækket og nogenlunde uforstyrret gennem åbninger med radier næsten helt ned til dets bølgelængde, d.v.s.  $r_0 \sim 10^{-6}$  m. Med radier i denne størrelsesorden, opnår man  $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^4 \sim 10^{-5}$  i decimeterbølgeområdet. Det giver et fingerpeg om, at effektudslippet i decimeterområdet bliver forsvindende i forhold til effekten, der falder ind på skærmen.

Eksemplet er imidlertid ret spekulativt. For det første er det umuligt at masseproducere så finmaskede perforeringer som for det andet er aldeles ubrugelige til ventilationsformål. I afsnit III.1.3.5 skal vi se, at strålingsniveauet i reglen reduceres tilstrækkeligt med radier i størrelsesordenen 1 mm.

### III.1.3 Det elektromagnetiske felts gennemgang via et cirkulært hul i en metalskærm.

#### III.1.3.1 Skærmens opbygning og undersøgelsens metode.

Overvejelserne er møntet på en plan metalskærm forsynet med en cirkulær åbning med radius  $r_0$ . Metallets ledningsevne er perfekt og skærmens tykkelse negligeres. Metalskærmens ene side-undersiden-eksponeres af et homogent elektromagnetisk felt med en meget stor bølgelængde i forhold til  $r_0$ .

Undersøgelsen har til formål at kvantificere effektudslippet fra det indre rum via hullet til det ydre rum. Undersøgelsens metode skitseres i den resterende del af afsnittet.

I elektrodynamikken taler man om kvasistationære felter, hvis det er nødvendigt at tage hensyn til de bidrag, som variationen af den ene slags felt giver den anden slags- altså til leddene  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$  og  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  -men hvor man med fornøden tilnærmelse kan beregne  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$  som om, H-feltet i hvert øjeblik er givet udelukkende ved den foreliggende strømfordeling og  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  udelukkende ved den foreliggende ladningsfordeling. Under

forudsætning af periodisk variation vil forholdene være kvasistationære, såfremt udstrækningen af området indenfor hvilket de feltfremkaldende strømme og ladninger befinder sig er meget lille i forhold til den vej, som felterne tilbagelægger i løbet af en periode,

Da problemet går ud på at beregne det undvegne elektromagnetiske felt gennem et forsvindende lille hul,  $r_0 \ll \lambda$  i en perfekt ledende skærm, kan vi-jvf. ovenstående kriterium for kvasistationaritet-dele undersøgelsen op i: En opgave, som handler om vekselvirkningen mellem hvirvelstrømme i metallet og det omgivende magnetfelt i luften; Og en opgave, som handler om vekselvirkningen mellem ladninger på metaloverfladen og det omgivende elektriske felt.

Når tidsvariationen negligeres er begge felter hvirvelfrie udenfor metallet,  $\partial: \text{rot } \vec{E} = \text{rot } \vec{H} = 0$ , og bliver ifølge en kendt sætning for vektoranalysen til potentialfelter. De respektive feltstyrker kan således afledes af gradienten til hver sit skalære potentiale, som skal opfylde Laplaces ligning, eftersom såvel den magnetiske-som elektriske feltstyrke er divergensfri i luften.

Potentialfelterne fastlægges endeligt udfra kendskabet til:

Feltstyrkerne i det indfaldende felt, og kravet om at feltstyrkerne i det ydre rum skal forsvinde i det uendelige, samt overfladestrømtætheden og overfladeladningstætheden i metallet, som fremgår af gennemgangsbetingelserne for det magnetiske og elektriske felt fra luft til en perfekt leder.

Fra teorien for dipolantennen ved man, at feltet i den umiddelbare omegn af en svingende magnetisk/elektrisk dipol hovedsageligt er magnetisk/elektrisk og ækvivalent med feltet fra en statisk magnetisk/elektrisk dipol. Feltet varierer naturligvis i dette område, men er hvert eneste øjeblik ækvivalent med feltet fra den statiske dipol.

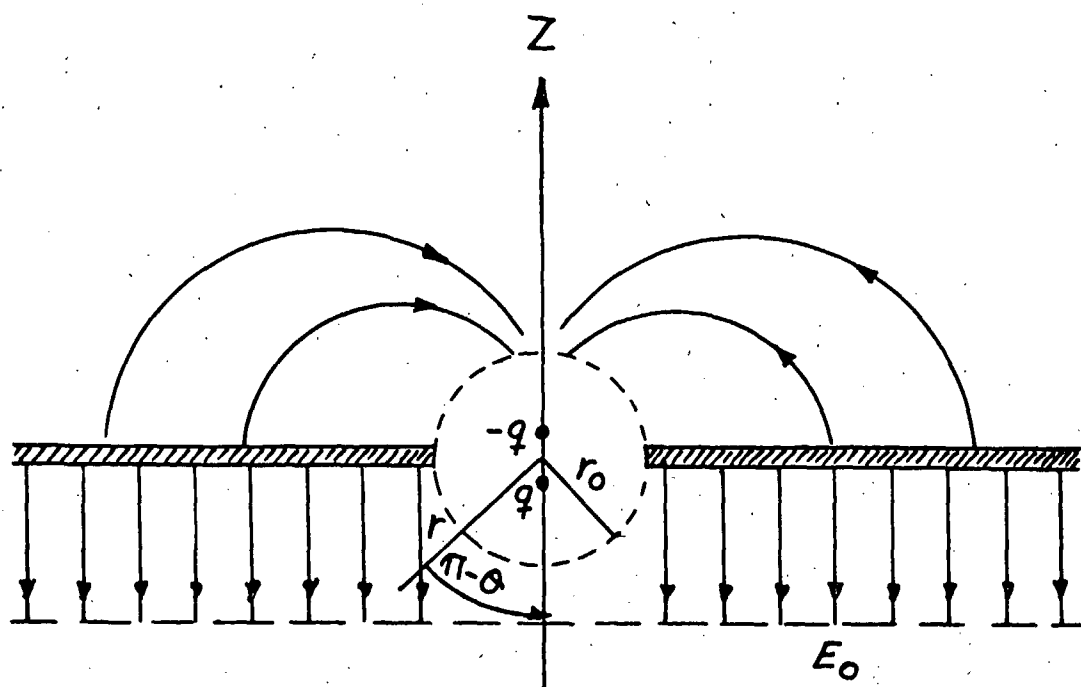
Feltamplituderne kalkuleret v.h.a. de skalære potentialer kan derfor tolkes som feltamplituden hos det såkaldte statiske felt i nærzonen,  $k \cdot r \ll 1$ , af en magnetisk/elektrisk dipolsender.

De feltbidrag, der direkte hidrører fra ladninger og strømme, aftager imidlertid meget hurtigt med afstanden. I nogen afstand fra den svingende dipol vil feltbidragene fra de tidsafledede størrelser i Maxwell ligningerne blive domine-

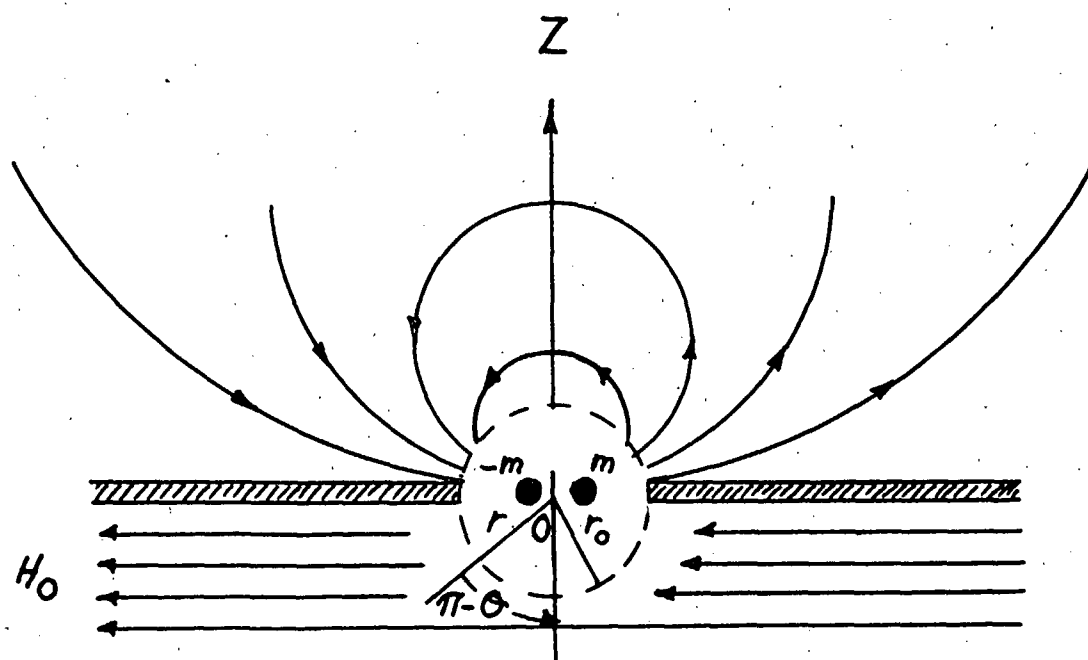
rende og frembringe det såkaldte strålingsfelt i fjernzonen  $k \cdot r \gg 1$ . Strålingsfeltet adskiller sig altså grundlæggende fra feltet i nærzonen.

Til fastlæggelse af strålingsfelterne benyttes værdierne for dipolmonenterne hentet fra feltstyrkernes i nærzonen, samt vor viden om, at det magnetiske/elektriske felt fra en oscillerende elektrisk/magnetisk dipol overalt er transversalt. Da både den magnetiske og elektriske transversal komponent er divergensfri, vil begge kunne afledes af rotationen til et vektorpotentiale. Vektorpotentialerne  $\vec{A}$  for en TM-bølge og  $\vec{B}$  for en TE-bølge udledes i et bagvedstående ekskurs.

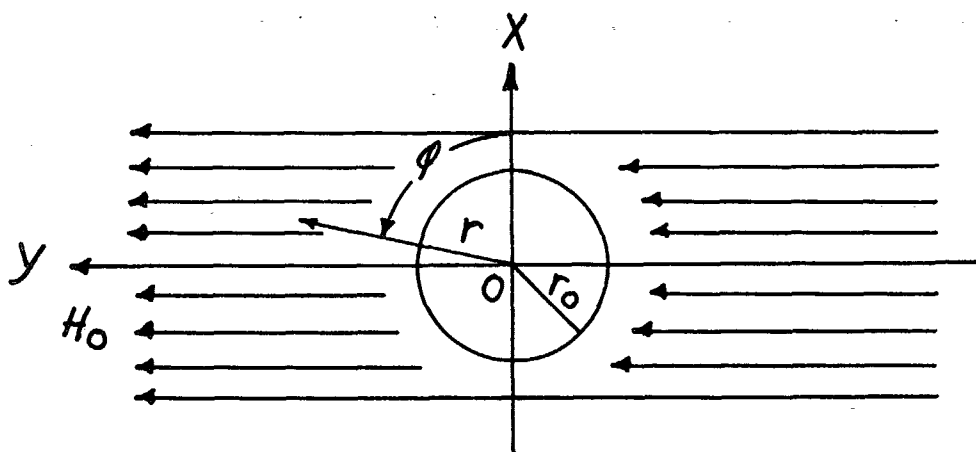
Slutteligt kan effektudslippet beregnes udfra feltstyrkerne i strålingsfeltet.



Figur 1a. viser den elektriske feltamplitude,  $E_0$ , på inder-  
siden af skærmen og den ækvivalente elektriske dipol i  
hullet



Figur 1b. viser den magnetiske feltamplitude,  $H_0$ , inden-  
for skærmen og den ækvivalente magnetiske dipol i hullet.



figur 1c. Viser sammen fænomen som 1b, men set vinkelret på skærmens inderside.

### III.1.3.2. Det elektriske felts gennemgang.

Kuglekoordinaternes  $(r, \vartheta, \varphi)$  begyndelsespunkt lægges i hullets midte.  $\varphi$ -koordinaten mangler, da alle feltstørrelser forløber rotationssymmetrisk til z-aksen, se figur 1a.

Feltet på ydersiden afledes af skalarpotentialet  $X: \vec{E} = -\text{grad } X$ . Opgaven går dermed ud på at finde en løsning til Laplaces ligning i kuglekoordinater:



$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial X}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial X}{\partial \vartheta} \right) = 0,$$

hvor løsningen skal gælde i hele rummet.

Således skal potentialet være nul på skærmens overflade. Det er det formelle udtryk for, at det elektriske felt står vinkelret på skærmen i overensstemmelse med gennemgangsbetingelsen:

$$X_{\vartheta = \pi/2} = 0 \quad \text{for} \quad r \geq r_0$$

Endvidere skal det sikres, at i sådanne store afstande fra hullet, hvor hullets indflydelse bør negligeres, antager feltstyrken samme værdi,  $E_0$ , som det indfaldende felts:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} X = -E_0 \cos \vartheta \quad \text{for} \quad \pi/2 < \vartheta < \pi,$$

mens feltet i sådanne afstande i yderrummet er forsvundet:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} X = 0 \quad \text{for} \quad 0 < \vartheta < \pi/2$$

Under disse vilkår kan man bevise, at potentialfeltet på ydersiden med god tilnærmelse er givet ved (f.eks. Kaden, 1959:227):

$$X \approx \frac{E_0 r_0^3 \cos \vartheta}{3\pi r^2} \quad (3)$$

i afstande, som er store i forhold til hullets radius  $r_0$ .

(3) svarer til potentialet hørende til en elektrisk dipol beliggende i hullets midte, med dipolaksen rettet vinkelret på skærmen og dipolmomentet:

$$\vec{p}_e = 4\epsilon r_0^3 E_0 / 3.$$

Feltkomponenterne beregnes af  $\vec{E} = -\text{grad } X$ :

$$E_r = -\text{grad}_r X = -\frac{\partial X}{\partial r} = \frac{2 E_0 r_0^3}{3\pi r^3} \cos \vartheta$$

$$E_\vartheta = -\text{grad}_\vartheta X = -\frac{1}{r} \frac{\partial X}{\partial \vartheta} = \frac{E_0 r_0^3}{3\pi r^3} \sin \vartheta$$

$$E_\varphi = -\text{grad}_\varphi X = \frac{-1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial X}{\partial \varphi} = 0$$

Indtil nu har vi udelukkende beskæftiget os med potentialfeltet, som fra indersiden trænger gennem hullet, uden at skele til feltets tidsafhængighed. Ifølge udtrykkene ovenfor aftager potentialfeltet fra dipolen meget hurtigt  $1/r^3$  med tiltagende afstand fra hullet, og bliver uden betydning i afstande, som er store i forhold til det oscillerende felts bølgelængde, hvor dipolen må betagtes som en oscillerende dipol-dvs. en dipol-sender. Med disse almindelige betragtninger er feltet ovenfor dipolantennens såkaldte nærfelt i den statiske zone,  $k \cdot r \ll 1$ , hvorfra fjernfeltet i strålingszonen adskiller sig grundlæggende. Dette strålingsfelt bestemmes entydigt af, at det skal tilfredsstille Maxwell ligningerne og overgå i nærfeltet ovenfor i små afstande,  $r \ll \lambda$ , fra hullet.

Til forskel for det skalære potentialfelt i nærzonen ledsages det elektriske felt i strålingszonen af et magnetisk felt. Da det magnetiske felt fra en oscillerende dipol overalt er transversalt, må strålingen fra sådan et system bestå af TM-bølger. Den elektriske feltstyrke kan derfor afledes af vektorpotentialet,  $A$ , udledt i ekskurset. Dette vektorpotential er parallel med dipolaksen-z-aksen-  $\partial$ :

$\partial = 0$  . I kuglekoordinater lyder komponenterne:

$$A_r = A_2 \cos \vartheta, \quad A_\vartheta = -A_2 \sin \vartheta, \quad A_\varphi = 0 \quad (4)$$

Vektorpotentialet  $\vec{A}$  er løsningen til ekskursligning (7), som udfra operatorligningen  $\text{rot rot} = \text{grad div} - \Delta$  spaltes i to ligninger:

$$\Delta A_2 + k^2 A_2 = 0 \quad (5)$$

$$\text{div} \vec{A} = u \quad (6)$$

Fra ekskurset ved vi, at blandt løsningerne til bølgeligning (5) kan for vort vedkommende kun komme sådanne på tale, som

alene afhænger af  $r$ :

$$A_2 = \frac{C}{r} e^{-jkr} \quad (7)$$

Benyttes formlen for divergensoperatoren i kuglekoordinater tillige med (4) så giver (6):

$$U = \frac{\partial A_r}{\partial r} \quad (8)$$

Substitueres  $U$  fra (8) i ekskurs (7) fåes et udtryk for den elektriske feltstyrke:

$$\vec{E} = k^2 \vec{A} + \text{grad} \frac{\partial A_r}{\partial r} \quad (9)$$

På den anden side er  $\vec{E} = -\text{grad} X$  i nærfeltet, hvilket leverer en betingelse til bestemmelsen af konstanten  $c$ :

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \frac{\partial \vec{A}}{\partial r} = -X \quad (10)$$

Indsættes potentialet  $X$  fra (3) får man:

$$C = \frac{E_0 r_0^3}{3\pi}$$

Hermed er feltet bestemt. De enkelte komponenter bliver:

$$H_\varphi = j\omega \epsilon \operatorname{rot}_\varphi A = \frac{j\omega \epsilon}{r} \left( A_2 - \frac{\partial}{\partial r} (r A_2) \right) \sin \vartheta$$

$$E_r = \left[ k^2 A_2 + \frac{\partial^2 A_2}{\partial r^2} \right] \cos \vartheta$$

$$E = - \left( k^2 A_2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} A_2 \right) \sin \vartheta$$

Fra disse ligninger kan feltstørrelserne i fjernfeltet udtrykkes eksplicit:

$$E_\vartheta = \frac{k^2 E_0 r_0^3}{3\pi r} e^{-jkr} \sin \vartheta$$

$$H_{\varphi} = \frac{E_{\theta}}{Z_0}$$

$$E_r = 0$$

Det ses, at fjernfeltet er TEM, og at feltstyrkerne aftager betydeligt svagere -  $1/r$ - end i nærfeltet.

V.h.a. værdien af Poyntings vektor  $\vec{d}: E_{\theta} H_{\varphi}$  bestemmes den udstrålede effekt via hullet:

$$P_e = \lim_{r \rightarrow \infty} \pi \int_{\pi/2}^{\pi} E_{\theta} H_{\varphi}^* r^2 \sin \vartheta d\vartheta = \frac{2}{27\pi} \cdot \frac{k^4 \cdot E_0^2 r_0^6}{Z_0} \quad (11)$$

Hvilket kvalitativt stemmer overens med udtrykket i afsnit III.1.2. Faktisk var vi kommet frem til (11) ved at indsætte det udledte udtryk for  $\vec{\Pi}_e$  i den præsenterede formel (10) for effektudsendelsen fra en "ensidig" elektrisk dipolsender.

### III.1.3.3 Det magnetiske felts gennemgang.

Igen må vi indlægge kuglekoordinaternes  $(r, \vartheta, \varphi)$  begyndelsespunkt i hullets centrum, men i modsætning til det elektriske felt er feltet ikke rotationssymmetrisk, så vi må tage hensyn til  $\varphi$ -koordinater. Se figur 1b og 1c. Laplaces ligning får derfor udseendet:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial X}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial X}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 X}{\partial \varphi^2} = 0,$$

hvor  $\vec{H}$  kan afledes af  $\vec{H} = -\text{grad}X$ .

Det formelle udtryk for at feltet er parallelt med skærmen lyder:

$$\left( \frac{\partial X}{\partial \vartheta} \right)_{\vartheta = \pi/2} = 0 \quad \text{for} \quad r \geq r_0$$

Endvidere må vi betinge os, at feltstyrken på indersiden i store afstande fra hullet går over i det indfaldende felts:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} X = -H_0 r \sin \vartheta \sin \varphi \quad \text{for} \quad \frac{\pi}{2} < \vartheta < \pi$$



og forsvinder i store afstande på ydersiden:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} X = 0 \quad \text{for} \quad 0 < \vartheta < \pi/2$$

I afstande  $r \gg r_0$  er feltet med god tilnærmelse givet ved (f.eks. Kaden, 1959:247):

$$X = \frac{-2 r_0^3 H_0}{3\mu r^2} \sin\varphi \sin\vartheta,$$

hvilket svarer til potentialet hørende til en magnetisk dipol beliggende i hullets midte, med dipolaksen orienteret parallel med skærmen, og med dipolmomentet :

$$\vec{M}_m = \rho \mu_0 r_0^3 H_0 / 3$$

Herfra kan man gå frem efter en metode magen til den vi anvendte til at finde  $P_e$ . Blot bør man erindre, at det elektriske felt fra en oscillerende magnetisk dipol overalt er transversalt, hvilket medfører, at feltet skal udledes af vektorpotentialet  $\vec{B}$  fra ekskurset.

Istedet vil vi dog skyde en genvej, idet vi kender forholdet mellem dipolernes effekter:

$$\frac{P_m}{P_e} = \left( \frac{\overline{II}_m}{\overline{II}_e Z_0} \right)^2$$

og kan udregne forholdet mellem de ækvivalente "hul-dipolmomenter":

$$\frac{\overline{II}_m}{\overline{II}_e} = 2 \frac{\mu}{\epsilon} \cdot \frac{H_0}{E_0} = \begin{cases} 2 Z_0 \\ 2 Z_0^2 \frac{H_0}{E_0} \end{cases}$$

som indsat i (11) giver

$$P_m = \begin{cases} 4 P_e \\ \frac{8}{27\pi} k^4 Z_0 H_0^2 r_0^6 \end{cases} \quad (12)$$

#### III.1.3.4 Effekttudslip via et cirkulært hul i en metalskærm.

Det totale effekttudslip,  $P_0$ , gennem et cirkulært hul i en perfekt ledende skærm findes ved addition af (11) og (12):

$$P_0 = P_e + P_m = 5 P_e = \begin{cases} \frac{10}{27\pi} \frac{k^4 \cdot E_0^2 r_0^6}{Z_0} \\ \frac{10}{27\pi} k^4 Z_0 H_0^2 r_0^6 \end{cases} \quad (13)$$

(13) udviser samme form for afhængighed af bølgelængden og hullets radius som effektudtrykket, vi benyttede som udgangspunkt for de kvalitative overvejelser over udslippet gennem en perforeret metalskærm (i afsnit III.1.2); men nu kan vi ud fra de aktuelle værdier for  $E_0, H_0, r_0, \lambda$  og  $N$  skønne over strålingsniveauet på skærmens yderside.

#### III.1.3.5 Taleksempler.

Vi skal nu præsentere nogle bud på, hvor store cirkulære huller man kan anvende til perforering af ovnlåger uden at komme i karambolage med sikkerhedsforskrifterne for intensitetsudslip fra mikrobølgeovne. Sikkerhedsgrænsen for fabriksnye ovne lyder på  $1 \text{ mW/cm}^2$  ( $= 10 \text{ W/m}^2$ ) i afstanden 5 cm fra oven.

For at forenkle problemstillingen ses bort fra strålebundtets divergens-  $\partial$ : afstandsafhængigheden. Intensiteten ud for det enkelte cirkulære hul er derfor  $P_0/\pi r_0^2$ . Divideres (13) med  $\pi r_0^2$ , skal ulighederne:

$$\frac{P_0}{\pi r_0^2} = \frac{10}{27\pi^2} \cdot \frac{7}{Z_0} k^4 H_0^2 r_0^4 \leq 10 \text{ W/m}^2$$

være opfyldt for at overholde sikkerhedskravet. Løsning med hensyn til  $r_0$  giver:

$$r_0 \leq \left( \frac{27\pi^2 W/m}{z_0 k^4 H_0^2} \right)^{\frac{1}{4}}$$

De fleste husstandsovne opererer med bølgelængden 0,122 m og  $z_0$  er lig med ca.  $377 \Omega$ . Indsættes disse to værdier får man:

$$r_0 \leq 0.0128 \cdot \sqrt{\frac{1}{H_0}} \cdot \sqrt{A \text{ m}}$$

Gennemslagsfeltstyrken i luft sætter en teoretisk øvre grænse for  $H_0 \sim 8000 \text{ A/m}$ . Indsættes ovenfor fåes:

$$r_0 \leq 2 \cdot 10^{-4} \text{ m} = \frac{1}{5} \text{ mm}$$

Selvom feltet har den størst tænkelige styrke, kan man altså alligevel tillade perforeringer bestående af huller med synlig størrelse.

I praksis er der dog tale om betydelig mindre feltstyrker. Tidligere er værdien af den magnetiske feltamplitude i en mikro-

bølgeovn udtrykt ved ovnens-magnetronens-effekt:

$$H_0 = 0.185 \sqrt{P} \cdot \frac{A/m}{\sqrt{W}}$$

Betingelsen ovenfor ændres herefter til:

$$r_0 = 0.041 \cdot P^{-0.25} \cdot m \cdot (W)^{\frac{1}{4}}$$

I kapitel VI omtales intensitetsmålinger af udslippet fra en ubrugt ovn med perforeret ovnlåge. Hullernes radius var 1,5 mm og ovnens effekt 1200 W. Indsættes værdien 1200 W for  $P$  i vilkåret ovenfor:

$$r_0 = 7 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 7 \text{ mm}$$

ser man, at fabrikken har anvendt væsentlig mindre huller end påkrævet for at overholde normen.

I dag er effektområdet for mikrobølgeovne til private husholdninger ofte 3 kW. Sikkerhedsvilkåret bliver følgelig:

$$r_0 \leq 5.6 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 5.6 \text{ mm}$$

Talværdierne for  $r_0$  ville blive større, hvis udslippets afstandsafhængighed var indregnet. Til gengæld er der set bort fra nærfeltets betydning. Såfremt et målehoved eller en person befandt sig i 5 cm's afstand fra ovnen, ville de tappe af den reaktive energi lagret i nærfeltet.

#### III.1.3.6 Feltets dæmpning under passagen af et cylinderhul.

Metalskærmens tykkelse er negligeret i de hidtige beregninger, men tages nu i betragtning. Hullet antager derfor cylinder- eller rørform. Det er et velkendt resultat, at feltstyrkerne i en elektromagnetisk bølge aftager eksponentielt igennem en rørformet bølgeleder med radius under afksærmningsværdien. I vort tilfælde er systemets karakteristiske størrelse,  $r_0$ , imidlertid stadig forsvindende i forhold til bølgelængden, så det er mere dækkende at arbejde med et skalært potentialfelt, som dæmpes, når det trænger gennem røret. Vi skal ikke befatte os med detaljerne i regningerne, blot fortælle, at de generelle løsninger til de pågældende Laplanceligninger består af en overlejring af partikulære løsninger af ens ligningende tilsnit.

D.v.s. med eksponentielt aftagende afstandsafhængighed,  $z$ , fra hullets indgang, men med forskellig dæmpningskonstant  $\alpha$ :

$$e^{-\frac{\alpha z}{r_0}}$$

Imidlertid interesserer vi os ikke for den fulde løsning, men for partikulærløsningen med den mindste dæmpningskonstant. Når rørets længde,  $l$ , er sammenlignelig med eller større end radius, beror feltstyrken for enden af røret ( $z = l$ ) nemlig i de væsentligste på den mindst dæmpede løsning balndt de partikulære. Dæmpningsmålet vil vi kalde  $a$ , og definere som den naturlige logaritme til forholdet mellem feltstyrkerne ved hullets indgang. ( $z = 0$ ) og i rørets anden ende ( $z = l$ ). D.v.s.  $a$  bliver minus logaritmen til ovenstående udtryk for partikulærløsningernes  $z$ -afhængighed:

$$a = \frac{\alpha l}{r_0}$$

Ikke overraskende bliver dæmpningen uafhængig af bølgelængden. Udtrykket for  $a$  er nemlig baseret på antagelsen om,  $r_0 \ll \lambda$ , at opgaven kan begrænses til det skalære potentialfelt. Istedet er det forholdet mellem rørets længde og radius, der tæller.

Dette resultat taler også for anvendelsen af den fineste per-

forering.

For at danne sig et billede af dæmpningens numeriske størrelse må man kende  $\alpha$ .  $\alpha$  bestemmes udfra de sædvanlige randbetingelser, jvf. tidligere, for det elektriske og magnetiske felt på overgangen mellem et perfekt dielektrikum og metal. Værdien for  $\alpha$  er ikke ens for de to felter (kaden, 1959:253):  $\alpha_e \approx 2.4$  og  $\alpha_m \approx 1.84$ . Rørets dæmpende evne er altså en faktor  $\frac{\alpha_m}{\alpha_e} = 0.72$  ringere overfor det magnetiske felt.

Vi ser, at dæmpningen i praksis først spiller en signifikant rolle, hvis hullernes radier formindskes til værdier i nærheden af pladetykkelsen. F.eks. finder man:

-for at neddæmpe den elektriske feltstyrke til en tiendedel ( $a \approx 2.3$ ) skal rørets dybde være:

$$l = \frac{2.3}{2.4} \% = 0.96 \%$$

-tilsvarende for det magnetiske felts vedkommende:

$$l = \frac{2.3}{1.84} \% = 1.25 \%$$



Sammenfatningsvis kan vi sige, at den foranstående diskussion set fra et kvalitativt synspunkt peger på samme konklusion, som blev draget inden vi tog højde for pladetykkelsen. Imidlertid kan man anslå effekten af neddæmpningen af potentialfeltets passage af perforeringen til at være underordnet for problemstillingen, da mikrobølgeovnens skærmmateriale i reglen er en del tyndere end radius i perforeringens huller.

På den anden side har vi her fundet et middel til at forbedre ventilationen, som foregår mest hensigtsmæssigt via store åbninger. Det kan altså realiseres i form af lange rørformede udluftningskanaler med stort tværsnitsareal.

### III.2 Udslip via lækager

#### III.2.1 Begrundelse for undersøgelsens valg af lækageform

Foranstående beregninger demonstrerede, at meget fine perforeringer i ovnlågen ikke kommer i konflikt med lågens egentlige formål at skærme brugeren mod stråling. Derfor kan man forsætlig udstyre mikrobølgeovne med sådanne perforeringer til diverse formål bl.a. til ventilationsformål.

Et andet sikkerhedsmæssigt spørgsmål er effektudslippet fra egentlige lækager, d.v.s. uønskede perforeringer, som f.eks. opstår i forbindelse med ovnens brug. Store åbninger i ovnens metalafskærmninger vil naturligvis kunne forvolde den største skade. På den anden side udgør store åbninger i metalafskærmningen et faresignal, som kan afholde brugeren fra at benytte ovnen. Til gengæld bør man ikke forvente at brugeren alarmeres af lækager med mindre, de giver sig synligt til kende.

Det er allerede fundet, at effektudslippet selv fra et anseligt rundt hul er uvæsentligt sålænge dets endimensionale mål er lille i forhold til bølgelængden. Teorien for den rektangulære bølgeleder gør det ikke plausibelt at konkludere herfra til, at lækager er ufarlige, blot de har en så ringe arealmæssig udstrækning, at de næppe kan ses. F.eks. må det formodes, at aflange revner-slidser-længere end  $\lambda/2$  potentielt udgør en koblingsmulighed mellem feltet indenfor skærmen og omgivelserne-uanset hvor smal revnen måtte være.

Sikkerhedsmæssigt er sådanne lækager særdeles kritiske, da de vanskeligt afsløres under brugerens egen inspektion af ovnen, og netop er af en type, man uvilkårligt skønner må fremkomme hyppigt i forbindelse med ovnens brug. Vi skal derfor specielt undersøge slidsformede lækager. Hertil kan vi i første omgang

anvende teorien for den rektangulære bølgeleder.

Afskæringsvilkåret for den rektangulære bølgeleder med tværsnitsmålene  $a$  og  $b$  er givet i II.1.5 (23). Til vort formål er det mest bekvemt at udtrykke vilkåret på følgende måde:

$$\lambda_a = \frac{2a}{\sqrt{m^2 + n^2 \left(\frac{a}{b}\right)^2}},$$

fordi vi indskrænker os til lange ( $L$ ) og smalle ( $b$ ) slidser, hvor  $L/b \geq 100$ . F.eks er vilkåret, når  $L/b \geq 100$ :

$$\lambda = \frac{2L}{\sqrt{m^2 + n^2 10^4}}$$

Vi ser heraf, at for realistiske værdier af  $L$  kan kun bølgetyper med  $n = 0$  udbrede sig i slidsen. Og det betyder, at kun  $TE_{m0}$ -bølgetyper kommer på tale. Man finder ved at indsætte  $n = 0$  ovenfor, at revnen mindst skal have størrelsen:

$$L = \frac{\lambda}{2} m$$

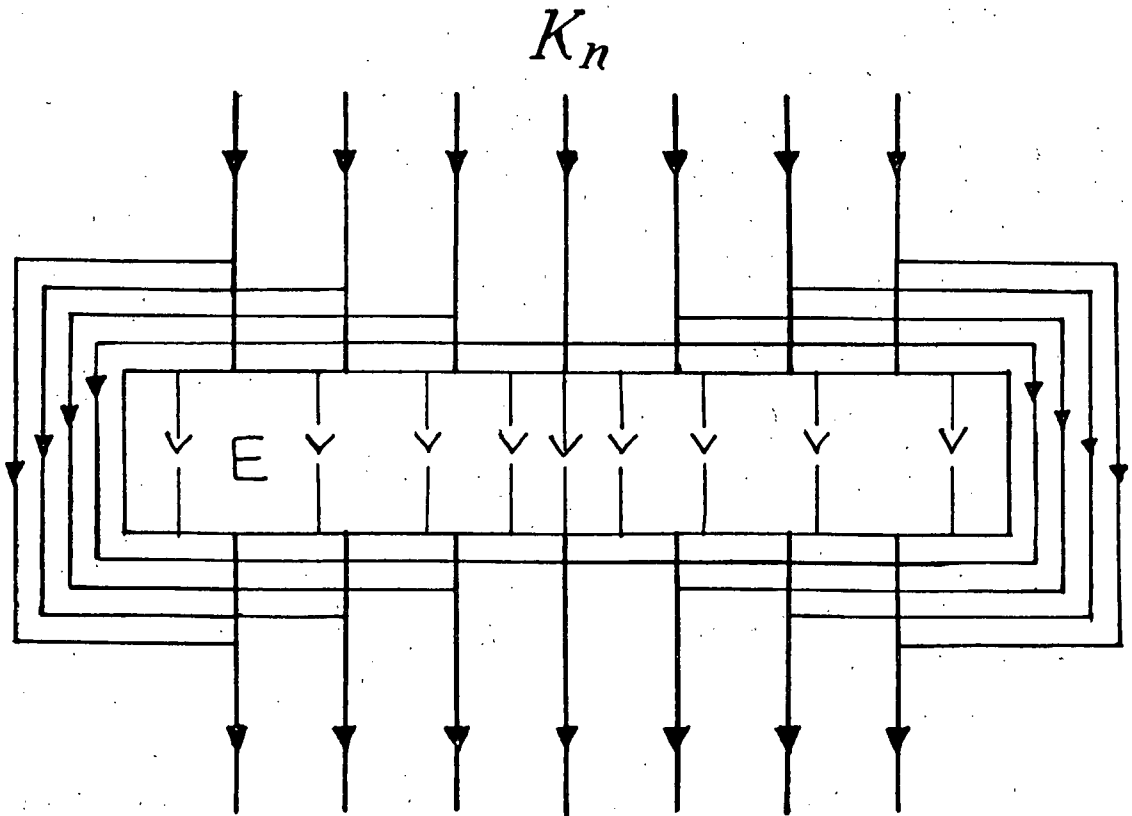
for at transmittere  $TE_{m0}$ , hvor  $\lambda$  er bølgelængden. Såfremt slidsen er længere end  $1/2$  bølgelængde transmitteres  $TE_{10}$  og over  $1$  bølgelængde transmitteres desuden  $TE_{20}$  etc.

For at feltet via slidsen skal kobles til det ydre rum med signifikant styrke, er det utilstrækkeligt, at slidsens længde er over afskæringsmålet. Tillige kræves, at slidsen radikalt forstyrrer strømfordelingen på skærmens inderside. Det er tilfældet, hvor slidsens lange side overskærer strømme, som ellers skulle have løbet det pågældende sted. Faktisk udnytter man dette forhold i standbølgedetektoren, idet man uden at forstyrre feltbilledet væsentligt har udfræset en smal slids i bølgelederen.

Slidsens beliggenhed i forhold til strømmønstret afgør således i hvilken grad, koblingen finder sted. På fig. 2 er det forudsat at det indfaldende felt genererer overfladestrømme vinkelret på slidsens lange side. Strømmen adskilles ved slidsen i en højre- og venstre omløbende delstrøm og en forskydningsstrøm tværs over slidsen. Den sidste er forbundet med excitationen af et elektrisk felt i slidsen. For at estimere effektudslippet gennem slidsen er det nødvendigt at kende størrelsen af excitationen. Til dette formål skal vi udnytte det foretagne skøn over den magnetiske feltstyrke som funktion af ovns effekt,  $P$ :

$$H_0 = 0.185 \sqrt{P}$$

Derved kendes ifølge en randbetingelse også overfladestrø-  
mens amplitude på metalskærmen:  $K_0 = H_0$



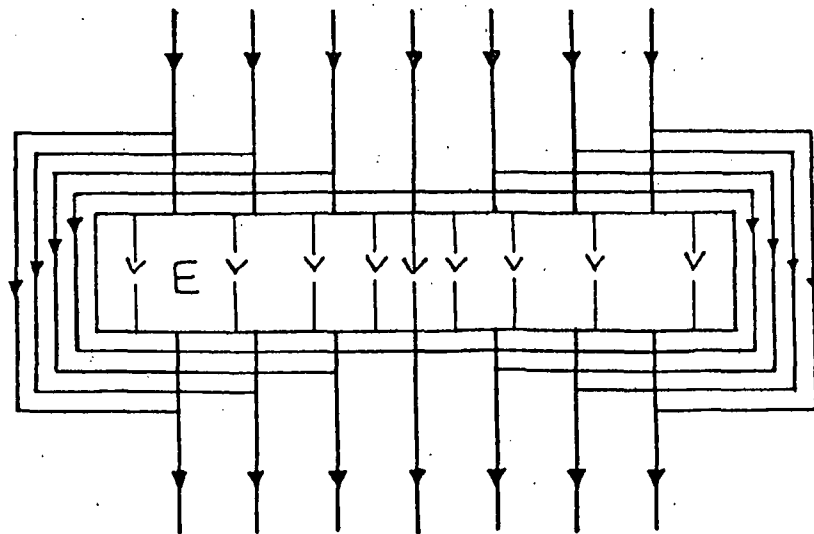
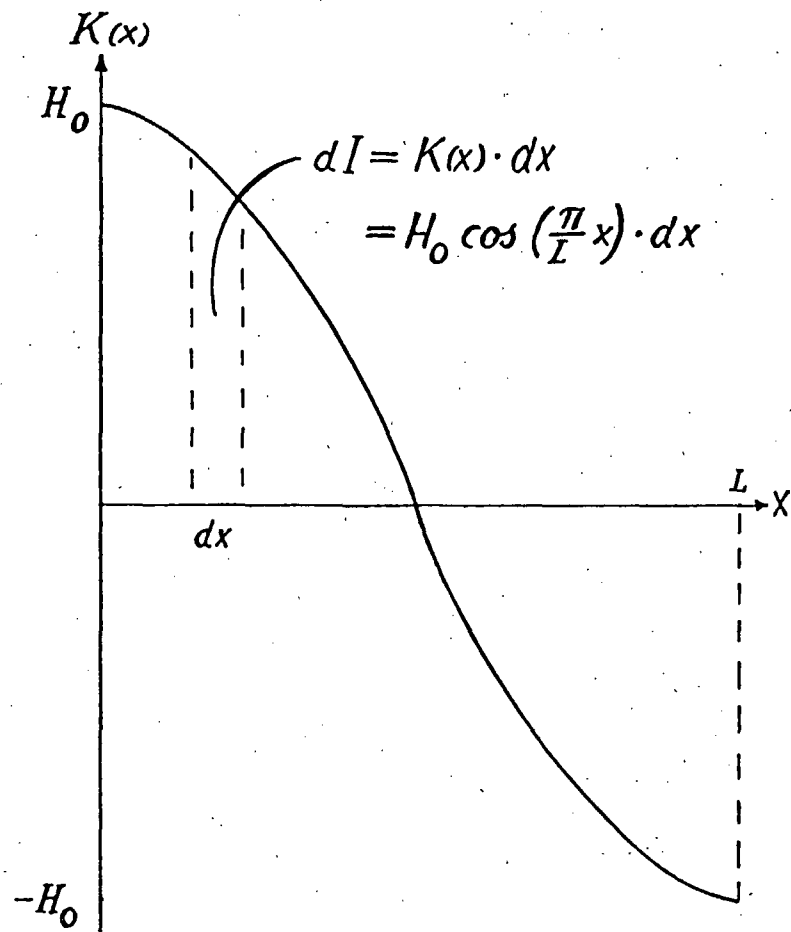
Figur 2

I det værste tænkelige tilfælde vil den fulde overfladestrøm  
være rettet vinkelret på slidsens lange side. Går vi endvi-  
dere ud fra, at  $TE_{10}$  er den altdominerende blandt de eksci-  
terede bølgetyper, er formen på strømfordelingen langs med

slidsens lange side kendt. Ifølge II.1.9 (47) ved vi nemlig at strømmen på slidsens lange side er proportional med  $\cos \frac{\pi}{L} x$ . Se figur 3. Antages yderligere, at hele den overskårne overfladestrøm medgår til excitationen i slidsen, finder vi følgende udtryk for ekscitationsstrømstyrken:

$$I = 2 \int_0^{L/2} H_0 \cos\left(\frac{\pi}{L} x\right) dx = \frac{2LH_0}{\pi}$$

For at omsætte dette skøn over ekscitationsstrømstyrken til udsent effekt forudsættes, at de slidsformede lækager fungerer som slidsantennener. Slidsantennener hører til gruppen af åbne antenner, d.v.s. åbninger i metalflader f.eks. i bølgeledere og hulrumsresonatorer.



Figur 3.

### III.2.2 Slidsantenner.

#### III.2.2.1 Babinet's sætning.

Åbne antenner udgør et modstykke til diffraktions-skærme. Det er velkendt fra Babinet's princip i optikken, at der er nær sammenhæng mellem lys bøjning omkring komplementære skærme. Komplementære skærme fremgår af hinanden ved ombytning af de gennemsigtige dele med de ugenomsigtige og vice versa. I sin mest gængse formulering hævder Babinet's princip, at komplementære skærme forårsager identiske intensitetsfordelinger undtagen i områder, der er belyst, når der ikke er en skærm tilstede.

Babinet's princip kan udvides til elektrodynamikken ved at betragte komplementære felter  $E_1 = F$ ,  $H_1 = G$  og  $E_2 = -G$ ,  $H_2 = F$  som falder ind mod perfektledende komplementære skærme 1 og 2. Hvis  $(E_1', H_1')$  og  $(E_2', H_2')$  er respektive felter på den modsatte side af skærmene, udtaler Babinet's udvidede princip:

$$E_1' + H_2' = F \quad ; \quad H_1' - E_2' = G$$

#### III.2.2.2 Bookers sætning.



En speciel anvendelse af Babinets udvidede princip fører til Bookers sætning. Sætningen vedrører de på figur 4 viste systemer.

4 (a) forestiller en konfiguration af koplanære perfektledende plader, som eksciteres henover den smalle stribe mellem pladerne. 4(a) viser m.a.o. den sædvanlige dipol-sender. 4 (b) er den komplementære konfiguration-pladerne er erstattet med tilsvarende åbninger i en uendelig udstrakt og perfekt ledende plan. Ekscitationen finder som vist sted på stribens anden led.

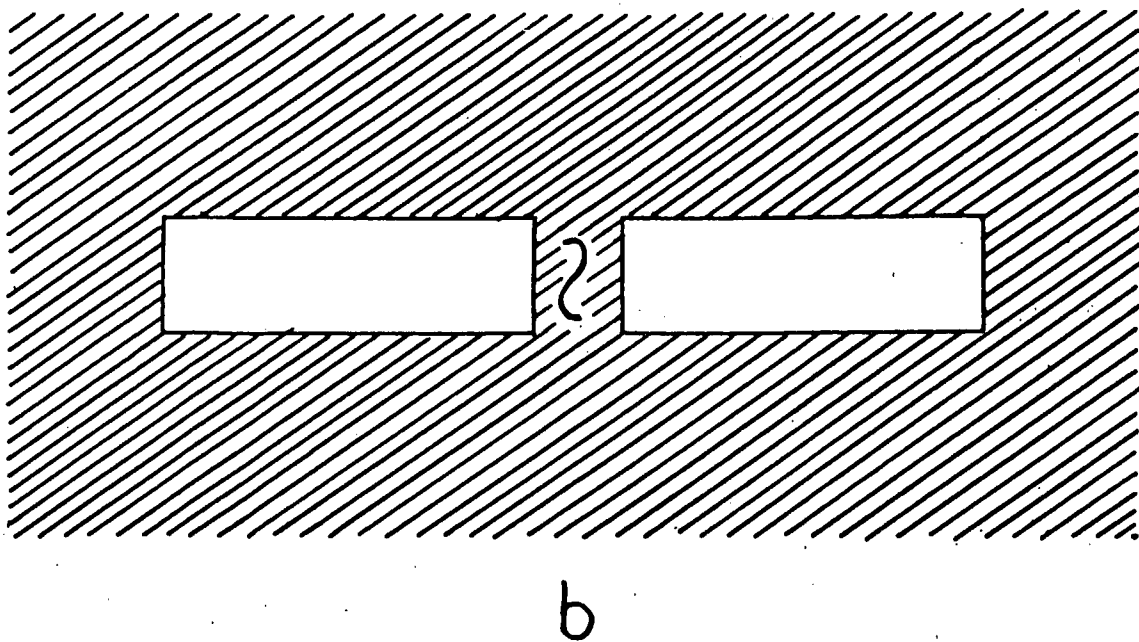
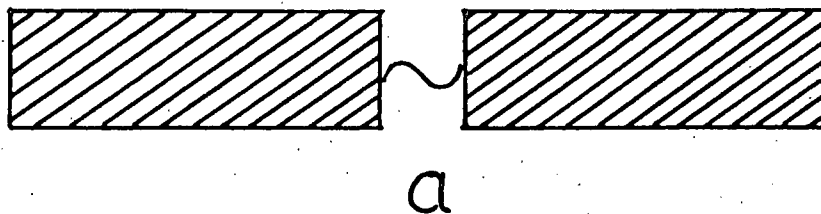


fig. 4

Ifølge Bookers sætning er udstrålingsmønstret fra de to systemer ens, såfremt komplementære størrelser  $I$  og  $V$  eller  $E$  og  $H$  ombyttes. D.v.s. en åben antenne udsender samme strålingsmønster som en centrumsdreven dipolantenne med tilsvarende mål . Det fremgår uden videre af Babinets udvidede princip: Antages, at den smalle generende stribe er feltets eneste kilde, kan vi indsætte  $F = G = 0$  i ovenstående teori:

$$E_1' = -H_2' \quad \text{og} \quad H_1' = E_2'$$

Babinets princip kan også benyttes til at udlede sammenhængen imellem impedansen af komplementære strukturer. Hvis de komplementære strukturer er formet så spænding og strømstyrke kan defineres som på figuren, så siger Bookers sætning:

$$Z \cdot Z' = \frac{1}{4} Z_0^2$$

$z$  og  $z'$  er inputimpedanserne af de to antenner og  $z_0$  er impedansen i vakuum.

### III.2.2.3 Slidsantennens impedans.

Antenneimpedansen er den impedans man måler, når man eksciterer en antenne. I almindelighed består impedansen af både en reel modstandsdelen og en reaktiv imaginærdel:

$$Z = R + jX$$

Reaktansen hidrører fra nærzonefeltet, da dette felt er anledning til oplagring af reaktiv energi i antennens omgivelser. Modstandsdelen får bidrag fra alle tabsgivende mekanismer i antennen. I antenneteknikken er effektudsendelsen naturligvis den ønskelige mekanisme. I praksis vil der dog uundgåeligt være et ohmsk tab tilstede p.g.a. antennesystemets endelige ledningsevne.

For at karakterisere antennens senderegenskaber tilskrives antennen en strålingsmodstand ækvivalent med den modstand, som ville forårsage et ledningstab svarende til den udsendte effekt, såfremt modstanden blev gennemstrømmet af eksitationsstrømmen.

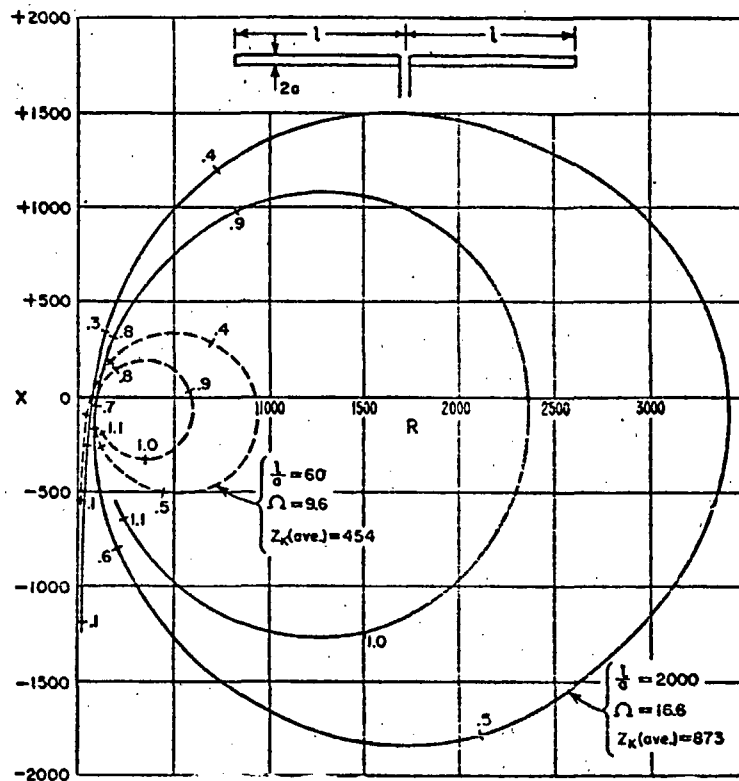
Fra et sikkerhedsmæssigt synspunkt er energiakkumuleringen i nærfeltet fra lækager i mikrobølgeovne ikke uinteressant.

Ethvert tabsgivende medium i nærzonen vil nemlig tappe energi fra dette felt. Imidlertid skal vi udelukkende behandle resonante slidser-  $\partial: \chi = 0$  -for uden videre at kunne sammenligne udslippet med sikkerhedsnormerne. Endvidere antages, at effektudsendelsen er den dominerende tabsmekanisme, så slidsens impedans alt i alt er lig med strålingsmodstanden.

Desværre er der kun tilgængelige data for impedansen af cylindriske centrumdrevne-og cylindriske stubantenner. Så vi er nødt til at følge en omvej via Bookers impedansformel, når vi skal bestemme slidsantennens impedans.

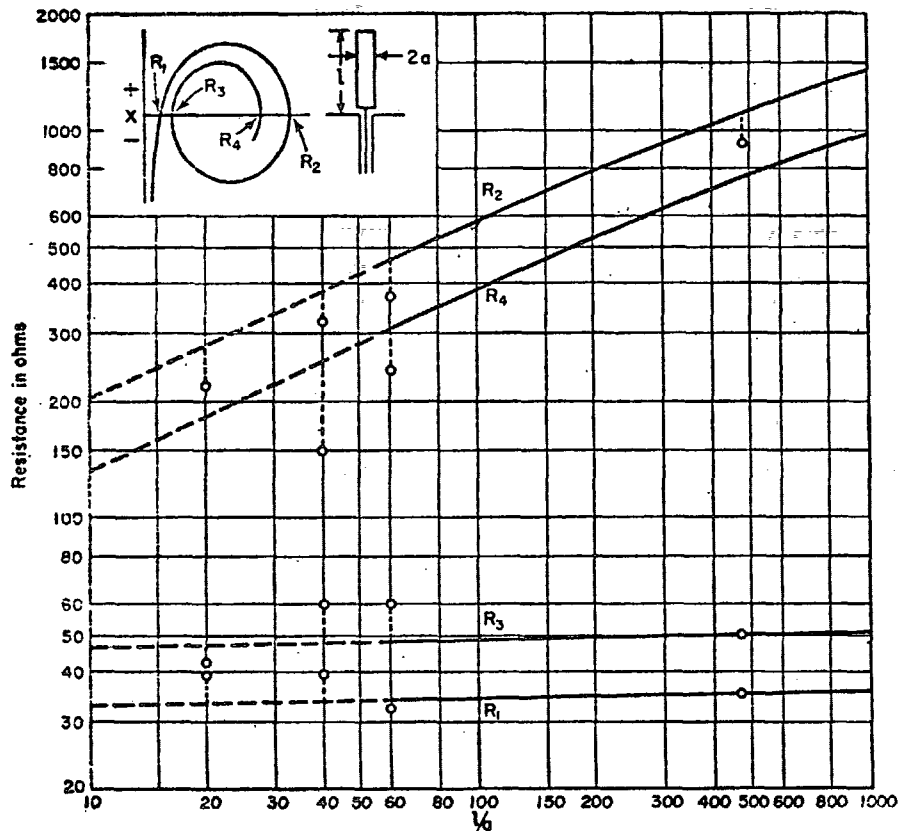
Spiralerne på figur 5 skulle give en ide om impedansforholdene for tykke og tynde cylindriske antenner eksiteret i midtpunktet. Den stiplede spiral repræsenterer en antenne med forholdet 60 mellem længde og diameter. Tallene langs med spiralen angiver,  $\lambda$ , antennens halve længde. Mens den fuldt optrukne spiral viser impedansens adfærd for en langt tyndere antenne med forholdet 2000 mellem længde og diameter.

På figuren ses, at der indtræffer resonans for  $\lambda$ -værdier lige under  $\lambda/4, \lambda/2, 3/4\lambda, \lambda$ . modstanden af den første resonans betegnes  $R_1$  og så fremdeles.



figur 5 .

Beregnete input-impedanser,  $(R + jX)$ , i ohm for midtpunkts-  
 eksciterede cylinderantenner. De to spiraler svarer henholds-  
 vis til forholdene 60 og 2000 mellem antennens fulde læng-  
 de og diameter:  $(2l/2a)$ . (Kraus, 1950:242)



figur 6.

Resonansmodstande for en cylinderformet stubantenne som funktion af forholdet mellem længden og radius ( $L/a$ ).

Kurverne viser de fire første resonanser. Omsætning til cylinderformede midtpunkts-eksiterede antenner-med total-længden  $2l$ -sker ved multiplikation med 2. (Kraus, 1950:245)

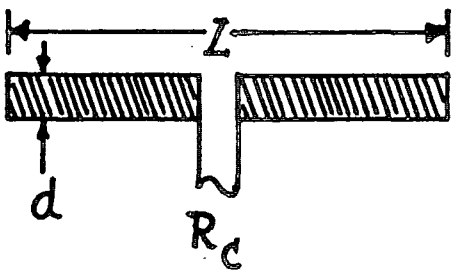
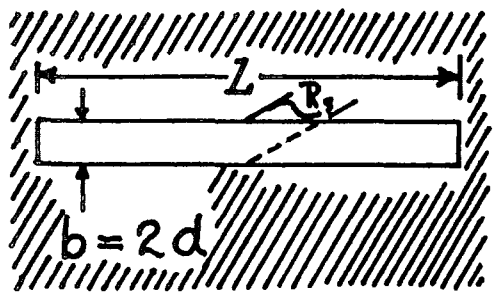
Figur 6 viser modstanden for de første fire resonanser hos stubantennen som funktion af  $(l/a)$ . Den stiplede del for små værdier af  $l/a$  er ren ekstrapolation uden teoretisk grundlag. Figuren illustrerer hvilken effekt antennens tykkelse har på strålingsmodstanden ved lige og ulige resonanser. Ved de lige resonanser er udstrålingsmodstanden tilnærmelsesvis uafhængig af antennens relative tykkelse. På den anden side stiger udstrålingsresistansen for de lige resonanser desto tyndere antennen er.

Resonansmodstanden for en dobbelt så lang cylinderantenne med samme  $l/a$ -forhold fåes ved at multiplicere med 2.

Den komplementære antenne til cylinderantennen er en slids med samme længde, men dobbelt så stor bredde som cylinderens diameter. Slidsens resonansværdi udregnes ved at indsætte værdien af resonansmodstanden af den cylindriske antenne i Bookers formel.

De beregnede resonansmodstande,  $R_s$ , er samlet i tabel 1. Desuden præsenteres udtrykket for den udslupne effekt,  $(1/2)R_s I^2$ , fra en slidslækage i tabellens yderste højre kolonne. Udslippet er sat til halvdelen af slidsens totalt udsendte effekt,  $R_s I^2$ , fordi halvdelen af slidsens effektudsendelse sker ind i ovnen. Problematikken er iøvrigt langt mere ind-

## KOMPLEMENTÆRE ANTENNER

Cylinderantenne				Slidsantenne		
						
L (λ)	d (λ)	L/d	R <sub>c</sub> (Ω)	b (λ)	R <sub>s</sub> (Ω)	$\frac{R_s}{2} \left( \frac{2L H_0}{\pi} \right)^2$
1/2	1/200	100	67	1/100	530	$\frac{1}{2} R_s \cdot \frac{\lambda^2 H_0^2}{\pi^2}$
	1/400	200	68	1/200	523	
1	1/200	200	1560	1/100	23	$2 R_s \cdot \frac{\lambda^2 H_0^2}{\pi^2}$
	1/400	400	2100	1/200	17	
3/2	1/200	300	100	1/100	355	$4.5 R_s \cdot \frac{\lambda^2 H_0^2}{\pi^2}$
	1/400	600	110	1/200	323	
2	1/200	400	1400	1/100	25	$8 R_s \cdot \frac{\lambda^2 H_0^2}{\pi^2}$
	1/400	800	1800	1/200	20	

Tabel 1



viklet. F.eks. opstår slidslækager fortrinsvis ved lågen-  
tæt ved kabinetts kanter-mens de givne  $R_s$ -data er gyl-  
dige for slidser i uendeligt udstrakte flader.

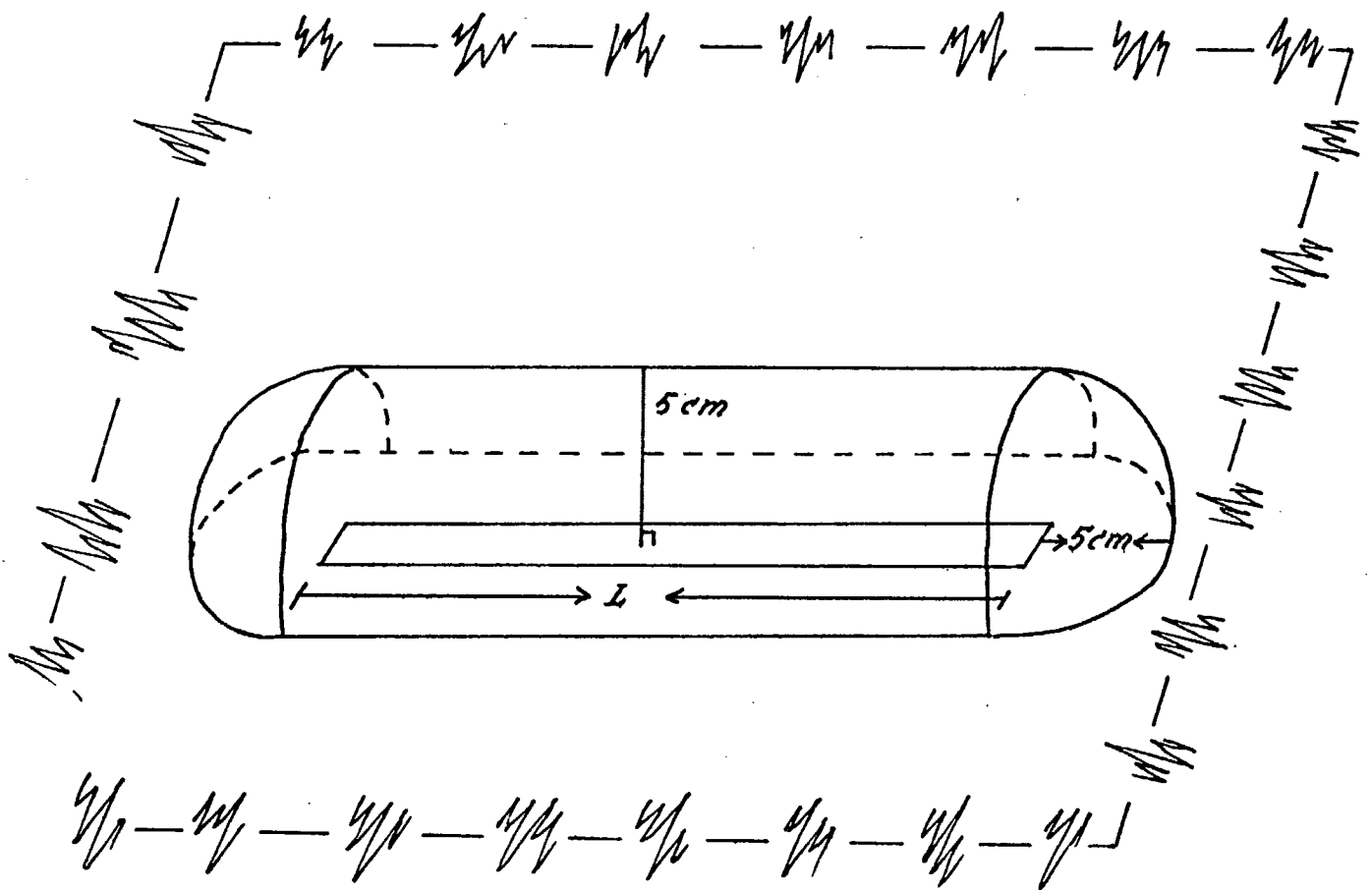
For at lette beregningerne er  $L$  sat til multipla af  $\lambda/2$ ,  
selvom resonanslængderne er en anelse mindre. Det giver en  
lille fejl på udtrykket for eksitationsstrømmen  $I$ .

### III.2.3 Effektudslip via slidformede lækager i mikrobølgeovne.

Indsættes værdien  $H_0 = 0.105 \sqrt{P} \frac{A}{w \sqrt{w}}$ , skønnet i kapitel I.  
6.3, i højre kolonne i tabel 1, tilvejebringes et skøn over  
de totale effektudslip via de pågældende slidslækager. Effekt-  
udslippene ønskes omsat til  $\text{mw/cm}^2$  i afstanden 5 cm.

Af regnetekniske grunde forudsættes, at intensiteten er lige  
stor i alle retninger. Da slidserne er smal, er det ikke urime-  
ligt at gå ud fra, at effekten spredes meget, ~~omend effektudsen-~~  
delsen næppe sker isotropisk. Med denne antagelse får intensi-  
teten samme værdi overalt på den "boblehal-agtige" geometri vist  
på figur 7. Den består af en halv cylinderflade påsat en kvart  
kugleoverflade i begge ender. Overfladearealet udregnes ef-  
ter formlen:

$$A(L) = \pi L (5\text{cm}) + 2\pi (5\text{cm})^2$$



figur 7.

L ( $\lambda$ )	b		P(1kW)		P(1.2kW)		P(3kW)	
	( $\lambda$ )	(mm)	(W)	$\frac{mW}{cm^2}$	(W)	$\frac{mW}{cm^2}$	(W)	$\frac{mW}{cm^2}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{100}$	1.2	14.	54.	16.	64.	41.	$1.6 \times 10^2$
	$\frac{1}{200}$	0.6	14.	53.	16.	64.	40.	$1.6 \times 10^2$
1	$\frac{1}{100}$	1.2	2.4	6.8	2.8	8.	7.1	20.
	$\frac{1}{200}$	0.6	1.8	5.	2.1	6.	5.3	15.
$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{100}$	1.2	82.	190	99.	$2.2 \times 10^2$	$2.5 \times 10^2$	$5.6 \times 10^2$
	$\frac{1}{200}$	0.6	75.	170	90.	$2.0 \times 10^2$	$2.3 \times 10^2$	$5.1 \times 10^2$
2	$\frac{1}{100}$	1.2	10.	19.	12.	23.	31.	57.
	$\frac{1}{200}$	0.6	8.3	15.	10.	18.	25.	46.

Tabel 2

En række skøn over intensitetstabet er komprimeret i tabel 2. Det bemærkes, at udslippet for en given ovn er proportional med ovnens effekt. Skøn over effektudslippet for forskellige ovnstørrelser kan derfor ret let foretages ved at benytte værdien for effektudslippet fra en 1 kW ovn  $P(1 \text{ kW})$ . Specielt er udregnet udslippene for en 1.2 kW og 3 kW ovn.  $P(1.2 \text{ kW})$  har særlig interesse fordi vi har foretaget bolometermålinger af udslippet via en slids i en 1.2 kW mikrobølgeovn. Herudover er opgivet  $P(3 \text{ kW})$ . 3 kW er mellemstørrelsen for de nyeste husstandsmodeller.

Tabellen bekræfter formodningen om, at slidslækager udgør en væsentlig sikkerhedsrisiko på trods af deres små åbningsarealer.

#### III.2.4 Konklusion med forslag til forebyggelse af udslip ved lågen.

Det elektromagnetiske felt i en mikrobølgeovn er relativt diffust fordelt (i forhold til fordelingen af feltstyrkerne i det stående bølgefelt i en hulrumsresonator), og forbundet med højfrekvente strømme i tynde overfladelag indvendig på ovnrømmets ledende vægge. Såfremt en åbning i metalvæggene forstyrrer overfladestrømmene, exciteres den til at sende mikrobølge-effekt ud i omgivelserne. Udslippets størrelse afhænger af strømtætheden på tværs af åbningen og

åbningens bredde.

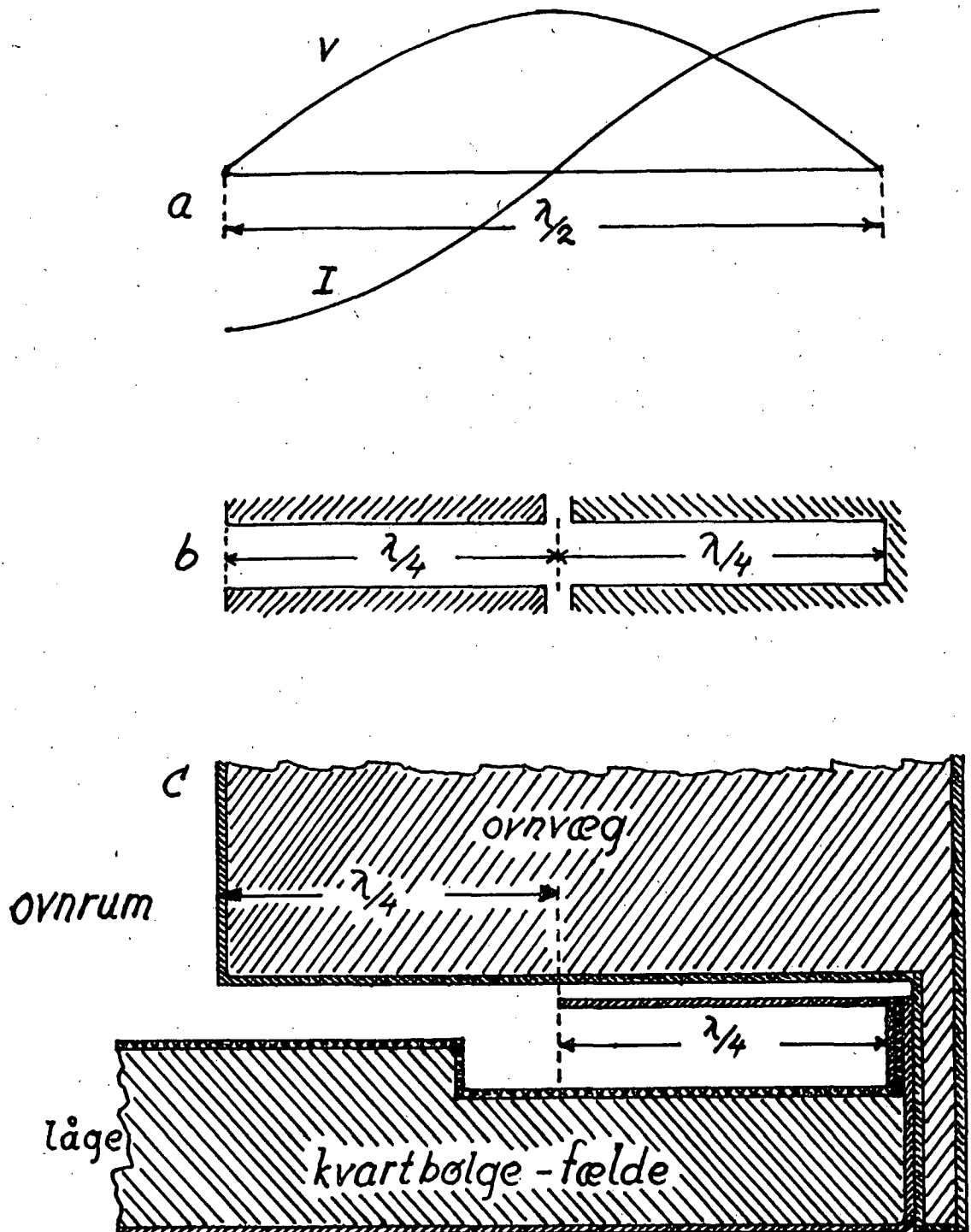
De fleste lækager i mikrobølgeovne opstår ved lågen. For helt at undgå udslip omkring lågen, skal lågens kant være i ledningskontakt med ovnåbningen hele vejen rundt. I praksis etableres ledningskontakten ved, at en plan metalramme i form af lågens kanter presses mod ovnåbningens plane metal kant. På den måde sænkes strålingsudslippet fra fabriksnye ovne uden besvær til værdier under sikkerhedsnormen, som lyder på  $1 \text{ mW/cm}^2$  i afstanden 5 cm fra ovnen. Endvidere sørger en slukkeanordning - f.eks. i form af trykkontakter mellem lågens og kabinetets åbning- for, at magnetronen sættes ud af drift lige så snart lågen åbnes eller ikke slutter tæt.

Imidlertid er denne konstruktion ikke tilstrækkelig robust til at tilfredsstille sikkerhedsnormen for brugte ovne på  $5 \text{ mW/cm}^2$  i afstanden 5 cm. Erfaringsmæssigt dannes efter en tids brug tynde sprækker mellem de ledende flader. Sprækkedannelse skyldes delvis opsamling af snavs og mekaniske deformationer fremkaldt, når lågen åbnes og lukkes. Tillige medfører slør i trykkontakterne til den automatiske slukkemekanisme, at ovnlågen kan hænge uden at magnetronen slukker. Efterhånden efterlader elektriske buedannelser i sprækkerne mellem låge og kabinet korrosionsfølsomme pletter med tendens til yderligere buedannelse.

Indsatsen for at forebygge strålingsudslip omkring lågen har hovedsageligt været investeret i udvikling af såkaldte "dørsegl" eller "chokes" eller "højfrekvenssegl". Hensigten med dørseglene er at sørge for, at sprækkedannelser omkring lågekanten ikke udgør lækkende diskontinuiteter. Dørseglkonstruktionerne har således til opgave at forme overfladestrømme, så de ikke overskæres af eventuelle sprækkedannelser ved lågen.

Ideen bag den ikke lækkende diskontinuitet kan illustreres med den kontaktfrie såkaldte "kvartbølgefælde" og en tilhørende dørseglskonstruktion. Figur 8a viser strømstyrkens og spændingens variation langs med et rektangulært bølgelederstykke på en halv bølgelængde. Bølgelederstykket er kortsluttet i den ene ende og åbent i den anden. Skæres bølgelederstykket over på midten -hvor strømstyrken er nul- frembringes i teorien et identisk strøm- og spændingsbillede, hvilket figur 8b viser. Figur 8c viser kvartbølgefældeprincippet overført til lågen på en mikrobølgeovn.

Mængden af overfladeladninger, som strømmer i de adskilte planer ved den stiplede linie på figur 8c, afhænger af produktionstolerancer og deformationer fremkaldt, når lågen åbnes og smækkes i. Hvis strømstyrken på planerne omkring den stiplede linie er nul eller meget svag, bliver kontaktproblemet som



Figur 8.

opstår ved lågen betydningsløst.

Efterhånden er udviklet talrige dørseglskonstruktioner i takt med de indhøstede praktiske erfaringer. Undersøgelser (f.eks. Edmonds, 1971) fortæller, at de raffinerede dørsegl endnu ikke har fjernet udslipsproblemet hos brugte ovne.

Aflange sprækker eller slidseformede lækager er den mest almindelige lækagetype ved mikrobølgeovns låge. Det skyldes tilsyneladende, at man tilstræber den teoretisk optimale tætning med fuldstændig ledningskontakt mellem lågens kant og kabinetet. I praksis lader det sig nemlig bedst realisere ved, at plane metalstriber på lågens og ovnåbningens kant mødes under pres. Netop denne konstruktion er mekanisk ustabil overfor slidsdannelser.

Ganske vist forhindrer denne metode arealmæssige betydelige lækager, men slidsformen gør åbningsarealets størrelse forholdsvis underordnet for strålingsudslippet, såfremt slidslængden er tilstrækkelig stor i forhold til bølgelængden - jævnfør foranstående diskussion af slidsantennes. Og forsøgene på at minimalisere udslippene med dørsegl, som skal hæmme eksiteringen af felter i sprækkerne omkring lågens kant, har reduceret udslippet uden at fjerne overskridelser af sikkerhesnormen hos brugte ovne. Hvis diskussionen af



strålingsnormen for mikrobølgeovne på et tidspunkt skulle munde ud i nedsættelse af normen på  $5 \text{ mW/cm}^2$ , forstærkes yderligere behovet for at finde nye veje til at nedbringe udslippet.

På denne baggrund skal peges på et måske uelegant, men meget effektivt "gebis-segl" som et supplement til de øvrige sikkerhedsforanstaltninger.

Tanken er at hindre dannelsen af slidser op mod den kritiske længde ved at sikre holdbar ledningskontakt med passende små mellemrum. "Gebis-segl" i form af metaltænder med små mellemrum skulle kunne sikre denne stabile ledningskontakt. Konkret kan man forestille sig gebisset lukke efter stikkontaktprincippet. Fordeles stumpe hanstik rundt om ovenåbningen og hunstikkene på lågens kant, er risikoen for, at brugeren skades på gebisset lille. En yderligere forbedring kunne bestå i indfalsning af hanstikkene.

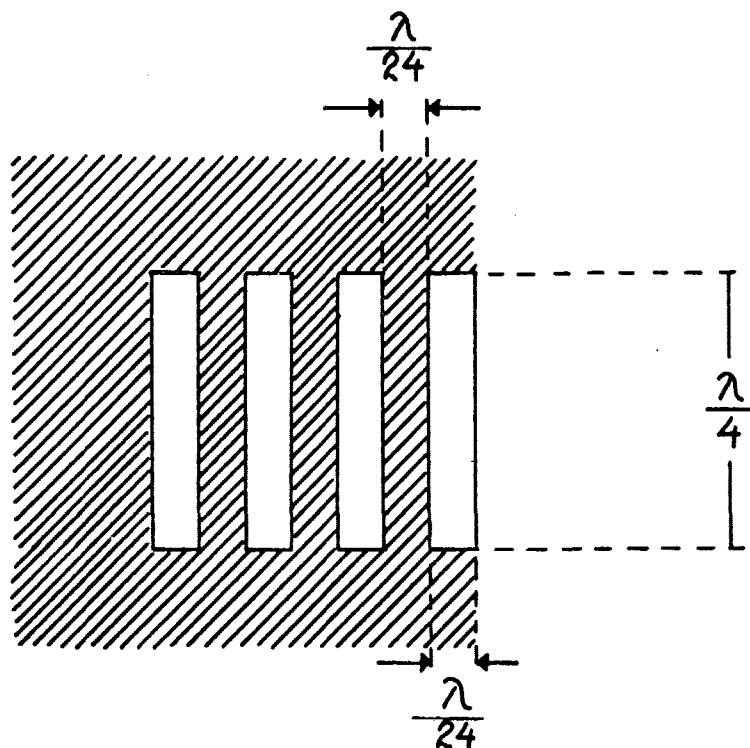
Til yderligere sikring mod udslip kunne et passende antal stikkontakter samtidig fungere som slukkekontakter for magnetronen. I mange tilfælde virker slukkeautomatikken inddirekte via trykkontakter.

Andre udførelser end ovennævnte kan foreslåes: Riflede kanter,

metalbørster på modstående kanter etc.

Princippet i gebisseglet- med at styre to flader sammen v.h.a. noter og modsvarende fordybninger- benyttes iøvrigt til at styre de to halvdele af støbeforme sammen og kendes indenfor talrige andre områder.

For at teste gebisseglets sikkerhedsmæssige værdi målt udslippet fra en delvis åben mikrobølgeovn påmonteret en gebisskærm. Gebisset var lavet af 15 mm tyk jernplade bestående af  $\lambda/24 \sim 0,5$  cm bredde og  $\lambda/4$  lange rektangulære tænder med den lange side vinkelret på lågekanten og med ens mellemrum på  $\lambda/24$ . Se figur 9 (og figur 1 i kapitel VI )



figur 9.

Gebisset opdeltede altså den lange slidsformede lækage i et antal mindre lækager på  $\frac{\lambda}{24} \times \frac{\lambda}{4}$ , hvorved åbningsarealet blev halveret. Det samlede åbningsareal svarede herefter til arealet af en slids på  $\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{4} \sim 1.5$  cm i ovnens fulde bredde.

Testen er omtalt som forsøg 2 i kapitel VI. Udslippet via gebisset tangerede normen for brugte ovne på  $5 \text{ mW/cm}^2$  i afstanden 5 cm. Til sammenligning tjener, at udslippet via en slids på 1 mm i lågens fulde bredde viste en signifikant dobbelt så stor intensitet, skønt åbningsarealet var reduceret med en faktor 1/15. Sidst nævnte måling kaldes forsøg 1 i afsnit VI.

Hvorvidt sikkerhedsforanstaltningerne, som det skitserede gebissegl, kan slå kommercielt igennem, er blandt andet et cost-benefit spørgsmål. Sikkerhedsforanstaltninger må ikke fordyre ovnen væsentligt, besværliggøre betjeningen, nedsætte udnyttelsesgraden eller på andre måder forringe ovnens rentabilitet afgørende. Hvad første punkt angår, ville gebislukningen ikke betyde nogen synderlig fordyrelse, førend ovnens elektronik er bragt væsentlig ned i pris. Derimod skal det indrømmes, at gebisseglet-specielt med indbygget slukke-automatik-gør ovnen modtagelig for funktionssvigt. Lettere beskadigelser -helt afhængig af gebissets design-kan meget tænkeligt sætte ovnen ud af drift, uden at den er sikkerheds-

mæssig defekt. Denne ulempe skal opvejes af, at ovne uden  
gebis sandsynligvis hyppigere vil være operationsklare på  
trods af sikkerhedsmæssige defekter.

#### Litteraturkilder

Alonso, m ; Finn B. J.: Fundamental University Physics,  
Volume II, Addison-Wesley 1968.

Andrews, C.L.: Optics of the electromagnetic spectrum,  
Prentice-Hall 1961

Bern M., Wolf E.: Principles of optics, Pergamon Press 1970

Bremmer H.: Propagation of electromagnetic Waves, band XVI,  
handbuch der physik, Springer-Verlag 1958.

Carlsen Tage: Elektricitetslære, Akademisk Forlag 1967

Copson D.A.: Microwave heating, the AVI publishing company  
1975.

Collin R.B., Zucker F.J.: Antenna theory 1 & 2, Mc Graw-hill  
1969.

Ditchburn R.W: Light, Academic press 1976.

Edmonds,Eugene, Harttranft: A survey of residential and commercial microwave ovens in Orange county, California,Health physics, pergamon press 1971.

Heillmann,Adolf: Antennen I,II & III.,Hochschultaschen bücher -Verlag 1970.

Höl H.,Maue A.V.,Westpfahl,K: Theorie der beugung, Band XXV/1 Handbuch der physik, Springer-Verlag 1961.

Kaden, Heinrich: Wirbelströme und schirmung in der nachrichtentechnich, Springer-Verlag 1959

King, Ronald W.P.: Quasi-stationary and nonstationary arrents in electric circuits, Band XVI, handbuch der physik, Springer-Verlag 1958.

Klein,Miles:Optics, Wiley 1970

Kraus,J.D.:Antennas, Mc Graw-Hill,1950

Magid,L.M.: Electromagnetic fields energy and Waves, Wiley 1972

Püschner, H: Heating with microwaves, philips technical Library 1966

Stirner, E: Antennen, band 1, Hüthig Verlag 1976

Ekskurs til afsnit III.1.3: Om vektorpotentialerne  $\vec{A}$  og  $\vec{B}$  for henholdsvis TM-og TE-bølger.

Formlerne for feltstyrkerne i en plan fremadskridende bølge m.h.t. z-aksen skrives på formen:

$$H = H_0 e^{-jkz}$$

$$E = Z_0 H_0 e^{-jkz},$$

hvor  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega^2 \mu \epsilon$  er bølgetallet.

Endvidere vedtages at E-komponenten er parallel med x-aksen og H med y-aksen.

Under løsning af foranstående udslips problemer forlanges, at feltstyrkerne udtrykkes i kuglekoordinater  $(r, \theta, \varphi)$

Foreløbig kan det kun gennemføres for komponenterne  $E_r$  og  $H_r$ . Vi har nemlig:

$$E_r = \sin \theta \cos \varphi E = \frac{\cos \varphi}{jkr} \cdot \frac{\partial E}{\partial \theta} = Z_0 H_0 \frac{\cos \varphi}{jkr} \cdot \frac{\partial f(r, \theta)}{\partial \theta},$$

hvor de to sidste omskrivninger fås fra:

$$e^{-jkz} = e^{-jkr \cos \theta} = f(r, \theta).$$

Efter samme recept fåes:

$$H_r = H_0 \frac{\sin \varphi}{jkr} \frac{\partial f(r, \vartheta)}{\partial \vartheta}$$

Her optræder faktoren  $\sin \varphi$  istedet for  $\cos \varphi$  da H-komponenten ligger i y-retningen.

Desværre er det ikke muligt på denne vis at finde den ønskede fremstilling af komponenterne efter  $\vartheta$  og  $\varphi$ . Istedet integreres Maxwells rotationsligninger, og den generelle løsning fastlægges, så r-komponenten stemmer overens med foranstående ligning.

For at gennemføre dette forehavende udnyttes, at det samlede feltbillede er sammensat af en transversal magnetisk og en transversal elektrisk bølge med divergensfrie transversale komponenter. Vi stiller os derfor den opgave at definere et vektorpotentiale  $\vec{A}$ , som beskriver en TM-bølge, samt et vektorpotentiale  $\vec{B}$  til beskrivelsen af en TE-bølge.

Fra tidligere ved vi, at rotationen til H-komponenten i en TM-bølge er:

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad (1)$$



For TM-bølgen gælder da:

$$\vec{E} = \text{rot} \left( \frac{\vec{H}}{j\omega\epsilon} \right) = \text{rot rot } \vec{A} \quad (2)$$

Den sidste omskrivning bygger på, at den magnetiske feltstyrke i en TM-bølge er divergensfri. Således kan indmaden i ovenstående rotationsoperator afledes af rot til et vektorpotential  $\vec{A}$ :

$$\text{rot } \vec{A} = \frac{\vec{H}}{j\omega\epsilon} \quad (3)$$

For at definere  $\vec{B}$  bygges tilsvarende på, at rotationen til den elektriske feltstyrke i en TE-bølge er kendt:

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H} \quad (4)$$

Efter samme opskrift når vi frem til, at for TE-bølgen gælder:

$$\vec{H} = \text{rot} \left( \frac{\vec{E}}{j\omega\mu} \right) = \text{rot rot } \vec{B} \quad \text{og} \quad (5)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{\vec{E}}{-j\omega\mu} \quad (6)$$

Indsættes (3) i (4) og løses m.h.t.  $\vec{E}$  bliver betingelse (2) for  $\vec{A}$  skrevet om til:

$$\vec{E} = \text{rot rot } \vec{A} = k^2 \vec{A} + \text{grad } U, \quad (7)$$

hvor  $U$  spiller samme rolle som en integrationskonstant, og fastlægges med kendskab til  $E_r$ -komponenten.

Analogt fåes:

$$\vec{H} = \text{rot rot } \vec{B} = k^2 \vec{A} + \text{grad } V. \quad (8)$$

## Kapitel IV

### Dielektrisk relaksationstab

#### IV.1 Dielektrikum begrebet

Dielektrikum er oprindelig betegnelsen for et materiale, der er ude af stand til at lede en egentlig elektrisk strøm. Det betyder, at elektronerne i et dielektrikum ikke er frie til at blive bevæget under indflydelse af et pålagt elektrisk felt.

På trods af definitionens negative indhold besidder dielektrika interessante elektriske egenskaber. Indskydes således et dielektrikum i feltet fra en opladet kondensator, tilsluttet en spændingskilde, forøges ladningsmængderne på de ledende kondensatorplader. Evnen til på denne måde at forøge kondensatorens kapacitet er den karakteristiske dielektriske egenskab.

Fænomenet hidrører fra, at feltet søger at orientere dielektrikaets polære molekyler, så dets dipolmomenter bliver parallelle med feltstyrken. Denne ensretning forstyrres dog af molekylernes termiske bevægelser. Da dipolmomenterne følger molekyelbevægelserne vil momenterne hverken være tilfældigt orienterede eller ensrettede, men taget i gennemsnit nogenlunde ensrettede og graden af ensrettethed vil vokse med feltstyrken. Til denne delvise ensretning af de molekyllære dipoler kommer en deformation

af ikke polære molekyler, idet deres elektronskyer trækkes noget imod feltretningen, så tyngdepunktet for den negative ladning ikke falder sammen med den positive. Skønt dielektrikaet eventuelt som helhed betragtet er elektrisk

neutralt, ledsages dipolernes orientering af et positivt ladningsoverskud på dielektrikaets ene side og tilsvarende et negativt ladningsunderskud på dets anden side. Derfor defineres dielektrika også som isolatorer, der polariseres i elektriske felter.

#### IV.2 Dielektricitetskonstanten i det statiske felt

Et stof dielektriske egenskaber er udtrykt i dets dielektricitetskonstant eller relative permittivitet  $\epsilon_r$ . Fra en eksperimentel synsvinkel defineres dielektricitetskonstanten klarest som forholdet mellem kapaciteten af en kondensator med dielektrikaet som isolator og kapaciteten af en kondensator med samme lineære dimensioner, men fuldstændig tom:

$$\epsilon_r = \frac{C}{C_0}$$

Denne definition er naturligvis kun gyldig, hvis dielektrikaet har isotropiske egenskaber. Indsættelse af dielektrika imellem kondensatorplader resulterer i en kapacitetsforøgelse, så generelt er  $\epsilon_r > 1$

Kondensatordefinitionen af dielektricitetskonstanten er imidlertid mindre anvendelig til at beskrive adfærd af dielektrika pålagt tidsafhængige felter. Dertil benyttes en alternativ formel, der opererer med feltstørrelsen  $\vec{D}$ , den dielektriske forskydning:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

Fra formelen læses, at i vakuum er  $\vec{D}$  lig med  $\epsilon_0 \vec{E}$ . I et dielektrikum er dette felt overlejret et modsatrettet felt  $\vec{P}$ , hidrørende fra polarisationen:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Den dielektriske polarisation  $\vec{P}$ , er defineret som dipolmomentet pr. rumfangsenhed, og beskriver altså den ydre effekt af den fremkaldelse af dipoler og ensretning af på forhånd værende dipoler, det pålagte elektriske felt bevirker. Erfaringsmæssigt er  $\vec{P}$  proportional med  $\vec{E}$  i det statiske tilfælde:

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$$

hvor proportionalitetsfaktoren,  $\chi$ , susceptibiliteten er en materialekonstant, der angiver dielektrikaets modtagelighed overfor feltets polariserende påvirkning. Herefter kan den dielektriske forskydning udtrykkes:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \chi \epsilon_0 \vec{E} = (1 + \chi) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon \vec{E}$$

hvor  $\epsilon_r = 1 + \chi$  er materialets dielektricitetskonstant.

#### IV.3 Dielektricitetskonstanten i det tidsafhængige felt

Placeres et dielektrikum i et tidsafhængigt felt, vil dipolerne stedse søge at orientere sig i overensstemmelse med feltets aktuelle retning således, at den dielektriske forskydning også varierer i tiden. Imidlertid er dipolernes indsvingning forbundet med en vis træghed. I et periodisk varierende felt:

$$E = E_0 \cos \omega t$$

er  $D$  derfor i almindelig faseforskudt vinklen  $\delta$  :

$$D = D_0 \cos(\omega t - \delta)$$

$$\begin{aligned}
 &= D_0 \cos \delta' \cdot \cos \omega t + D_0 \sin \delta' \sin \omega t \\
 &= D_1 \cos \omega t + D_2 \sin \omega t
 \end{aligned}$$

Fra disse omskrivninger finder vi:

$$D_1 = D_0 \cos \delta'$$

$$D_2 = D_0 \sin \delta'$$

Gennemgående er  $\delta'$  frekvensafhængig, og udgør en materialekarakteristisk ligesom  $\epsilon_r$ . Til beskrivelse af  $D$ 's adfærd i harmonisk varierende felter kræves altså en todimensional størrelse. Hertil indføres to frekvensafhængige permittiviteter  $\epsilon'(\omega)$  og  $\epsilon''(\omega)$  :

$$D_1 = \epsilon' E_0$$

$$D_2 = \epsilon'' E_0$$

Kombineres denne definition med (2) ses forholdet mellem permittiviteterne at udtrykke den såkaldte tabstangent:

$$\tan \delta' = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$$

Endvidere bestemmer de to permittiviteter en todimensional eller kompleks permittivitet:

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon' (1 - j \tan \delta')$$

Når  $\delta' = 0$  er  $\epsilon'$  altså den sædvanlige permittivitet.

Denne komplekse skrivemåde tilvejebringer en formel analogi mellem dielektrikas opførsel i statiske og varierende elektriske felter. Beskriver vi det harmoniske elektriske felt ved den reelle del af:

$$E = E_0 e^{j\omega t}$$

kan man nemlig ud fra (1) udlede sammenhængen:

$$D = \epsilon^* E$$

#### IV.4 Dielektrisk relaksations-og ohmsk tab

I de fleste eksperimentelle undersøgelser af dielektrisk adfærd er det ikke så meget  $E$  og  $D$  man registrerer, men strømtætheden  $\partial D / \partial t$  forbundet med en given vekselspænding

$$V = V_0 e^{j\omega t}$$

I et ideelt dielektrikum med reel permittivitet er strømtætheden pr. definition faseforskudt  $\pi/2$  i forhold til spændingen, dvs. proportional med  $j\omega V_0$ , hvilket udelukker effekt-afgivelse. Uperfekte dielektrika fremkalder altid et vist effekttab, hvorfor strømmen ikke kan være fuldstændig i kvadratur med vekselspændingen, men omfatter en komponent i fase med vekselspændingen. En sådan komponent kan tilskrives en vis ledningsevne hos materialet, uanset om den har sin oprindelse i tilstedeværelsen af frie ioner, fri elektroner eller ladede kolloide partikler.

Eksperimenter viser da også, at visse materialer besidder såvel strømledende som dielektriske eller polariserende egenskaber. Ledningsstrømtætheden kan udtrykkes  $J_c = \sigma E$ ; og hvis den helt enkelt overlejres forskydningsstrømtætheden,  $J_D = \partial D / \partial t = j\omega \epsilon E$ , bliver den totale strømtæthed:

$$J_{\text{tot}} = J_D + J_c = (j\omega\epsilon + \sigma) E$$

I praksis har man sjældent midler til at afgøre, hvorvidt sammenhængen mellem den pålagte vekselstrøm, den aktuelle strømtæthed og  $E$  mest korrekt er symboliseret ved ovenstående formel eller den tidsafledede af det komplekse udtryk (4) for  $D$ :

$$J_{\text{tot}} = j\omega(\epsilon' - j\epsilon'') E$$

På den anden side kan man måle  $\tan\delta$  som funktion af både  $\omega$  og  $\epsilon$ , hvor  $\tan\delta$  så kan betragtes enten som  $\epsilon''/\epsilon'$  eller  $\sigma/\omega\epsilon'$ . Hvis  $\tan\delta$  varierer omvendt proportionalt med  $\omega$  er det naturligt at tolke det som resultat af en konstant ledningsevne  $\epsilon\omega\tan\delta$ . Varierer  $\tan\delta$  derimod ikke tilnærmelsesvis omvendt proportionalt med frekvensen, må tabstangenten formodes at bestemme forholdet mellem to komponenter af en kompleks dielektricitetskonstant, som afspejler polarisationens faseforsinkelse.

Dobbeltydningen af  $\omega\epsilon'\tan\delta$ :

$$\sigma = \omega\epsilon'\tan\delta = \omega\epsilon'' \quad (5)$$

lader det stå åbent, hvorvidt energitilførslen til et dielektrikum i et harmonisk elektrisk felt indtræffer som følge af ohmske ledningstab og/eller dielektricitetskonstant effekter, d.v.s. polarisationstab. Effekternes relative vigtighed må man formode afhænger af frekvensen. Da begge mekanismer i reglen kan være tilstede samtidigt, betegnes den samlede proces ofte som dissipation i et tabsgivende medium.

Til illustration foretrækkes ofte at tage udgangspunkt i tolkningen  $J_{\text{tot}} = (j\omega\epsilon + \sigma) E$ , jævnfør indførelsen af effektiv permittivitet og effektiv ledningsevne i I. 3.2 (30).



Man forestiller sig dielektrikaet placeret i en kondensator tilsluttet vekselspændingen  $V = V_0 e^{j\omega t}$ . Ladningen på kondensatorpladerne beløber sig til:

$$Q = C V_0 e^{j\omega t}$$

opladningsstrømmen eller forskydningsstrømmen beløber sig da til:

$$I_D = j\omega C V,$$

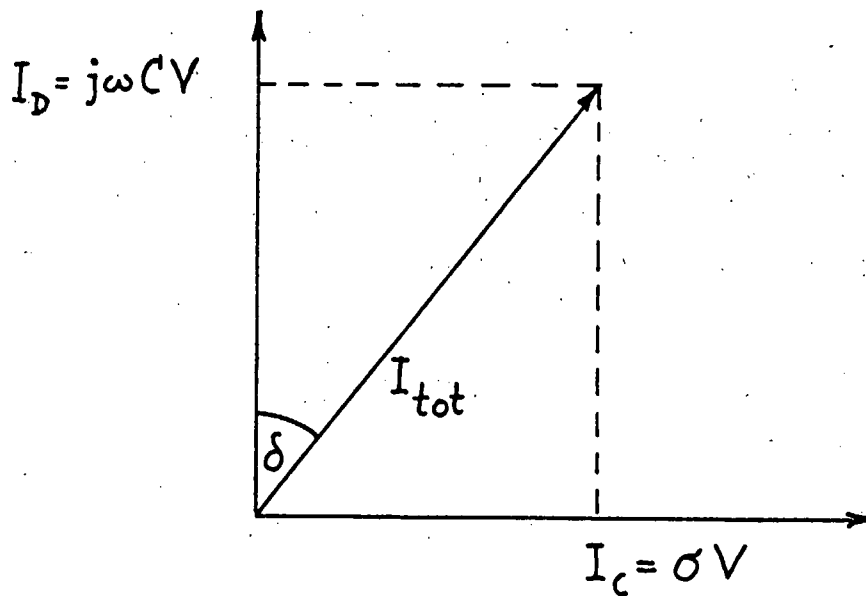
hvor  $C = C_0 \epsilon_r$ .

Endvidere er der et strømbidrag i fase med spændingen:

$$I_C = \sigma V.$$

De to strømstyrker kan repræsenteres som vektorer i den komplekse talplan: fig. 1.

Det fremgår umiddelbart af figuren, at tabstangenten er givet ved forholdet mellem de to strømstyrker.



figur 1.

#### IV.5 En simpel model for den komplekse dielektricitets- konstant

En meget simpel matematisk model for polarisationsproce-  
sen i tidsafhængige felter bygger på antagelsen om, at  
polarisationen  $P$ , er sammensat af to led,  $P = P_1 + P_2$ .

Under vedvarende statiske omstændigheder vil de to led  
indstille sig på værdierne  $P_1 = \epsilon_0 \chi_1 E$  og  $P_2 = \epsilon_0 \chi_2 E$ .

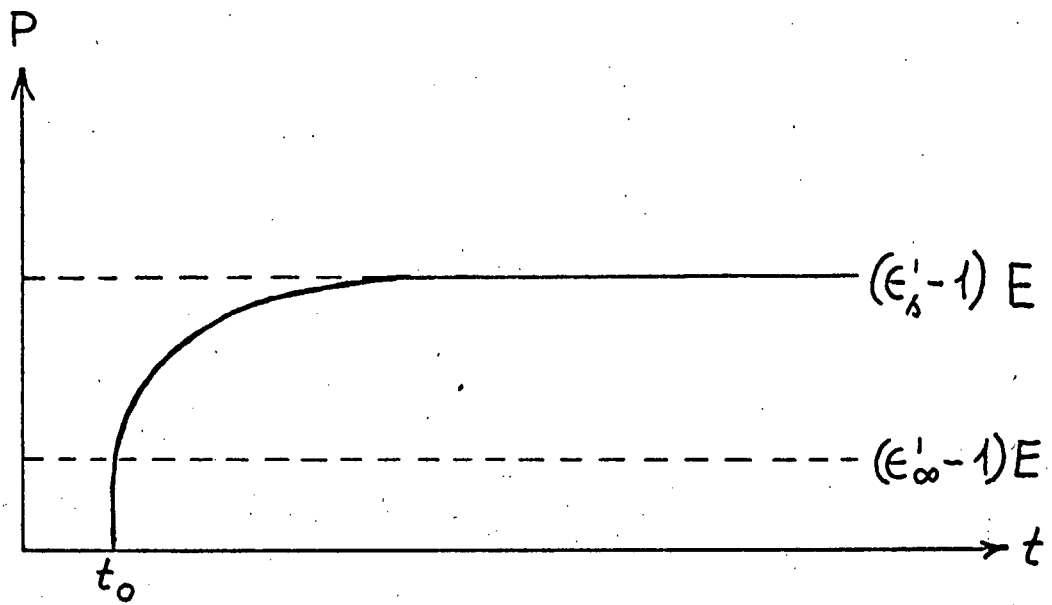
Varierer feltet følger  $P_1$  med uden forsinkelse  $\partial: P_1 = \epsilon_0 \chi_1 E$   
mens  $P_2$  stedse tenderer mod den statiske værdi  $\epsilon_0 \chi_2 E$   
med en rate proportional med den aktuelle forskel:

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{1}{\tau} (\epsilon_0 \chi_2 E - P_2)$$

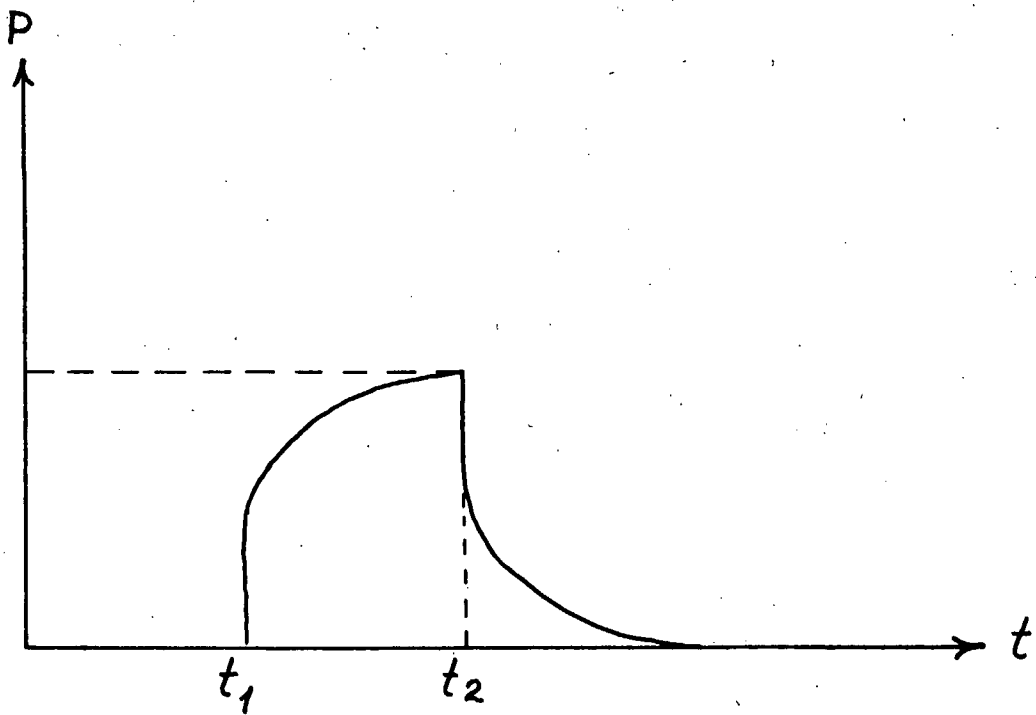
Hvis  $P_2$  til en begyndelse,  $t=0$ , er nul samtidig med  
at det konstante felt  $E$  pålægges, bliver den dielek-  
triske polarisation til tidspunktet  $t$ :

$$P(t) = P_1 + P_2 = \epsilon_0 (\chi_1 + \chi_2 (1 - e^{-t/\tau})) E$$

Ifølge modellen tenderer den dielektriske polarisation  
mod en slutværdi med en tidskonstant,  $\tau$ , kaldet relak-  
sationstiden. Betegnelsen relaksation dækker over en træg-  
hed eller nølen hos materialet, hvormed det gradvis giver  
efter for feltets polariserende indflydelse. Figur 2&3 viser  
den elektriske polarisation som funktion af tiden. På  
figur 2 pålægges et konstant elektrisk felt til tiden  $t=t_0$   
 $t_0$ , mens feltet lægges på  $t = t_1$  og fjernes  $t = t_2$  på  
figur 3.



figur 2.



figur 3.

I et periodisk varierende felt med cyklisk frekvens  $\omega$ ,  $E = E_0 e^{j\omega t}$ , bliver polarisationen, efter at følgerne af begyndelsestilstanden er døet bort:

$$P = P_1 + P_2 = \left( \chi_1 + \frac{\chi_2}{1 + j\omega\tau} \right) \epsilon_0 E$$

I analogi med det statiske tilfælde kaldes den komplekse proportionalitetsfaktor for materialets susceptibilitet, og bestemmer en kompleks dielektricitetskonstant:

$$\epsilon_r^* = \epsilon^* / \epsilon_0 = 1 + \chi_1 + \frac{\chi_2}{1 + j\omega\tau} \equiv \epsilon_r' - j\epsilon_r'',$$

med

$$\epsilon_r' = 1 + \chi_1 + \frac{\chi_2}{1 + (\omega\tau)^2}$$

$$\epsilon_r'' = \frac{\chi_2 \omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$$

Fysisk svarer det til, at den dielektriske forskydning  $D = E + P = \epsilon^* E$  ved tilstedeværelsen af et tidsharmonisk felt har komponenten  $\epsilon'(\omega)E$  i fase med  $E$  og komponenten  $\epsilon''(\omega)E$  forskudt fasen  $\pi/2$  efter  $E$ . Eller anderledes sagt:  $D$  er faseforsinket vinklen  $\delta$  efter  $E$  fastlagt ved ligningen  $\tan\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ .  $\pi/2$ -faseforskydningen bestemt af dielektricitetskonstantens imaginære del beskriver energiafsættelsen i materialet. I sin natur er denne energiafsættelse forskellig fra føromtalte ohmske tab, da den ledsages af faseforsinkelsen  $\delta$ . Faseforsinkelsen skyldes ofte vekselvirkningen mellem ensretningen af dipolerne og termiske molekulære bevægelser.

Er specielt  $\omega = 0$  bliver dielektricitetskonstanten lig  $1 + \chi_1 + \chi_2$ . Ved  $\omega = \infty$  er dielektricitetskonstanten også reel, men mindre:  $1 + \chi_1$ . I begge tilfælde er effekt-afsættelsen ifølge modellen nul. Vi indfører betegnelserne  $\epsilon'_s$  og  $\epsilon'_{\infty}$  for de tilsvarende permittiviteter og får:

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon'_{\infty} + \frac{\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (6)$$

$$\epsilon''(\omega) = \frac{(\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}) \omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (7)$$

hvoraf

$$\tan\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{(\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}) \omega\tau}{\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty} (1 + (\omega\tau)^2)}$$

Kurver svarende til ligningerne (6) og (7) er vist på fig. 4.

Tydeligvis er den energiabsorbative polarisation begrænset til et vist frekvensområde.

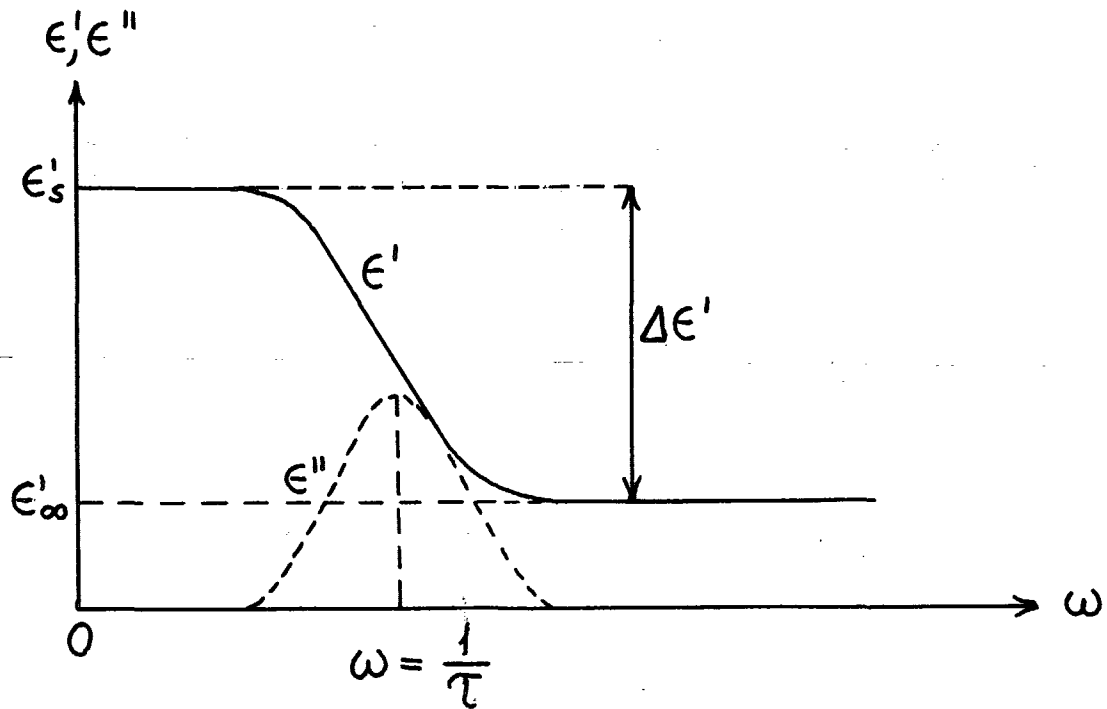


fig. 4

På fig. 5 kan vi se, at dette tabsgivende område ifølge modellen stort set strækker sig over fire dekader. I virkeligheden spænder det tabsgivende område gennemgående over et bredere frekvensinterval. Tabsfaktoren  $\epsilon''$ , antager sit maksimum for  $\omega \tau = 1$ , dvs. når vekselfeltets periode er lig med relaksationstiden:

$$\epsilon''_{\max} = \frac{\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}}{2}$$

Mens den reelle del,  $\epsilon'$ , aftager monotont med frekvensen.

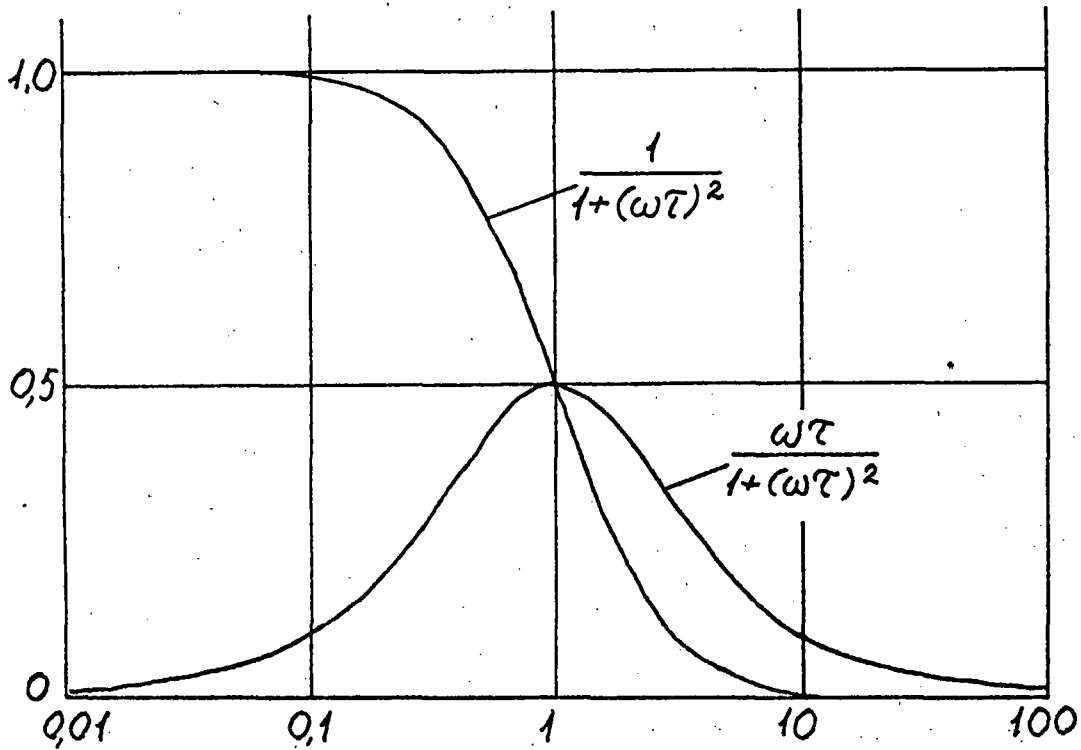


fig. 5

Cole & Cole har leveret et diagram -Colebuen-som kvalitativt reproducerer den komplekse permittivitetsadfærd i planen: fig. 6:

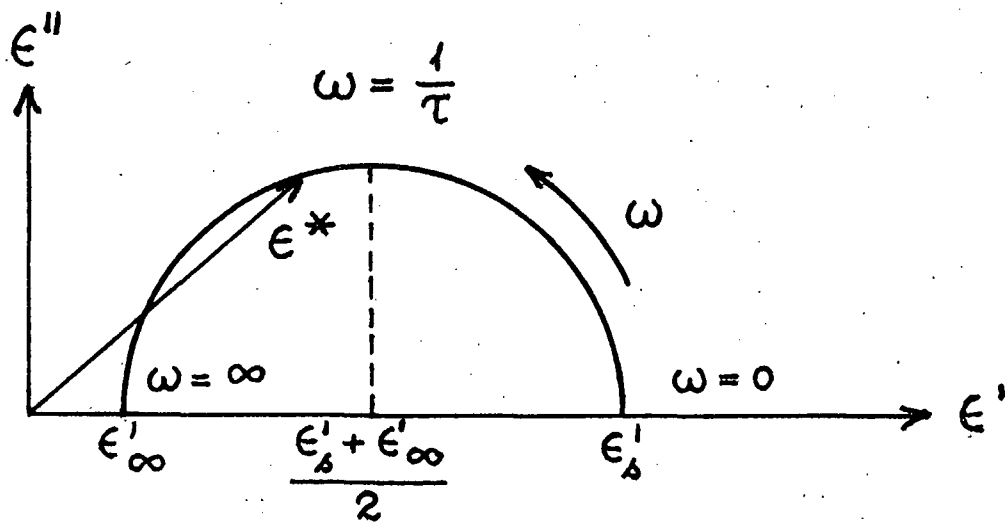


fig. 6

## IV.6 Sammenfatning.

Alle dielektriske fænomener kan direkte tilskrives pålagte elektriske felters polarisering af materialer. Den væsentligste polariseringsmekanisme i mikrobølgeområdet er polære molekylers tilbøjelighed til at ensrette deres dipolmomenter modsat feltretningen. Efter som elektriske felter rettes fra positive til negative ladninger, fremkalder ensretningen af dipolerne et elektrisk felt orienteret modsat det pålagte elektriske felt. Polarisationen reducerer altså det elektriske felt indeni materialet i forhold til det pålagte felt, hvilket er vist i et kondensatoreksempel på fig. 7. Samtidigt tvinger det pålagte felt dipolerne bort fra en energitilstand under optagelse af energi i form af potentiel energi. Fjernes feltet, indtager dipolerne en ny energitilstand under frigivelse af kinetisk energi, som omsættes til varme i materialet.

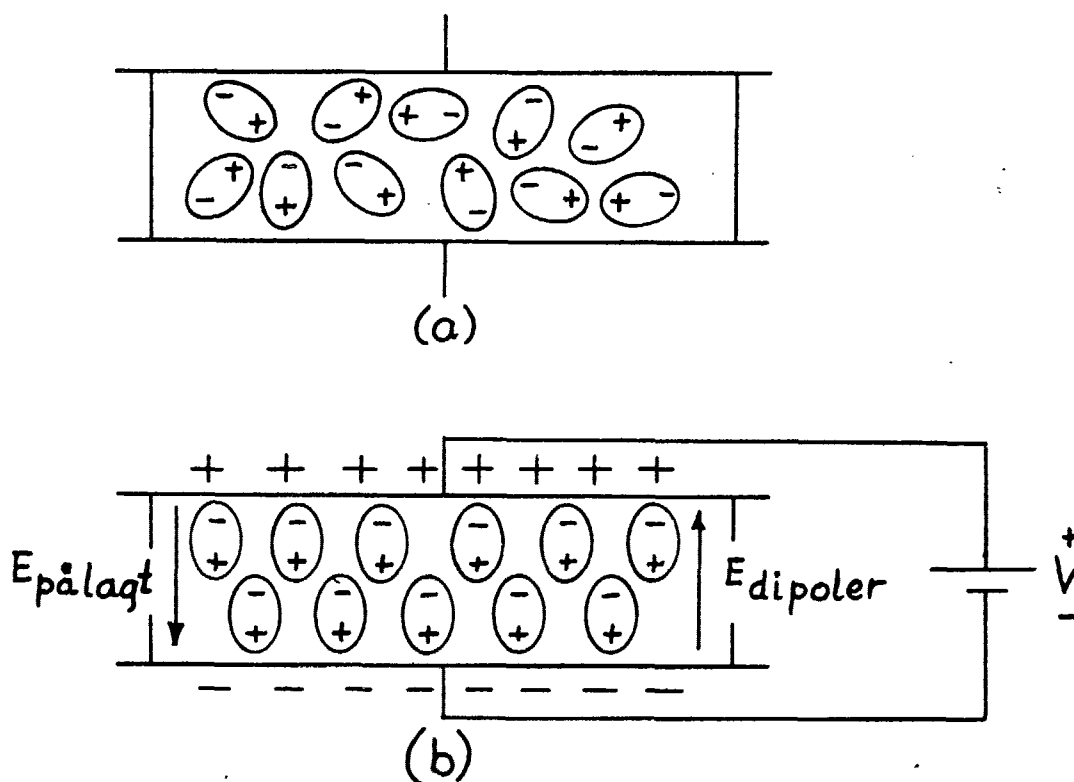


fig. 7



Skifter potentialerne på kondensatorpladerne med en vis frekvens, vil dipolerne stedse søge at dreje vinklen  $\pi$ , hver gang feltet ændrer retning. Imidlertid er hver af dipolerne en fysisk enhed, et molekyle, med masse, inerti-moment og eventuelt underlagt andre bånd afhængig af materialets art. Disse træghedsmekanismer forhindrer dipolmomenterne i at følge feltets øjeblikkelige retning. Det medfører, at energien som det pålagte felt tildeler materialet, ikke går fuldstændigt til orientering af dipolerne, men delvis tabes i materialet ved at forøge de tilstedeværende termiske bevægelser.

Materialers dielektriske egenskaber beskrives med komplekse permittiviteter  $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ . Den reelle del,  $\epsilon'$ , vedrører mængden af energi lagret i materialet i form af opbyggede elektriske felter, mens den imaginære del,  $\epsilon''$ , kaldet tabsfaktoren, er et mål for energiandelen materialet omsætter til varme. Forholdet  $\epsilon''/\epsilon'$  betegnes tabstangenten, da  $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' = |\epsilon^*| e^{-j\delta}$  så  $\tan \delta = \epsilon''/\epsilon'$ .

Jo mere tilbøjelig materialet er til at polariseres, desto større er permittiviteten og energimængden materialet oplagrer. Når frekvensen vokser, forekommer det rimeligt at forvente et fald i  $\epsilon'$  og en vækst i  $\epsilon''$  p.g.a. de nævnte træghedsmekanismer. Over en vis frekvens kan dipolerne eventuelt ikke holde trit med feltet, så feltet ikke medvirker til ensretning af molekylerne og energitabet ophører. Det betyder at  $\epsilon'$  indstiller sig på en lavere værdi og  $\epsilon''$  forsvinder. Se fig. 4.

Det er yderst vanskeligt at levere en nøjagtig matematisk beskrivelse af dispersionen af permittiviteten. Imidlertid kan enhver polariseringsmekanisme, som er lineær i forhold til det pålagte felt, repræsenteres ved:

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon'_{\infty} + (\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}) \int_{\tau_0}^{\infty} \frac{f(\tau) d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$$

$$\epsilon''(\omega) = (\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}) \int_{\tau_0}^{\infty} \frac{f(\tau) \omega \tau d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$$

hvor  $\tau$  er relaksationstiden hørende til en bestemt relaksationsmekanisme,  $f(\tau)$  er fordelingen af relaksationstider, og  $\tau_0$  er den korteste tidskonstant i materialet.

Den gennemgående matematiske model for  $\epsilon^*(\omega)$  opererede med en enkelt tidskonstant,  $f(\tau) = 1$ , hvorved  $\epsilon^*$  følger de viste Debye kurver på fig. 4 og 5. Hvorvidt denne modelantagelse passer til et givet materiale kan i praksis testes ved undersøgelse af størrelsen  $\Delta\epsilon'/\Delta\sigma$  i forskellige frekvensområder. Kombination af (5) og (7) giver nemlig:

$$\sigma = \frac{(\epsilon'_s - \epsilon'_{\infty}) \omega^2 \tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (8)$$

hvorefter (6) kan udtrykkes:

$$\epsilon' = -\tau\sigma + \epsilon'_s, \quad (9)$$

hvilket fører til:

$$\frac{d\epsilon'}{d\sigma} = -\tau \quad \text{eller} \quad (10)$$

$$\frac{\Delta\epsilon'}{\Delta\sigma} = -\tau \quad (11)$$

Når værdierne af  $\Delta\epsilon'/\Delta\sigma$  for forskellige frekvensintervaller afviger signifikant fra hverandre, kan det foreliggende datamateriale i mange tilfælde forklares tilfredsstillende ved at udbygge modellen til at omfatte flere tidskonstanter hørende til lineære relaksationsmekanismer.

Litteraturkilder:

Brown, Jr.; Fuller, W.

1956 "Dielectricies", bandXVII handbuch der physik, Springer - Verlag.

Carlsen, T

1967 "Elektricitetslære", Akademisk forlag

Copson, D.A.

1975 "Microwave Heating". The AVI publishing company.

Hartshorn, L., Saxton, J.A.

1958 "The dispersion and absorption of electromagnetic Waves". Band XVI handbuch der physik, Springer-Verlag.

Marion, J.B.

1968 "Classical electromagnetic radiation". Academic press.

Ohlsson, T.

1975 "Mikrovågsopvärmning av livsmedel". Göteborg, diss. 14/5-1975.

Püschner, H.

1966 "Heating with microwaves". Philips technical library.

Kapitel V.Mikrobølgers indvirkning på biologiske systemer og normfastsættelse vedrørende mikrobølgestråling.

Udover den fysiske behandling af strålingsforholdene omkring mikrobølgeovne og specielt udslipsmuligheder, udgør problemet omkring strålingens indflydelse på den menneskelige organisme et afgørende aspekt ved det såkaldte arbejdsmiljøproblem.

Andre undersøgelser har fokuseret på biologiske, medicinske aspekter, mens tilknytningen til fysikgrundlaget har været af mere underordnet betydning. Vi har her valgt, at lægge hovedvægten på det fysiske eller biofysiske grundlag omkring mikrobølgers vekselvirkning med biologiske systemer. De mere medicinske, biologiske overvejelser - ex. indflydelse på nervesystemet - behandles ikke indgående, men i stedet er diskussionen og påpegningen af uafklarede problemstillinger i forbindelse med disse fænomener kort refereret. I vurderingen af normfastsættelsen må der tages forbehold for disse begrænsninger.

Området er udviklet betydeligt i det sidste årti som resultat af en omfattende forskning, som har ført til en større produktion af publikationer (i en af de seneste bibliografier anføres over 4600 referencer (Glaser, 1977)). Derfor er der foretaget en udvælgelse af de mere centrale problemstillinger og behandlinger heraf.

### V.1.1. Indledning.

Mikrobølgestråling betegner den del af det elektromagnetiske spektrum der er placeret mellem frekvenserne 300 til 300.000 MHz (svarende til bølgelængderne i luft fra 1 m til 1 mm).

Hovedindsatsen for at afdække de helsefysiske aspekter omkring elektromagnetisk stråling har sigtet på opstilling af sikkerhedsnormer for den mest højfrekvente del af spektret, røntgenområdet, hvor skademekanismen fortrinsvis skyldes ionisering grundet strålingens høje foton-energi i denne del af spektret.

Naturen af mikrobølgers vekselvirkning med biologisk materiale er anderledes, da værdien af energi-kvantet ( $4 \cdot 10^{-3}$  eV) selv i den mest højfrekvente ( $10^{12}$  Hz) del af mikrobølgeområdet er for lav til at fremkalde ekscitationstyper, som forårsager ionisering af biologisk væv.

	Ionizing radiation					Nonionizing radiation				
Energy eV	$10^7$	$10^4$	$10^2$	$10^0$	$10^{-1}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
	γ-rays		x-rays		UV	Visible light	Microwaves	Radiofrequencies		
Wavelength cm	$10^{-11}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	IR	1,0	$10^2$	$10^4$	$10^6$
Type of interaction (prevalent)	Nuclear		Internal orbit electrons		External orbit electrons	Intramolecular and intracrystalline		Nuclear moment and external magnetic fields		

I den ikke ioniserende del af spektret hører det synlige lys, infrarødt lys, mikrobølger og radiobølger til. Mikrobølger er altså kun en begrænset del af det ikke ioniserende strålingspektrum.

Teknikken til anvendelse af mikrobølger blev udviklet under anden verdenskrig i forbindelse med radar, men har senere fået anvendelse indenfor industrielle og medicinske områder.

I takt med den stigende udvikling og anvendelse af mikrobølgeudstyr er interessen for denne strålings even-

tuelle skader skærpet. At der eksisterer helbredsmæssige problemer ved menneskets udsættelse for mikrobølgestråling har været erkendt siden begyndelsen af 50'erne. Forståelsen af strålingens påvirkning af organismen er dog stadig forbundet med en del uløste problemer og dermed også vurderingen af den potentielle sundhedsrisiko.

I dette kapitel vil vi kort referere den tidlige diskussion og baggrund for de første normfastsættelser, derefter vil vi gå over til at behandle mekanismer for vekselvirkningen mellem mikrobølger og biologisk væv, herunder termiske og ikke termiske påvirkninger og baggrunden for den nuværende strålingsnorm.

Afsnit V.1 beskriver kort den tidlige anvendelse af mikrobølger og de første iagttagelser af specielt termiske skadevirkninger. Desuden behandles baggrunden for de første normfastsættelser i USA.

Afsnit V.2 går ind i en nærmere klarlæggelse af det fysiske grundlag for vekselvirkningen mellem mikrobølger og biologisk væv. Herunder biologisk vævs dielektriske egenskaber i mikrobølgeområdet, samt forhold omkring mikrobølgers indtrængen og effektafsættelse i biologisk væv, med forskellige dielektriske egenskaber.

Afsnit V.3 behandler hvorledes mikrobølger udbredes og absorberes under forskellige simplificerede geometriske betingelser.

Afsnit V.4 vurderer dels mikrobølgers effektafsættelse i forhold til legemets varmekapacitet, hvor der ikke er skelnet imellem forskellige kropsdele eller organer, og dels betragtes de såkaldte kritiske organer forstået som avasculare områder, der er specielt udsatte for en termisk skade på grund af ringe afkølingsevne.

I afsnit V.5. tages forbehold op omkring mikrobølgers så-

kaldte ikke termiske effekter, som endnu er relativt uafklarede. Et afgørende problem er her hvori disse effekter består, samt hvilken betydning de har i forhold til de termiske.

Som eksempler på effekter hvor mekanismerne ikke er klarlagt behandles i V.6. henholdsvis mikrobølgers påvirkning af hørefunktionen og mikrobølgers indflydelse på nervesystemet. Karakteristisk specielt for påvirkning af nervesystemet er, at det menes at være en direkte strålingspåvirkning ved ret lave intensiteter. Der er dog stor uenighed om hvorvidt denne er skadelig og derfor bør tages med som baggrund for normfastsættelse.

Afsnit V.7 diskuterer den nuværende normfastsættelse og dens baggrund. I det afsluttende afsnit V.8 fremsættes nogle kommentarer til grundlaget, specielt i forhold til hvad der mangler at blive undersøgt for at en mere præcis og kvantificerbar forståelse af mikrobølgestrålingens indflydelse på den menneskelige organisme er opnået.

#### V.1.2 Nogle tidlige iagttagelser af ikke-ioniserende strålings effekt.

Interessen for mikrobølgers biologiske effekter begyndte for alvor omkring udviklingen af radaren tidligt under anden verdenskrig.

Før dette tidspunkt var den elektromagnetiske bølgegenerators effekter så lave, at der kun i meget begrænset omfang blev iagttaget skadelige effekter på omgivelserne. Allerede i 1924 blev det dog konstateret, at radiobølger (3-15 m) kunne påvirke plantevækst. I et forsøg udført af A. Gosset et. al. viste det sig at plantekopper udsat for mikrobølgebestråling hurtigt vokser ud for at

dø kort efter. Gosset mente, at fænomenet ikke alene kunne være fremkaldt af opvarmningen, men af andre ikke termiske effekter, som han ikke nærmere var i stand til at forklare naturen af. Forsøg med bestråling af dyr åbnede få år senere medicinske og terapeutiske anvendelsesperspektiver for elektromagnetisk stråling. For eksempel lykkedes det i 1928 Schereschewsky at ødelægge ondartede svulster hos mus. Efterhånden accentueres behovet for klarlægning af mekanismerne bag de terapeutiske virkninger. (Cook, 1980:325).

Selv var Schereschewsky af den opfattelse, at hans terapeutiske resultater var uden sammenhæng med termiske effekter. Dette synspunkt mødte modstand fra flere af datidens forskere, som mente, at Schereschewsky's eksperiment ikke var udført under tilstrækkeligt kontrollerede forhold og ikke var grundigt kontrolleret for varme-effekter. Denne kritik blev bekræftet af flertallet af rapporter de næstfølgende år, og hurtigt blev det synspunkt etableret, at den termiske effekt var den eneste regelmæssigt forekommende effekt som kunne begrunde højfrekvent strålings terapeutiske værdi.

En udtalelse af R.V. Christie i 1929 der er blevet gentaget af mange andre senere, karakteriserer den vægt man tillagde indlæg fra forskere, som bevarede et mere åbent syn på spørgsmålet og ikke udelukkede eksistensen af ikke termiske effekter: "Bevisbyrden er stadig hos de som påstår, at der findes andre biologiske effekter end varme-produktionen af højfrekvent strøm". (Cook, 1980:326). Opvarmningsmekanismen var dog stadig på dette tidspunkt ikke afklaret, og der var for eksempel en større diskussion om, hvorvidt varmeafsættelsen blev jævnt fordelt, eller om den kunne være selektiv i forhold til forskellige biologiske materialer.



### V.1.3 De første registreringer af mikrobølgeskader.

I 1937 blev trioden udviklet, og Lee de Forest og Bell Telephone laboratorierne fremstillede prototyper af den første magnetron, og endelig med udviklingen af klystro-  
nen i 1939 var det nu muligt at generere bølgelængder på helt ned til 10-40 cm og med en effekt på flere hundrede watt. Hermed var grundlaget til stede for den kommercielle udnyttelse af mikrobølgeteknikken.

Udviklingen i radarteknologien først og fremmest til militært brug tog sin begyndelse, og fik i lys af krigsforberedelserne så høj prioritet, at selvom de første registrerede af sundhedsmæssige gener og skader hos personalet på radaranlæg så ud til at være temmelig alvorlige, såsom varmegener (f.eks. rødmen), hårtab og temporær sterilitet, blev problemet negligeret og bortforklaret på et spinkelt grundlag.

På forskellige amerikanske laboratorier vendte interessen for den medicinske brug af elektromagnetiske bølger, og dermed nu også mikrobølger, tilbage efter krigen. Et eksempel på dette var et arbejde af J.F. Herrich. Under krigen arbejdede han på MIT, men de fleste af hans resultater blev holdt hemmelige til efter krigen. Han havde konstateret, at forskellige dele af atmosfæren absorberede mikrobølger ved visse bølgelængder. Dette foranledigede en mistanke om, at forskellige vævstyper i kroppen absorberer mikrobølgestråling ved forskellige bølgelængder, og dette kunne betyde, at opvarmning af biologisk materiale kunne foregå selektivt.

Dette blev eksperimentelt bekræftet i 1947 af Krusen (Cook, 1980:332). Samtidig kom de første beskrivelser af mikrobølgestrålings skadevirkninger på forskellige organer. Det beskrives, hvordan grå stær udvikles hos hunde bestrålet direkte af mikrobølger, der konstateredes linseuklarheder hos kaniner og testikeldegenerationer hos rotter. Krusens opfattelse var, at da mikrobølger afsætter varme i biologisk væv, måtte de fysiologiske skader lettest opstå i avasculære områder, hvor blodgennemstrømningen ikke bidrager effektivt til at afkøle området.

Sådanne karakteristiske områder er øjne og testikler. Resultaterne fik dog i første omgang ikke afgørende betydning, og så sent som i 1952 betvivles det i en artikel i Journal of the American Medical Association, at mikrobølgestråling og udviklingen af skader på øjet skulle have nogen sammenhæng.

Denne usikkerhed i miljøet sat op overfor vigtigheden af de tekniske anvendelser forhindrede, at der blev taget alvorlige initiativer til at fastsætte sikkerhedsnormer, indtil de registrerede skader var så signifikante, at de fik karakter af egentlige masseskader hos personalet i industrien. For eksempel konstaterer McLaughlin i 1952 på Hughes Aircraft-Corporation, at mellem 75-100 personer ud af en arbejdsstyrke på 6000 havde indre blødninger, nogle så alvorligt, at der måtte foretages blodtransfusioner. Og ligeledes konstateres, at flere arbejdere led af grå stær og konstant hovedpine. (Cook, 1980:332).

På baggrund af disse og adskillige andre alarmerende undersøgelser bliver frygten for at blive overrasket af den store katastrofe overhængende. Industri og militær så det derfor nødvendigt at udarbejde generelle grænseværdier for den maksimale strålingsintensitet.

#### V.1.4 De første normfastsættelser.

Flere firmaer, der arbejdede med mikrobølgeteknik, for eksempel General Electric og Bells Telephone var ~~dog~~ allerede i 1953-54 begyndt at etablere interne sikkerhedsstandarder for den maksimale strålingsintensitet, som deres arbejdere kunne tillades at udsættes for. General Electric og Bells Laboratory begrundede deres sikkerhedsnormer ud fra studier af grå stær hos radararbejdere, hvor faregrænsen vurderedes til at være ved  $1 \text{ mW/cm}^2$ .

General Electric sætter herefter en sikkerhedsfaktor til 1000 og dermed deres standard til  $1 \text{ mW/cm}^2$ . Bells Laboratory vælger en sikkerhedsfaktor på 10.000 og dermed deres standard til  $0,1 \text{ mW/cm}^2$ . (Püschner, 1966:236).

Ifølge fig.1 ses udviklingen i grænseværdiens størrelse på forskellige større amerikanske virksomheder og de forskellige

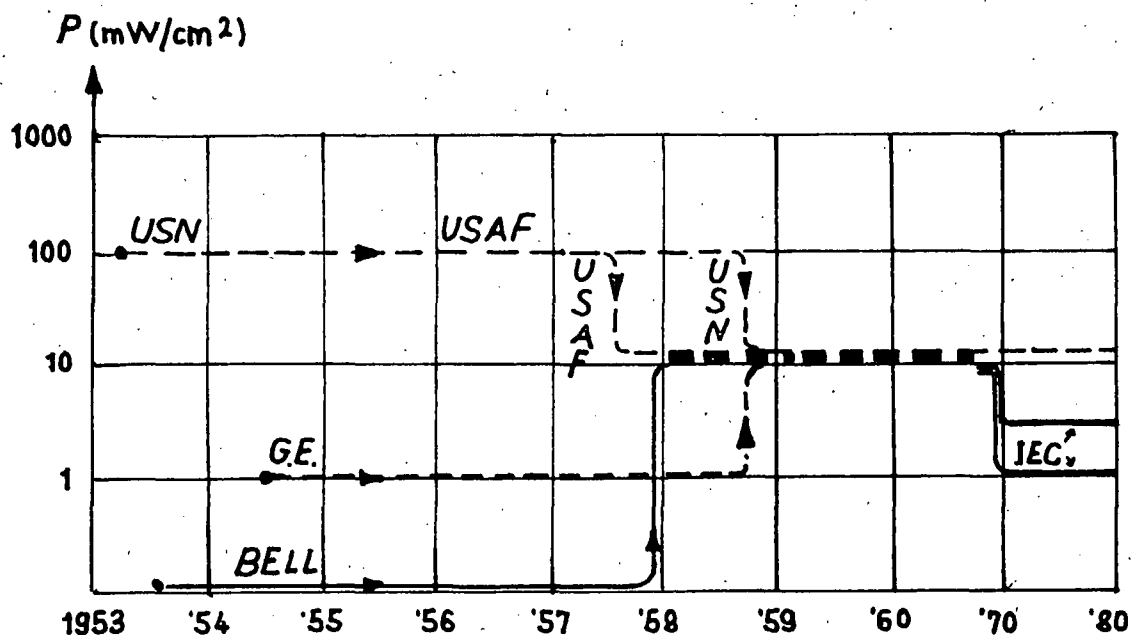


Fig. 1. Maksimal tilladte strålings-intensitet for forskellige virksomheder. (USN: United States Navy, USAF: United States Air Forces, G.E.: General Electric, BELL: Bells Laboratories, IEC: Internationale Elektroniske Kommission) Udviklingen fra 1953 til 1980.

(tildels efter Püschner, 1966:236)

militære værn, samt for Den Internationale Elektroniske Kommission. (Nærmere beskrevet V.7.)

#### V.1.5 Tri-Service programmet og den første officielle normfastsættelse.

Det amerikanske militær var, som tidligere omtalt, allerede fra anden verdenskrig meget engageret i anvendelsen af mikrobølgeteknikken, men dets interesse for fastsættelsen af strålingsgrænser startede først i begyndelsen af 1950'erne. Forskningen foregik dels på militærets egne institutter, og dels som kontraktforskning på forskellige universitetslaboratorier.

Aktiviteterne bliver i perioden 1957-60 koordineret under de såkaldte Tri-Service programmer, og arbejdet her bliver det afgørende grundlag for normfastsættelsen også indenfor de mere industrielle anvendelser af mikrobølger.

På et af disse projekter arbejdede Hermann Schwan. Schwan betvivler de eksisterende eksperimentelle teknikkers resultater og foreslår at anvende biofysiske kalkulationer. På baggrund af antagelser om hvordan mikrobølger af forskellig frekvens absorberes i forskellige vævs typer og omdannes til varme, udviklede han det teoretiske grundlag for, hvordan skader kan opstå.

Dette teoretiske grundlag viste sig at kunne verificeres eksperimentelt, og arbejdet blev et vigtigt grundlag for senere klinisk forskning og politiske beslutninger omkring faregrænser. Vi vil senere i afsnit V.2 gå mere i detaljer med specielt Schwans senere arbejde.

I Tri-Service programmet bestod en primær del af undersøgelserne i at

udsætte visse dyrearter for mikrobølgestråling for at beskrive iagttagne effekter. For at sikre, at skadeseffekter kunne studeres, blev de fleste eksperimenter udført et godt stykke over den intensitetsværdi på  $100 \text{ mW/cm}^2$ , som man på forhånd vidste fremkaldte termiske skader.

Som følge af denne eksperimentelle procedure, oversteg den afsatte effekt i hovedparten af eksperimenterne forsøgsdyrets kapacitet til at afgive varme i form af f.eks. respiration og blodcirkulation. Under sådanne omstændigheder måtte uundgåeligt optræde skader af uomtvistelig termisk oprindelse. Og ikke overraskende med tilstrækkelig styrke til at overdøve eventuelle ikke termiske skader.

Tri-Service programmets forsøgsplaner resulterede derfor uvægerligt i, at hovedparten af de indsamlede data stemte overens med den opfattelse, at effekten af mikrobølgestråling er termisk i sin natur og ikke signifikant på eller under  $100 \text{ mW/cm}^2$ .

Når man skal forstå, hvorfor undersøgelser af kroniske effekter ikke blev igangsat, er det relevant at pege på nogle særlige vanskeligheder og omkostninger langtidsundersøgelser er behæftet med. For eksempel skal man betjene sig af relativt længerelevende dyrearter, og det vil oftest betyde store dyr, samtidig med, at udskillelsen af de inducerede effekter - som i sagens natur er svage - fra baggrunden enten er praktisk umulige eller kræver temmelig store forsøgspopulationer. Omkostningerne ved langtidskontra korttidsundersøgelser er derfor betragtelig større, og langtidsundersøgelser forlanger vel derfor i almindelighed særskilt interesse for at blive igangsat. Man kan i denne forbindelse hæfte sig ved, at militærets interesse i mikrobølgeteknikkens potentielle skader skyldtes frygten for uoverskuelige skader ved betydelige udslip, for eksempel ved radarinstallationer.

Sikkerhedsnormer som opererer med meget lave intensiteter vil i praksis umuliggøre anvendelse af mikrobølger til radar- og kommunikationsformål, mens lave intensitetsnormer ikke er uforenelige med udbredelsen af visse andre tekniske anvendelser af mikrobølger, f.eks. til opvarmningsformål. Behovet for sikkerhedsnormer melder sig naturligvis først i anvendelsesområder, hvor miljøet udsættes for intensiteter, der er tilstrækkeligt store til, at de sundhedsmæssige følger viser sig under eksponeringen eller giver sig til kende kort tid efter, og det ville sige indenfor radar- og kommunikationsområdet.

Udgangspunktet for de helsefysiske undersøgelser lå indenfor radar- og kommunikationsområdet, og ikke alle intensitetsniveauer indgik derfor med lige vægt i undersøgelserne. Således måtte undersøgelser af eventuelle kroniske effekter af længerevarende lavintensitetseksponeringer vige for bestemmelsen af intensitetstærsklen for fremkaldelsen af skadelige stigninger i legemstemperaturen hos bestrålede personer. Desuden søgtes fastlagt forsvarlige eksponeringstider til brug i de tilfælde, hvor krav om nedsættelse af intensitetsniveauet til sikkerhedsgrænsen kunne tænkes at komme i konflikt med bevarelsen af vigtige anvendelsesområder.

## V.2. Biologisk vævs dielektriske egenskaber.

### V.2.1. Indledning.

Elektromagnetiske bølgers energiafsættelse og udbredelse i uperfekte dielektrika, som omtales i kap. I.7 og kap. IV, danner det fysiske grundlag for fastsættelse af sikkerhedsnormer indenfor mikrobølgeområdet. Her blev det nævnt,

at energiafsættelsen både kan tolkes som et lednings- og et dielektrisk relaksationstab.

- Schwan (Schwan, 1971 /74) beskriver effektafsættelsen i biologisk materiale med udgangspunkt i disse to tabs-typer og de tilhørende makroskopiske elektriske stofegenskaber karakteriseret ved ledningsevnen og dielektricitetskonstanten.

### V.2.2. Biologisk vævs dielektriske egenskaber i forskellige frekvensområder.

Det har vist sig at biologisk materiale almindeligvis ikke har magnetiske egenskaber, og dets permeabilitet  $\mu$  er derfor tæt på permeabiliteten i vakuum  $\mu_0$ . Derimod viser det sig at udover at være stof- og temperaturafhængig er både ledningsevne  $\rho$  og dielektricitetskonstanten  $\epsilon$  stærkt frekvensafhængige. Figur 2 viser grovstrukturen i det typiske dispersionsmønster fra de lave frekvenser op til mikrobølgeområdet for den dielektriske egenskab af muskelvæv, men dette mønster gælder stort set alle vævstyper.

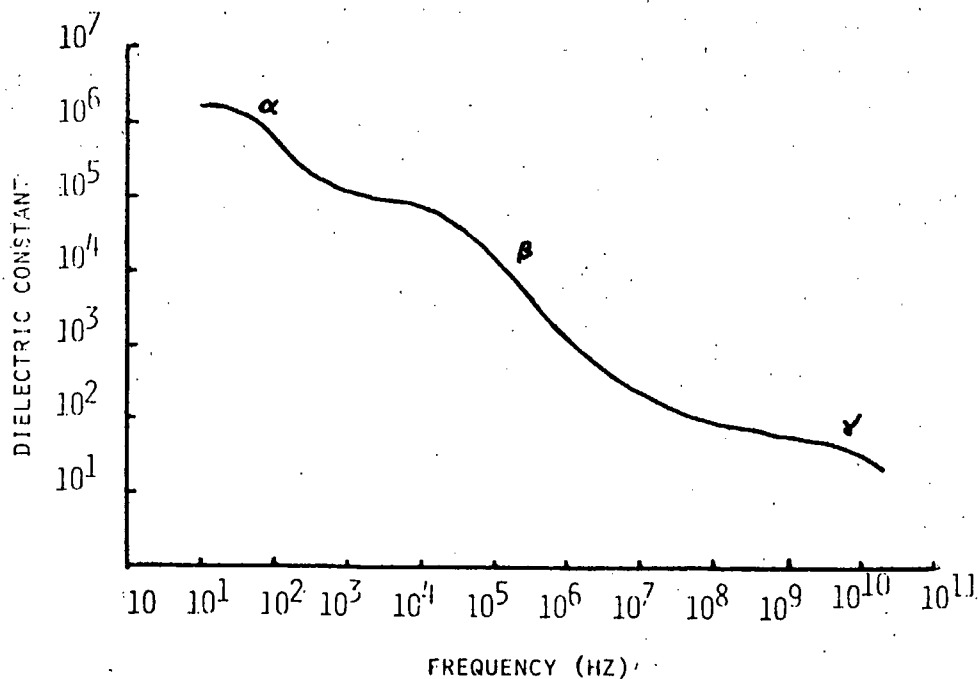
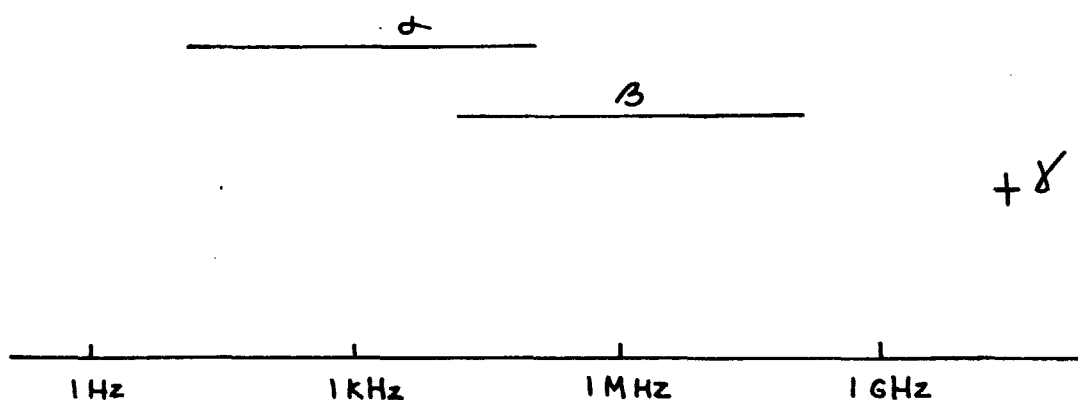


Fig. 2. Dispersion af dielektricitets konstanten i muskelvæv. (Schwan, 1974:5)

I det lave frekvensområde  $\alpha$  forårsages dispersionen fortrinsvis af elektroforese og ionrelaksationer, i mellemområdet  $\beta$  hidrører relaksationsmekanismerne fra inhomogene strukturer, f.eks. polariserede membraner adskilt af intra- og ekstracellulære væsker, og i mikrobølgeområdet  $\gamma$  er det primært permanente dipoler, først og fremmest vand i form af "frit" vand, elektrolytter eller kemisk bundet vand.

De karakteristiske frekvenser, hvor disse tre mekanismer råder, varierer afhængigt af det betragtede biologiske materiale. På figur 2 kan aflæses de karakteristiske frekvenser for muskelvæv. F. eks. kan det ses, at dispersionen, som stammer fra inhomogene strukturer er kraftig ved 0.1 kHz. Mens f.eks. den tilsvarende dispersionseffekt for blodceller er centreret omkring 2 kHz. Dette forhold kan belyses af figur 3, hvis intervaller angår variationsbredden for de karakteristiske frekvenser hørende til de tre mekanismer i forskellige biologiske materialer, og krydset viser den karakteristiske frekvens for vand.



Figur 3. Intervaller for de karakteristiske frekvenser af forskellige biologiske systemer. (Schwan, 1974:7).



Hidtil er en lignende opsummering af ledningsevnen i biologisk materiale ikke foretaget, men ledningsevnen vokser i hovedtrin proportionalt med dielektricitetskonstantens fald i overensstemmelse med det modelmæssige krav om, at forholdet mellem ændringerne af  $\epsilon$  og  $\sigma$  er givet ved  $\frac{\Delta \epsilon}{\Delta \sigma} = -\tau$ , hvor  $\tau$  er den pågældende relaxationsmekanismes tidskonstant, jævnfør afsnit IV.6 formel 11.

Dielektricitetskonstanten og den elektriske ledningsevne kan i hver af disse områder beskrives af ligninger, som i de simpleste tilfælde er opbygget som:

$$\epsilon'_r(\omega) = k_1 + \frac{k_2}{1 + (\omega\tau)^2}$$

$$\sigma(\omega) = k_3 + \frac{k_4(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2}$$

hvor  $\omega$  er den cykliske frekvens,  $\tau$ , relaxationsens tidskonstant, og de øvrige konstanter bestemmes af henholdsvis dielektricitetskonstantens og ledningsevnets værdi ved dispersionsintervallets indledning og afslutning. Opbygningen af  $\epsilon'_r(\omega)$  blev der argumenteret for i kap. IV.5, og hviler på antagelsen om, at relaxationen kan beskrives ved en enkelt tidskonstant. Strukturen af  $\sigma(\omega)$  fremkommer udfra relationen  $\sigma = \omega \epsilon''$  og udtrykket for  $\epsilon''$  jævnfør IV.5.

### V.2.3. Biologisk vævs dielektriske egenskaber i mikrobølgeområdet.

I det følgende koncentrerer interessen om mikrobølgeområdet og ærindet er at præsentere nogle typiske resultater for dielektricitetskonstanten og ledningsevnen i

biologiske væv.

I biologisk væv er indholdet af vand som bekendt højt, dog varierende efter de forskellige typer af væv. Således indeholder blod omkring 90% vand, hud-, muskel- og hjernevæv samt indre organer 80% vand, og ben-, fedt- og senevæv omkring 50% vand.

For væv med højt vandindhold er det erfaret, at de dielektriske egenskaber i mikrobølgeområdet, udtrykt ved dielektricitetskonstanten  $\epsilon$  og ledningsevnen  $\sigma$ , kan komprimeres i to simple ligninger:

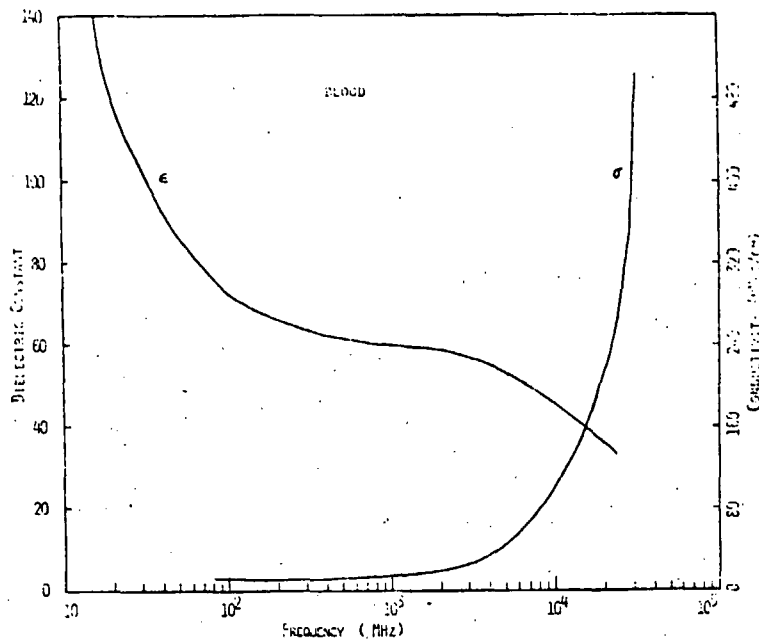
$$\epsilon' = 5 + \frac{70 - P}{1 + (1,5/\lambda)^2} \quad (1)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{70 - P}{60\lambda} \cdot \frac{(1,5\lambda)^2}{1 + (1,5\lambda)^2} \quad (2)$$

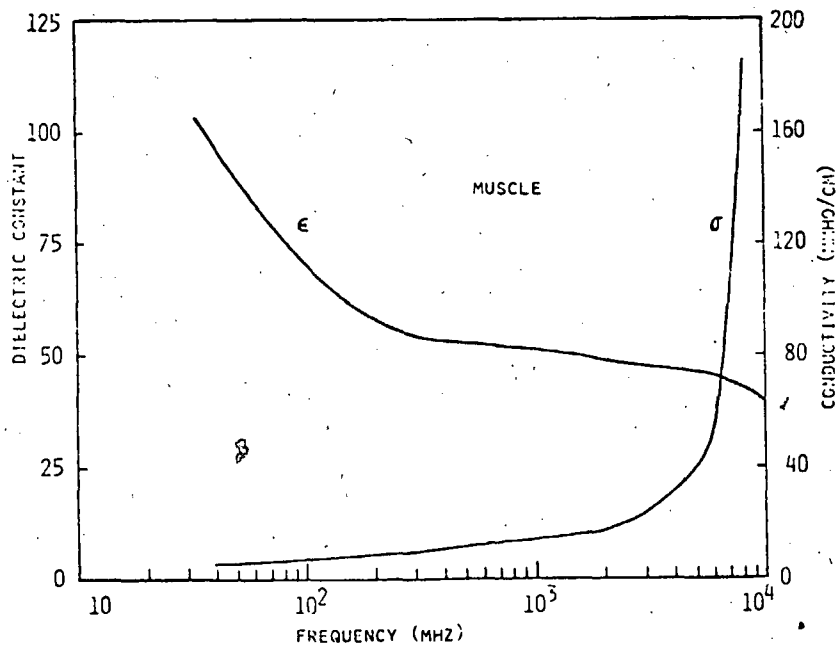
hvor  $\lambda$  (cm),  $\sigma$  (mhos/cm),  $P$  rumfangsandelen af makromolekyler,  $\sigma_0$  er lavfrekvensledningsevnen og afhænger af saltindholdet. (Schwan, 1971:147).

For væv med højt vandindhold kan  $\epsilon$  og  $\sigma$  beregnes ud fra ligningerne (1) og (2) med en usikkerhed på under 10% på basis af makromolekylernes vægtprocent og den mikrobølgelængde man opererer ved. (Schwan, 1971:148).

Figur 4 viser dielektricitetskonstanten og ledningsevnen for blod (a) og for muskel (b) som funktion af frekvensen. Kurvernes forløb er typiske for biologisk materiale med højt vandindhold.  $\epsilon$  er aftagende ved lave mikrobølgefrequenser og stabiliseres omkring 0,1 GHz for at falde brat ved 10 GHz, i området mellem 0,1 og 10 GHz er permitiviteten nærved konstant, hvilket skyldes, at dette område er mellem  $\beta$  og  $\delta$  dispersionerne.



(a)



(b)

Fig. 4. Dielektricitets konstant  $\epsilon$  og ledningsevne  $\sigma$  af blod (a) og muskel (b) i mikrobølgeområdet

Det sidste fald er forårsaget af tilstedeværelsen af vand, da det er i  $\gamma$  dispersionsområdet hvor ændringen for vand foregår hurtigt.

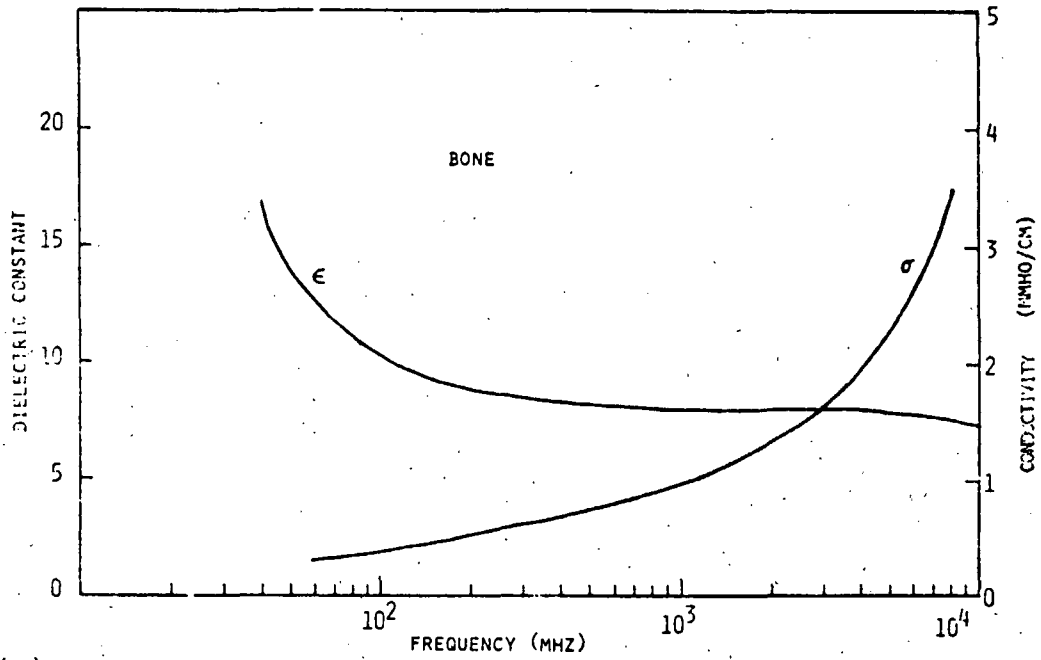
For ledningsevnen  $\sigma$  ses i figur 4 (a, b) at dispersionen er lille ved lave frekvenser og meget udtalt i omegnen af 2 GHz. Den kraftige stigning her skyldes, at vands ledningsevne ændres kraftigt i dette område.

Den dielektriske adfærd af biologisk væv med lavt vandindhold såsom fedtvæv, er knap så kvantitativt forstået, fordi forholdet mellem frit og forskellige typer bundet vand ikke er klarlagt.

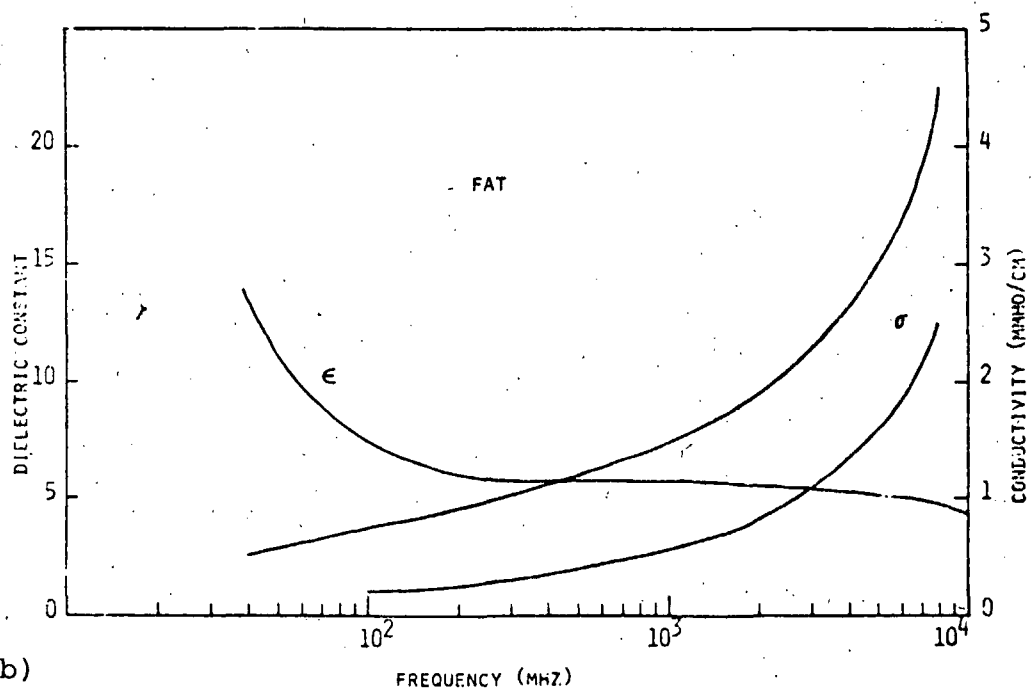
Mekanismerne for de dielektriske egenskaber er betydeligt mere komplicerede. Endvidere er målingerne på disse vævstyper forbundet med betydelige vanskeligheder, idet det ikke er muligt at behandle f.eks. fedtvæv in vitro uden at der sker ændringer i sammensætningen af fedt og vand. Tilstrækkelig præcise måleteknikker in vivo er først ved at være udviklet. Det kan dog med nogen sikkerhed siges at dielektricitetskonstanten og ledningsevnen i væv med lavt vandindhold er en størrelsesorden lavere i forhold til tilsvarende værdier for væv med højt vandindhold. Se figur 5 a og b.

Sammenhængen mellem vandindhold og dielektricitetskonstanten er som man vil forvente. Mens vand har en høj dielektricitetskonstant, har fedt en lav, hvorfor dielektricitetskonstanten i fedtvæv stiger med vandindholdet - se figur 6a. Ledningsevnen stiger ligeledes med stigende vandindhold, som det ses på figur 6b.

Figur 6 a og 6 b viser begge måleresultater ved mikrobølgefrequenser på 0.9 GHz, men resultater fra andre mikrobølgefrequenser giver det samme kvalitative bille-

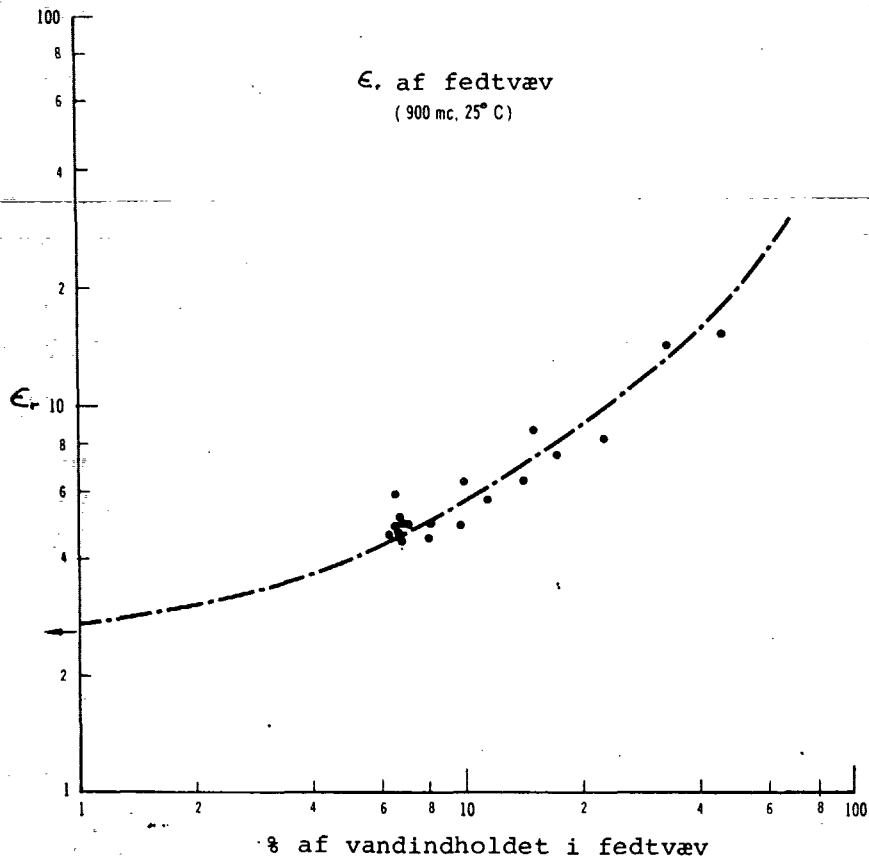


(a)

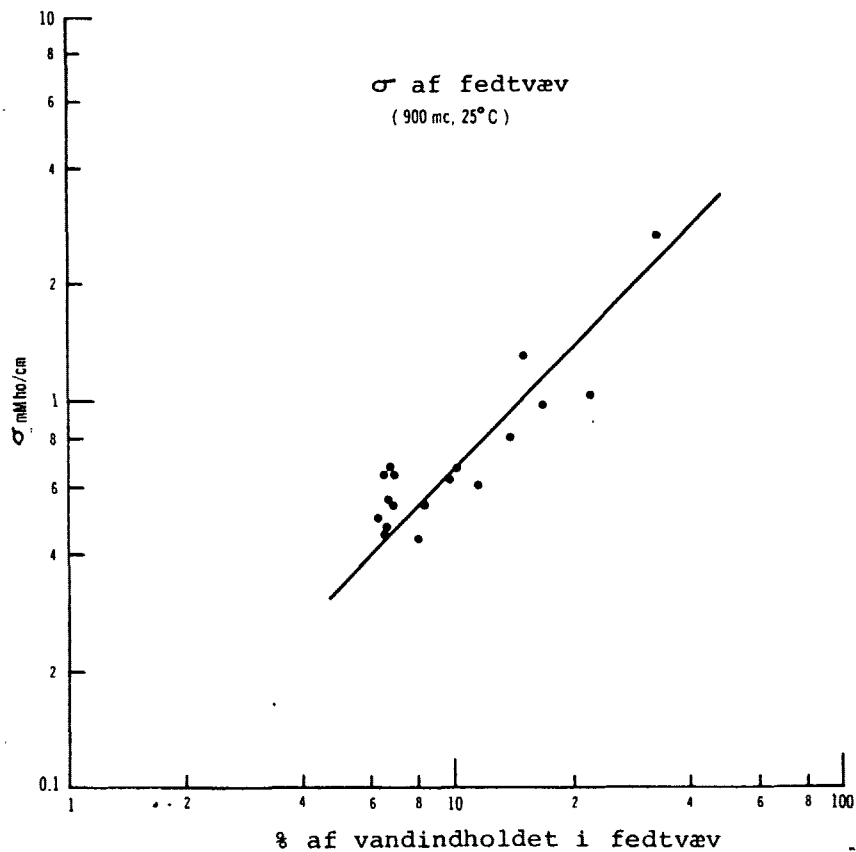


(b)

Fig. 5. Dielektricitets konstanten  $\epsilon$  og ledningsevnen  $\sigma$  for benvæv (a) og fedtvæv (b) i mikrobølgeområdet.



(a) Dielektricitets-konstanten i fedtvæv som funktion af dets vandprocent. (Schwan, 1971:148)



Figur 6. (b) Ledningsevnen i fedtvæv som funktion af dets vandprocent. (Schwan, 1971:148)

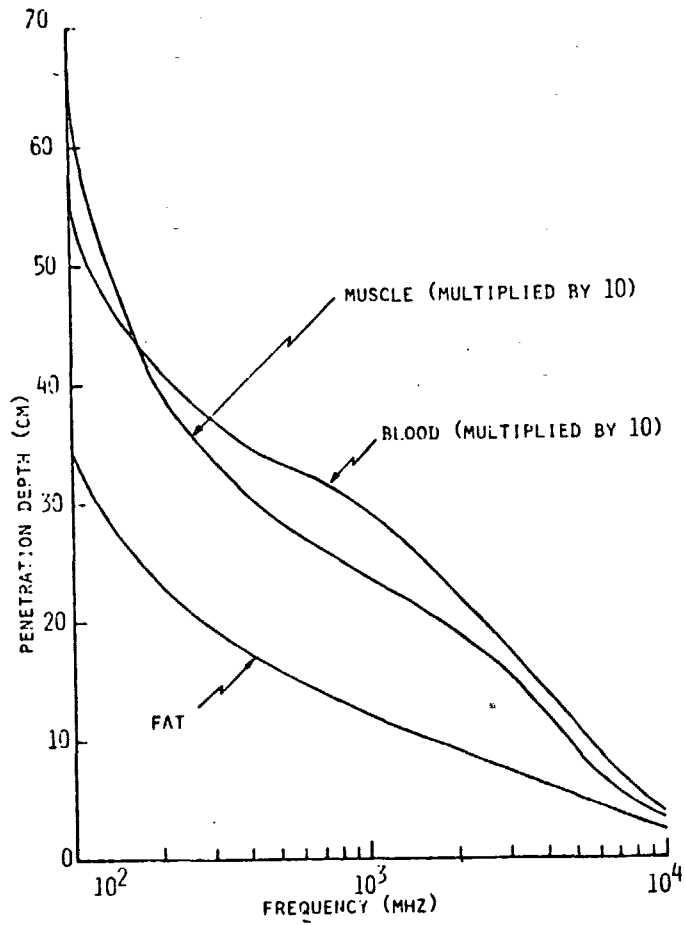
de, dog korrigeret for frekvensafhængigheden.

Foruden vævskarakteristikkens betydning for  $\epsilon$  og  $\sigma$  er  $\epsilon$  og  $\sigma$  ligeledes temperaturafhængige, dog således, at  $\epsilon$  kun ændres ganske lidt,  $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$  er mellem 0,2 og 1,3%/C<sup>0</sup> medens der for  $\sigma$  er en noget større afhængighed idet  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$  er mellem 1,0 og 5%/C<sup>0</sup>.

#### V.2.4. Indtrængningsdybden i biologisk væv.

Af beskrivelsen i kap. I.6.2 fremgår, at elektromagnetisk strålings effektabsættelse i uperfekte dielektrika og dertil knyttede størrelser som indtrængningsdybden,  $d = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\mu}}$ , kan udtrykkes analytisk ud fra dielektrikaets elektriske egenskaber specificeret ved dets dielektricitetskonstant og ledningsevnen, og følgelig forandres med disse når frekvensen varierer. Kendskabet til specielle vævs elektriske egenskaber tillader derfor kalkulationer af absorptionsstørrelser som f.eks. indtrængningsdybden ved forskellige frekvenser.

Beregninger viser, at indtrængningsdybdens frekvensafhængighed er ret forskellig i lave og høje frekvensområder. For væv med højt vandindhold, f.eks. blod og urin (se figur 7), vil der i det lave frekvensområde  $60\lambda > \frac{\epsilon}{\sigma}$  for  $d$  følge en  $\omega^{-1/2}$  lovmæssighed. Ved høje frekvenser, det vil sige  $60\lambda < \frac{\epsilon}{\sigma}$  falder indtrængningsdybden efter en  $\omega^{-2}$  lovmæssighed. For væv med lavt vandindhold, f.eks. fedt, aftager indtrængningsdybden eksponentielt med stigende frekvens, og indtrængningsdybden er omkring en faktor 10 større end for f.eks. blod i frekvensintervallet for mikrobølger.



Figur 7. Indtrængningsdybden  $d$  i blod-, muskel- og fedtvæv som funktion af frekvensen. (Lin, 1978:22)



### V.3. Udbredelse af mikrobølger i simplificerede geometriske modeller.

#### V.3.1 Indledning.

Når mikrobølger bestråler et biologisk objekt ændres mikrobølgernes udbredelse på grund af det biologiske materiales forskellige dielektriske egenskaber. Feltintensiteten, bølgelængden, udbredelsesretningen og polarisationsplanet bliver påvirket ved fænomener som refleksion, diffraktion, spredning, absorption, interferens og polarisation.

Almindeligvis består et biologisk objekt af forskellige, adskilte "lag" af materialer med forskellige dielektriske egenskaber, og med en kompleks geometri.

For at udskille de enkelte fænomener kan det derfor være hensigtsmæssigt at betragte geometrisk simplificerede modeller til beskrivelsen af vekselvirkningen mellem mikrobølgestråling og biologisk væv.

Det følgende behandler hvorledes mikrobølgefeltet absorberes under forskellige simplificerede ydre betingelser. Der behandles absorptionen ved en plan bølges indfald på plane grænseflader mellem biologiske materialer med forskellige dielektriske egenskaber, foruden absorptionsmønstret ved indfald på en kugle.

Ved mikrobølgers indtrængen i biologisk materiale vil der som bekendt ske en absorption af bølgens energi.

Effektabsættelsen eller opvarmningen, som finder sted pr. enhedsvolumen i det biologiske væv, opfattet som et uperfekt dielektrikum, udtrykkes ifølge del 2, I.6.2

(52):

$$\mu = \frac{1}{2} \omega \epsilon'' E^2 = \frac{1}{2} \omega E_0^2 \epsilon' \tan \delta \quad (3)$$

$$\text{hvor } \delta = \frac{\sigma_e}{\omega \epsilon}$$

eller

$$\mu = \frac{1}{2} \sigma_e E_0^2, \text{ da } \sigma_e = \omega \epsilon'' \quad (4)$$

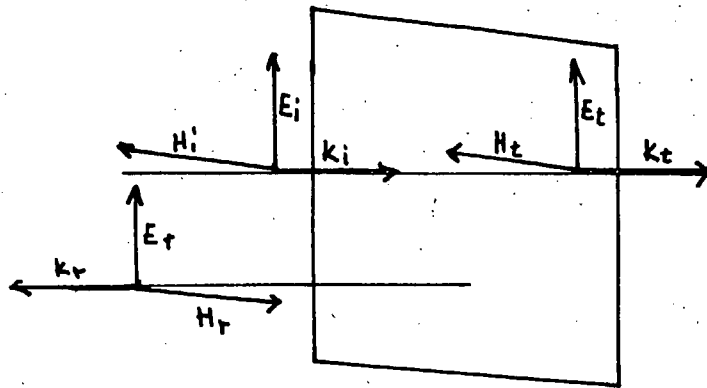
hvor  $E_0$  er den maksimale værdi af det elektriske felt i bølger.  $\sigma_e$  er den effektive ledningsevne.

Denne specifikke absorptions hastighed betegnes SAR (Specific Absorptions Rate) og måles i watt/kg.

Når en mikrobølge udbreder sig fra luft ind på et biologisk materiale vil der ved grænsefladen dels ske en refleksion af bølgen og dels en transmission. Ligeledes vil der når mikrobølgen udbreder sig i et sammensat biologisk materiale ved grænselaget fra en vævstype til en anden med forskellige dielektricitetskonstanter ske en refleksion og en transmission.

### V.3.2 Refleksion og transmission ved vinkelret indfald på en grænseflade.

Hvis en plan elektromagnetisk bølge udbreder sig fra et uperfekt dielektrisk medie (1) til et andet (2), vil der dels reflekteres en bølge ved grænselaget og dels transmitteres en bølge gennem grænselaget ind i medie 2.



Figur 8.

I tilfældet vist på figur 8 udbreder bølgen sig vinkelret på grænselaget. Det elektriske felt  $\vec{E}$  for henholdsvis den indfaldne bølge, den reflekterede og den transmitterede bølge er parallelle, dette gælder ligeledes for H-feltet.

Fra del 2, I.6.2 (49) har vi, da biologiske medier kan betragtes som uperfekte dielektrika, at :

$$H = H_0 e^{(j\omega t - \alpha z - j\beta z)} \quad (5)$$

og

$$E = Z H_0 e^{(j\omega t - \alpha z - j\beta z)} \quad (6)$$

$$E = Z H \quad (7)$$

hvor impedansen

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left( 1 - \frac{3}{8} \left( \frac{\sigma_c}{\omega \epsilon} \right)^2 + j \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_c}{\omega \epsilon} \right)^2 \right)$$

For uperfekte dielektrika gælder, at  $\frac{\sqrt{\epsilon}}{\omega \epsilon} \ll 1$  og dermed bliver impedansen tilnærmelsesvist

$$Z \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (8)$$

Den indkommende bølges felter betegnes  $E_i, H_i$ , den reflekterede bølges felter  $E_r, H_r$ , mens den transmitterede består af  $E_t$  og  $H_t$ .

Den indkomne bølge, hvor  $E_i = Z_1 H_i$ , vil give anledning til en transmitteret bølge, hvor  $E_t = Z_2 H_t$  og en reflekteret bølge hvor  $E_r = -Z_1 H_r$ . Det negative fortegn fremkommer ved, at  $H_r$  faseforskydes  $\pi$  i forhold til  $H_i$ .

Ifølge del 2, I.2.1 (7) er grænsebetingelsen for overgangen fra et medie til et andet  $\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0$ .

I det her betragtede tilfælde er feltet i medie 1

$E_i + E_r$  medens feltet i medie 2 er  $E_t$ . Da vi her betragter det vinkelrette indfald fås

$$E_i + E_r = E_t \quad (9)$$

For uperfekte dielektrika, hvor forskydningsstrømtætheden dominerer over den effektive strømtæthed, når dielektrikaet nærmer sig det perfekte, bliver ledningsevnen forsvindende og grænsebetingelserne for H-feltet (del 2, I.2.1 (8))

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{k} \rightarrow 0 \quad (10)$$

hermed fås for H-feltet

$$H_i + H_r = H_t \quad (11)$$

Ved indsættelse i (7) udtrykt ved de tre bølger fås:

$$2 E_i = \left( \frac{Z_1}{Z_2} + 1 \right) E_t \quad (12)$$

$$2 E_r = \left( -\frac{Z_1}{Z_2} + 1 \right) E_t \quad (13)$$

hermed er forholdet:

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (14)$$

og

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (15)$$

$r$  og  $t$  betegner forholdet mellem det reflekterende henholdsvis transmitterende felt for vinkelrette indfald.

Permeabiliteten  $\mu$  af biologisk materiale kan regnes for at være lig med permeabiliteten i vakuum,  $\mu_0$  i frekvensområdet for mikrobølger; for medie 1 og 2 gælder derfor  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ . Heraf følger at (8) skrives som:

$$Z \approx \sqrt{\frac{1}{\epsilon}} \quad (16)$$

$r$  og  $t$  kan derfor udtrykkes ved de komplekse permitiviteter udfra (8) og (14) således:

$$r = \frac{\sqrt{\epsilon_1^*} - \sqrt{\epsilon_2^*}}{\sqrt{\epsilon_1^*} + \sqrt{\epsilon_2^*}} \quad (17)$$

$$t = \frac{2 \sqrt{\epsilon_1^*}}{\sqrt{\epsilon_2^*} + \sqrt{\epsilon_1^*}} \quad (18)$$

Da den indkomne og reflekterede bølge udbreder sig i det samme medie, og intensiteten  $S$  er proportional med feltet i kvadrat, er den brøkdel af den indfaldne intensitet der reflekteres:

$$R = \frac{S_r}{S_i} = \frac{E_r^2}{E_i^2} \quad (17)$$

Andelen af den indkomne bølges intensitet der reflekteres er dermed  $r^2$ , medens andelen af den indkomne bølges intensitet, der transmitteres er  $(1 - r^2)$  eller ved anvendelse af udtrykkene i (17) og (18) :

$$T = \frac{S_t}{S_i} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} t^2 \quad (20)$$

Bølgen udbreder sig fra et medie med den komplekse dielektricitetskonstant  $\epsilon_1^*$  til et medie med den komplekse dielektricitetskonstant  $\epsilon_2^*$  og med en lagtykkelse af medierne meget større end indtrængningsdybden  $d$ . Som beskrevet i del 2, IV.3 kan den relative komplekse dielektricitetskonstant udtrykkes således:

$$\epsilon_r = \epsilon^* / \epsilon_0 = (\epsilon_r' - j \epsilon_r'')$$

hvor  $\epsilon_0$  er permittiviteten i vakuum,  $\epsilon^*$  den komplekse permittivitet,  $\epsilon_r''$  er tabsfaktoren.  $\epsilon_r''$  er afhængig af den effektive ledningsevne  $\tilde{\sigma}_e$ . Den er knyttet til lokale ladningsforstyrrelser som ikke resulterer i en makroskopisk strøm, det vil sige dielektrisk tab, som kan tolkes som ohmsk ledningstab:

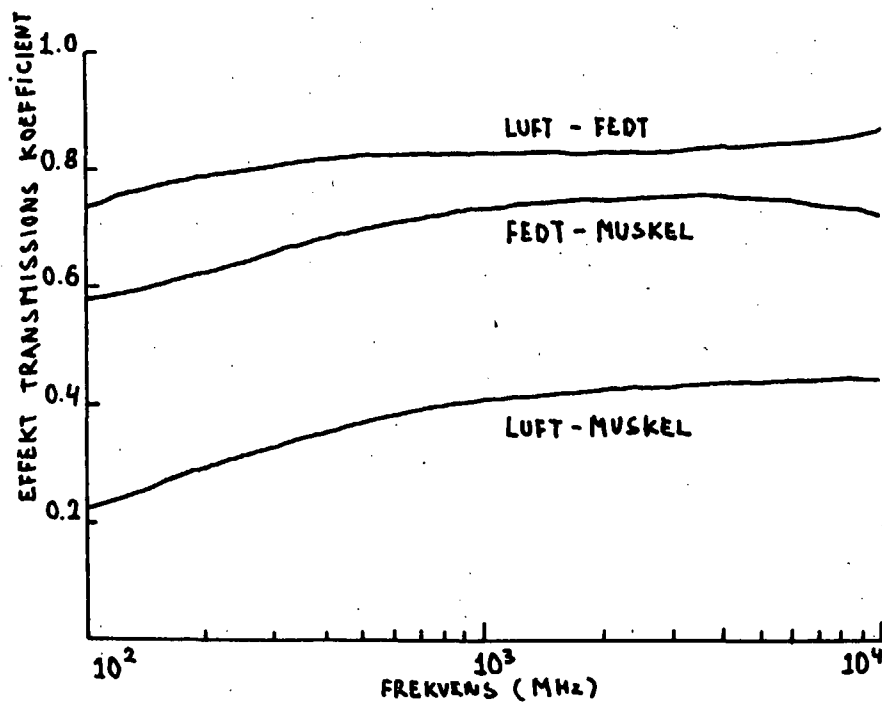
$$\epsilon_r'' = \tilde{\sigma} / \omega \cdot \epsilon_0$$

Herved kan den komplekse dielektricitetskonstant udtrykkes som følger:

$$\epsilon^* = \epsilon_0 (\epsilon_r' - j \sigma / \omega \epsilon_0) \quad (21)$$

Da  $\epsilon_r'$ ,  $\sigma$  og  $\omega$  kan måles, og  $\epsilon_0$  er kendt, kan  $\epsilon^*$  bestemmes og dermed kan  $\gamma$  og  $t$  udregnes. Se tabel (1) og figur 9.

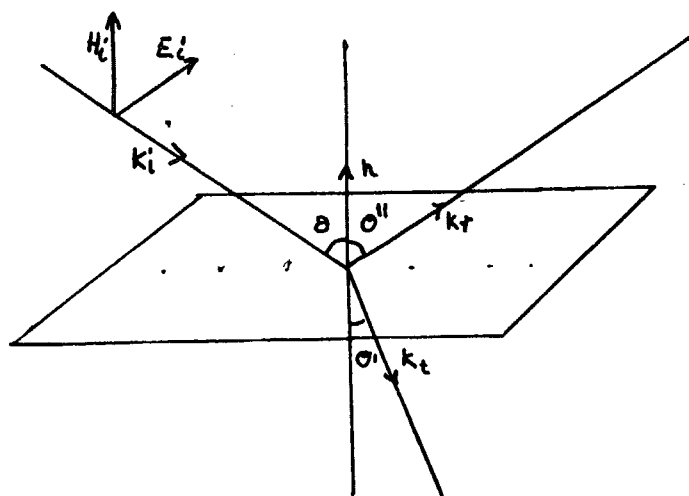
Den transmitterede andel for plane bølgers vinkelrette indfald på typiske grænseflader af biologisk materiale er illustreret på figur 9. Den transmitterede effekt ved luft/fedt er omkring dobbelt så stor som ved luft/muskel grænsen. Luft/fedt og fedt/muskel transmitterer relativt høje andele af den indkommende intensitet hvilket betyder, at jo tættere værdien af dielektricitetskonstanterne er på hinanden, des større er den transmitterede effekt.



Figur 9. Effekt transmissions koefficienten ved vævsgrænseflader. (Stuchly, 1978:23)

### V.3.3 Reflektion og transmission af mikrobølger med vilkårlig indfaldsvinkel.

Ser vi på en plan bølge, med  $E$  vinkelret på indfaldsplanet, der udbreder sig fra et medie 1 ind på en plan grænseflade til et andet medie 2 med vinklen  $\vartheta$ , vil der dels dannes en bølge der reflekteres efter retningen  $\vartheta''$  i medie 1, og en bølge der brydes og udbreder sig ind i medie 2 i retningen  $\vartheta'$ , se fig.10.



figur 10.

Normalvektoren  $\vec{n} \perp \vec{E}$  og bølgevektoren  $\vec{k} \perp \vec{E}$  er af samme størrelse i samme medie 1. Da  $u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$  og  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$  gælder

$$\frac{|\vec{k}_i|}{|\vec{k}_t|} = \frac{u_2}{u_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \quad (22)$$

hvor  $u_1$  og  $u_2$  og  $\epsilon_1, \epsilon_2$ , er henholdsvis fasehastighederne og dielektricitetskonstanterne i medie 1 og 2.

Under anvendelse af Huygens princip og antagelsen af bølgen udbreder sig med forskellig hastighed i de to medier fås udfra geometriske betragtninger :



$$\frac{\sin \mathcal{D}}{\sin \mathcal{D}'} = \frac{u_1}{u_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (23)$$

Da den indkomne og reflekterede bølge udbreder sig i det samme medie er  $\mathcal{D} = \mathcal{D}''$

Grænsebetingelserne (3) og (4) gælder:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) = \vec{n} \times \vec{E}_t$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r) = \vec{n} \times \vec{H}_t$$

og da sammenhængen mellem H og E kan udtrykkes som

$$\vec{H} = \vec{k} \times \vec{E} / \omega \mu_1 \quad \text{med } \mu = \mu_0 \text{ og } \vec{k} \text{ som}$$

bølgevektor, fås:

$$\vec{n} \times (\vec{k}_i \times \vec{E}_i + \vec{k}_r \times \vec{E}_r) = \vec{n} \times (\vec{k}_t \times \vec{E}_t) \quad (24)$$

Da  $\vec{n} \cdot \vec{E}_t = \vec{n} \cdot \vec{E}_r = \vec{n} \cdot \vec{E}_i = 0$  kan (24) omskrives til

$$(\vec{n} \cdot \vec{k}_i) \vec{E}_i + (\vec{n} \cdot \vec{k}_r) \vec{E}_r = (\vec{n} \cdot \vec{k}_t) \vec{E}_t$$

Da  $k = \frac{\omega}{u}$  gælder:  $\vec{n} \cdot \vec{k}_i = \frac{\omega}{u_1} \cos \mathcal{D}$

$$\vec{n} \cdot \vec{k}_r = -\frac{\omega}{u_1} \cos \mathcal{D}$$

$$\vec{n} \cdot \vec{k}_t = \frac{\omega}{u_2} \cos \mathcal{D}'$$

og hermed kan (24) udtrykkes som

$$(E_i \cos \mathcal{D} - E_r \cos \mathcal{D}) = \frac{u_1}{u_2} E_t \cos \mathcal{D}' = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} E_i \cos \mathcal{D}' \quad (25)$$

Ved anvendelse af grænsebetingelsen (9) kan reflektionsandelen skrives som

$$r = \frac{E_r}{E_i} = -\frac{\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1} \cos \mathcal{D}' - \cos \mathcal{D}}{\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1} \cos \mathcal{D}' + \cos \mathcal{D}} \quad (26)$$

og transmissionsandelen bliver

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \cos \mathcal{D}}{\cos \mathcal{D} + \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right) \cos \mathcal{D}'} \quad (27)$$

Som forventet, når  $\mathcal{D} = \mathcal{D}' = 0$ , bliver reflektions- og transmissionsandelen som angivet i (14)

Frekvens (MHz)	Bølgelængde i luft (cm)	Dielektricitets- konstant		Ledningsevne (S/m) (mSm)		Bølgelængde i væv (cm)	
		muskel	fedt	muskel	fedt	muskel	fedt
915	33	51	5,6	16	56-147	4,46	13,7
2450	12	47	5,5	22	96-213	1,76	5,2
		Reflektionskoefficient og faseforskydning $\phi$				Indtrængnings- dybde, d (cm)	
		luft / fedt	luft / muskel	fedt / muskel			
		$\phi$	$\phi$	$\phi$	muskel	fedt	
915		0,42 +177	0,77 +177	0,52 +176	3,04	17,7	
2450		0,41 +176	0,75 +177	0,50 +176	1,7	11,2	

Tabel 1. Egenskaber ved mikrobølger (915 MHz og 2450 MHz) i biologisk væv. (efter Johnson & Guy, 1972:694-5)

#### V.3.4 Bølgelængdens afhængighed af dielektricitetskonstanten.

I følge del 2, I.5 udtrykkes den plane elektromagnetiske bølges udbredelseskoefficient som

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

hvor det i følge del 2, I.6.2(49) for uperfekte dielektrika gælder, at dæmpningskonstanten  $\alpha$  kan udtrykkes som

$$\alpha = \frac{1}{2} \sigma_e \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

og fasekonstanten  $\beta$  kan udtrykkes som

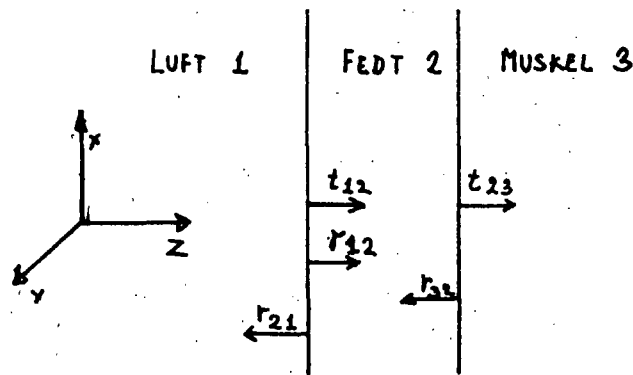
$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_e}{\omega \epsilon} \right)^2 \right)$$

Da  $\sigma_e / \omega \epsilon \ll 1$  betyder det at bølgelængden  $\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$  i et biologisk materiale vil reduceres med stigende dielektricitetskonstant.

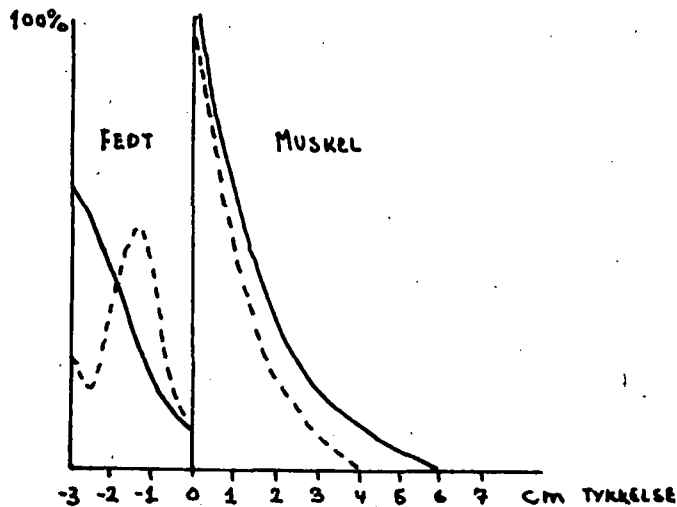
I følge eksemplerne i tabel 1 vil bølgelængden fra luft til muskel reduceres 6,8 gange, mens bølgelængden fra luft til fedt kun reduceres med 2,3 gange, ved 2450 MHz i luft.

### V.3.5 Mikrobølgers gennemtrængning af flere plane lag af biologisk væv.

Vi antager at en plan elektromagnetisk bølge falder vinkelret ind på et biologisk materiale bestående af flere parallelle lag med forskellige dielektriske egenskaber (se fig.11).



Figur 11. En plan bølge udbredes i z retningen og refleksionskoefficienterne  $r$  og transmissionskoefficienterne  $t$  er angivet.



Figur 12. Relativ absorberet effektæthed (absorberet effekt i forhold til bølgens effekt) i to plane lag fedt/muskel. --- 2450 MHz, — 918 MHz. (Johnson & Guy, 1972)

Hvert lag er mindre end indtrængningsdybden  $d$  for det enkelte lag stof. Den reflekterede energi og det stående bølgemønster påvirkes af tykkelsen af hvert lag og mediets dielektriske egenskaber.

Feltstyrken i hvert vævslag vil være resultatet af den indkomne bølge og bølger reflekteret fra grænsefladen mellem vævslagene:

$$E = E_0 \left[ e^{-(\alpha + j\beta)z} + r \cdot e^{(\alpha + j\beta)z} \right] \quad (28)$$

For tilfældet som beskrevet i fig. 11 kan den elektriske feltstyrke i fedtlaget udtrykkes som

$$E_f = F_p E_0 e^{-(\alpha_2 + j\beta_2)z} + r_{21} e^{(\alpha_2 + j\beta_2)z} \quad (29)$$

Feltet i det underliggende muskeltvæv er givet ved

$$E_m = F_t E_0 e^{-(\alpha_3 + j\beta_3)z} \quad (30)$$

hvor  $\alpha_{21}\beta_2$  og  $\alpha_{31}\beta_3$  er dæmpningskonstanter og fasekonstanter i henholdsvis fedt- og muskeltvæv.

$F_1$  er lagfunktionen og  $F_t$  transmissionsfunktionen - de udtrykkes som

$$F_1 = t_{12} / \left[ e^{(\alpha_2 + j\beta_2)l_f} + r_{21} r_{32} e^{-(\alpha_2 + j\beta_2)l_f} \right] \quad (31)$$

$$F_t = (t_{12} \ t_{23}) / \left[ e^{(\alpha_2 + j\beta_2)l_f} + r_{21} r_{32} e^{-(\alpha_2 + j\beta_2)l_f} \right] \quad (32)$$

hvor  $t_{12}$  og  $t_{23}$  er transmissionskoefficienterne for luft - fedt og fedt - muskel grænserne, og  $r_{21}$  og  $r_{32}$  er de tilsvarende reflektionskoefficienter på grænsefladerne.

$l_f$  er fedtlagets tykkelse.

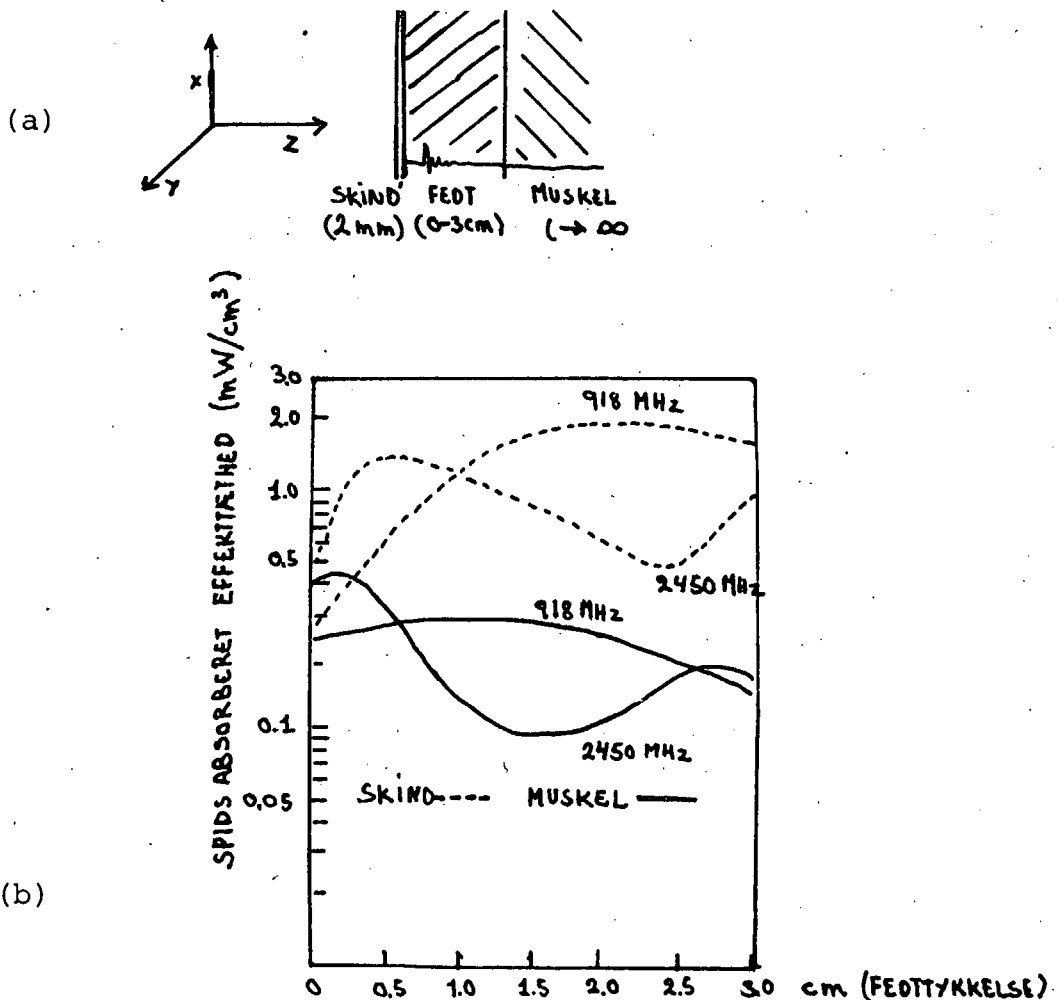
(Lin 1978:15)

Den specifikke absorptionsrate for de enkelte lag bestemmes udfra formlen (4). Fig. 12 viser absorptionsmønsteret for en indfaldende bølge med en frekvens på 2450 og 915 MHz, der transmitteres gennem et underhudsfedtlag ind i et muskellag. Af fig. 12 ses, at der dannes stående bølger i fedtvævet ved 2450 MHz svarende til en halv bølgelængde på ca. 3 cm (se tabel 1).

På et menneske varierer underhudsfedtlaget fra mellem 1cm til over 2,5cm i tykkelse, afhængigt af det enkelte individ.

Betragtes den absolutte værdi af absorberet effekttæthed i muskellaget ved en given frekvens, afhænger dette af den indkomne effekttæthed, skind(hud)tykkelsen og variationen af fedtlagets tykkelse.

På fig.13a og b illustreres hvorledes bølgen udbreder sig i en plan trelagsmodel, hvor skindtykkelsen er 2mm og muskellaget uendelig tykt eller meget større end  $d$ , mens fedtlaget varierer fra 0-3 cm. Lagene er vinkelrette på z-aksen - bølgens udbredelsesretning.



Figur 13. Teoretisk absorberet effekttæthed i en trelagsmodel (skin, fedt, muskel). Den spidsabsorberede effekttæthed i muskelgrænselaget og i skindlaget (der er 2mm) som funktion af fedtlagets tykkelse for en indkommene effekttæthed på  $1 mW/cm^2$ . (Johnson & Guy, 1972:692)

Fig. 13b viser den teoretiske beregning af den absorberede effektæthed i et plant skind(hud)lag og i grænse- laget fra fedt /muskel som funktion af fedttykkelsen. Med en effektæthed for den indkommende bølge på  $1\text{mW}/\text{cm}^2$ . Det fremgår af figuren, at effektafsættelsen i fedt/muskel grænse- laget for en frekvens på  $2450\text{MHz}$ , efter at tiltage i de første mm (ca.  $0,4\text{mW}/\text{cm}^3$ ) aftager med minimum (ca.  $0,1\text{mW}/\text{cm}^3$ ) ved  $1,5\text{cm}$  tykt lag. Herefter tiltager effektafsættelsen med maksimum ved en fedttykkelse der svarer til ca.  $\lambda/2 = 2,6\text{cm}$ , idet de dielektriske egenskaber i fedt forårsager en reduktion af bølgelængden fra i luft at være  $12,2\text{cm}$  til i fedt at være  $5,2\text{cm}$  (se tabel 1).

Dette maksimum opstår p.g.a. reflektion af bølgen mellem skin/fedt- og fedt/muskel-grænse- lagene som muliggør resonans af bølgen med en deraf følgende forstærket effektafsættelse. At der ikke helt er overensstemmelse mellem  $\lambda/2$  og lagtykkelsen skyldes at skindlaget ved feltgennemgangen allerede har ændret bølgelængden.

Ved  $915\text{MHz}$  er bølgelængderne så store at der ved disse lagtykkelser ikke er mulighed for et tilsvarende fænomen. Planvævsmodellen må tages med et stort forbehold. Model- lens anvendelighed afhænger af forholdet mellem bølgelængden og radius af "krumningen" af det bestående objekts overflade. Radius må være af en sådan størrelse, at det bestrålede område af objektet kan betragtes som plant. Ligeledes må der tages hensyn til forholdet mellem de enkelte lags geometri, således at en tilnærmelse til det plane lag er mulig.

Det vil i denne model være umuligt at fortolke resultater med en bestråling af mindre forsøgsdyr som fx mus og rotter, med mikrobølger med bølgelængder på cm eller dm. Dette antyder et afgørende problem ved at overføre resultater fra mindre forsøgsdyr til større dyr, og problemet ved at fortolke dyreforsøgsresultater i forhold til mikrobølgebestrålingens konsekvenser for mennesket.

Der er forsøgt med forskellige sfæriske modeller at gøre

betragtninger mere tilsigtet den menneskelige geometri. Absorptionsmønsteret afhænger, fx når hovedet bestråles, af dets krumningsradius i forhold til bølgelængden og vævets elektriske egenskaber.

#### V.3.6. Mikrobølgers absorptionsmønster i kugle af biologisk væv.

Til at illustrere krumningsradius' betydning har Kritikos (Kritikos, 1975) undersøgt absorptionsmønsteret for en simpel homogen kugleformet model af et menneske- eller dyrehoved af materiale svarende til hjernevævs. Figur 14 viser henholdsvis indtrængningsdybde og bølgelængde i kuglen ( $\lambda$ ), som funktion af frekvensen for en indkommende bølge på kugle med varierende radius ( $A$ ).

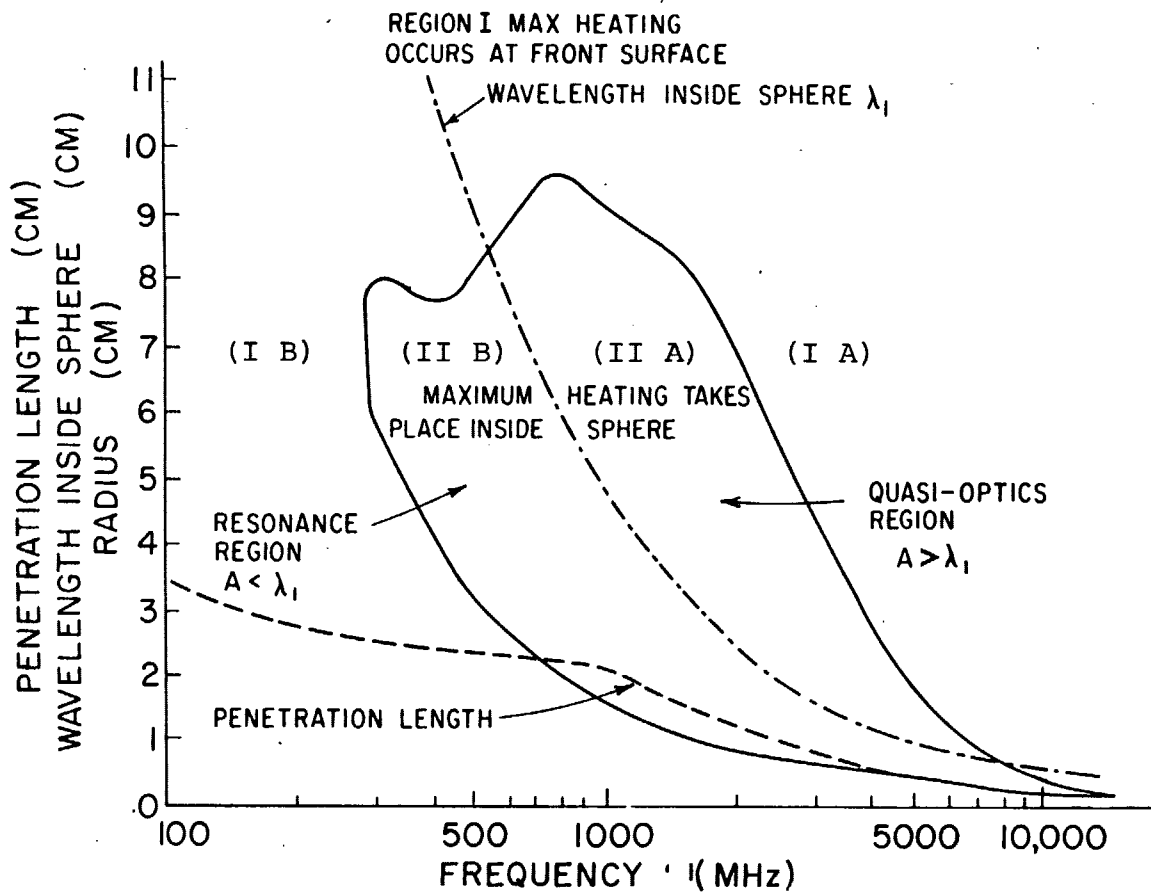
Fördelingen af effekt afsættelsen (potentialet) viser sig ikke at være ensartet, men afhænger af kuglens størrelse og frekvensen. I effektafsættelsesmønsteret kan der skelnes mellem to regioner ud fra forholdet mellem kuglens radius og bølgens frekvens: I) hvor den maksimale effektafsættelse vil finde sted på overfladen af kuglens forside og II) hvor den maksimale effektafsættelse vil finde sted i kuglens indre, se figur 14.

I region I) er frekvensen enten meget høj (I A), (med en meget kort bølgelængde i forhold til kugleradius), eller meget lille (I B), (med en relativ lang bølgelængde i forhold til kugleradius).

I tilfældet hvor frekvensen er høj (I A) ( $\lambda \ll A$ ) vil effektafsættelsen tilnærmest foregå som ved mikrobølgestrålings indfald på en plan flade. Effektafsættelsen vil dermed ske på overfladen og aftage eksponentielt ind i kuglen med indtrængningsdybden  $d = \frac{1}{2\alpha}$ . (I.6.2 (51)). På figur 15 ses at tilmærmelsen er i overensstemmelse med

beregningerne udfra planlagsmodellen for  $\lambda \ll A$ .

I tilfældet hvor frekvensen er meget lav og kuglen stor (I B) ( $\lambda \gg A$ ) vil effektafsættelsen stadig ske på overfladen, men vil være under effektafsættelsen for den tilsvarende planlagsmodel. Dette skyldes at kuglens dimension er så lille (den kan opfattes som en partikel) i forhold til bølgelængden, at der sker en spredning af feltet når den falder på kuglen og effektafsættelsen vil begrænses.



Figur 14. Regioner med maksimal effektafsættelse i homogene kugler med dielektriske egenskaber som den menneskelige hjerne. (Kritikos, 1975:458)



Nærmer radius af kuglen sig bølgelængden vil der ske en effektafsættelse i kuglens indre region II). I dette område kan der skelnes mellem to tilfælde: det kvasi-optiske (II A) hvor  $A > \lambda$ , og resonansområdet (IIB) hvor  $A < \lambda$ .

I det kvasi-optiske område kan energi transporten opfattes som et optisk fænomen. Det indkomne felt brydes på kuglens overflade, konvergerer og fokuseres i et kerneområde, som i særlig grad opvarmes. Dette særligt opvarmede område i kuglen har en vis udstrækning svarende til et tværsnit på  $\lambda/2$  i forhold til den indkommende bølge. Udsættes kuglens halve overflade  $4\pi A^2$  for et mikrobølgefelt, fokuseres dette ned til et areal i størrelsesordenen  $(\lambda/2)^2$ . Ændringen i effekten angives af forholdet mellem de to arealer:  $1/6\pi (A/\lambda)^2$ . Der sker dog samtidig en dæmpning på grund af det dielektriske tab, som er af størrelse  $e^{-(A/d)}$ , da området ligger i centrum af kuglen. Den effektive tilvækst bliver derfor:  $1/6\pi (A/\lambda)^2 \cdot e^{-(A/d)}$

I resonansområdet (I B) hvor  $\lambda > A$ , men ikke meget større end  $A$  vil den indvendige effektafsættelse ske ved at der opstår resonans i bølgens elektriske og magnetiske felter:

Det normaliserede differentielle absorptionstværsnit defineres som effektafsættelsen pr. volumen pr. indkommende bølges effekttæthed:  $\Delta S = \sigma \left| \frac{E}{E_0} \right|^2 1,20\pi \text{ cm}^{-1}$  (33)

hvor  $E$  er feltstyrken i vævet som afsætter effekt, mens  $E_0$  er maksimalfeltstyrken for den indkommende bølge.  $\sigma$  er den elektriske ledningsevne.

Figur 15a og b viser to kuglers normaliserede differentielle absorptionstværsnit som funktion af frekvensen ( hhv 5 og 10 cm). Til sammenligning er ligeledes overfladeeffektafsættelsen for planlagsmodellen angivet som funktion af frekvensen. Sammenlignes med figur 14 ses at kuglen med radius 10 cm er over region II, effektafsættelsen sker da på kuglens

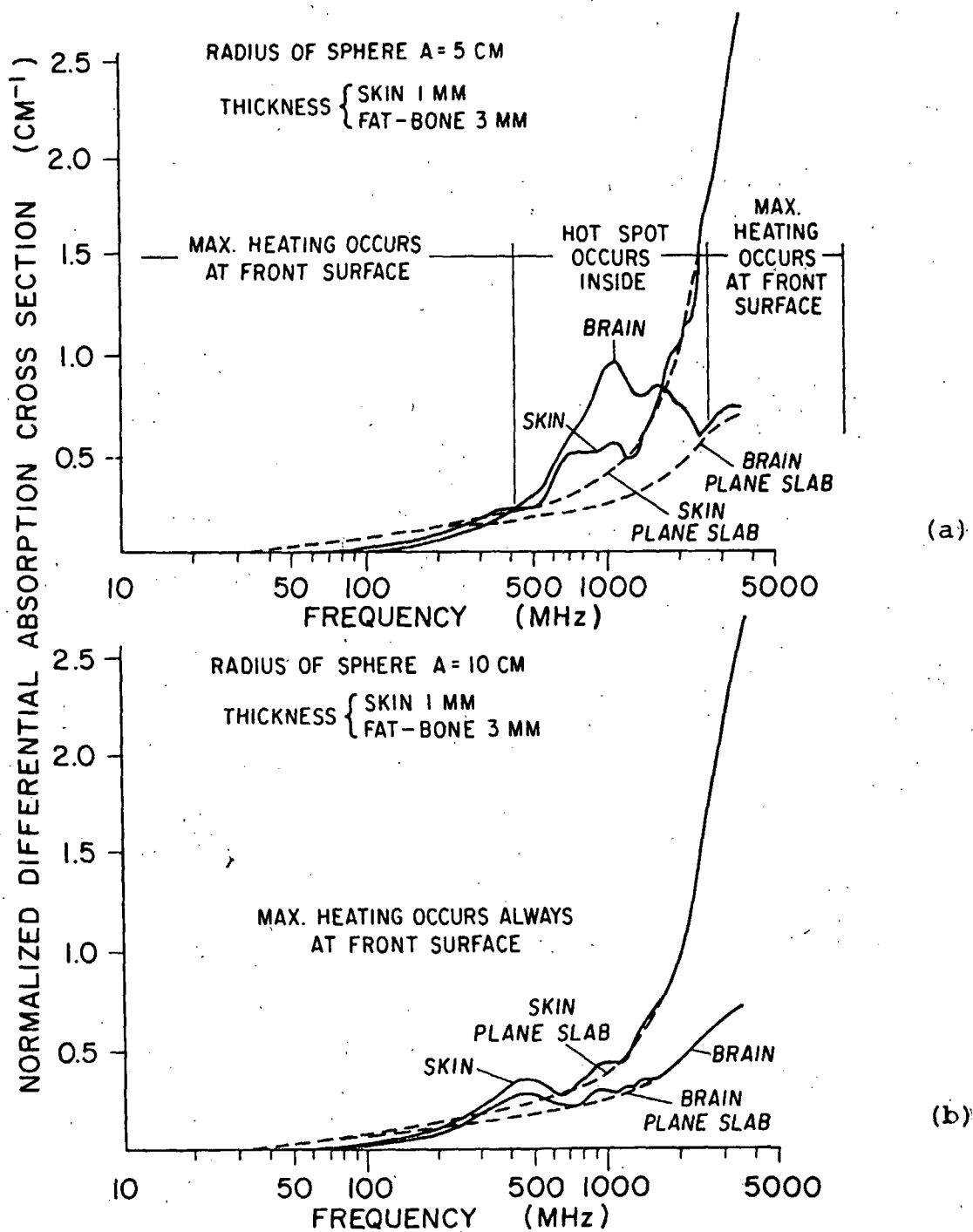
forside, og i overensstemmelse med de tidligere betragtninger vil der for relativt lave frekvenser være en effektabsættelse som ligger under planlagsmodellens beregninger, medens der for relativt høje frekvenser vil være overensstemmelse mellem kugle- og planlagsmodellens effektabsættelse. For bølgelængder der nærmer sig radius for kuglen vil der dannes mindre "hot spots" på forsiden af kuglen. For sfæren med radius på 5 cm vil der i frekvensområdet mellem 400 og 2000 MHz dannes "hot spots" indvendigt i kuglen hvilket kan begrundes på samme måde som for region I). Og tilsvarende for region II) vil effektabsættelsen for frekvenser  $> 2000$  MHz. svare til modellens beregning, medens den vil være mindre ved frekvenser  $< 400$  MHz.

#### V.3.7. Ellipsoide vævsmodellen.

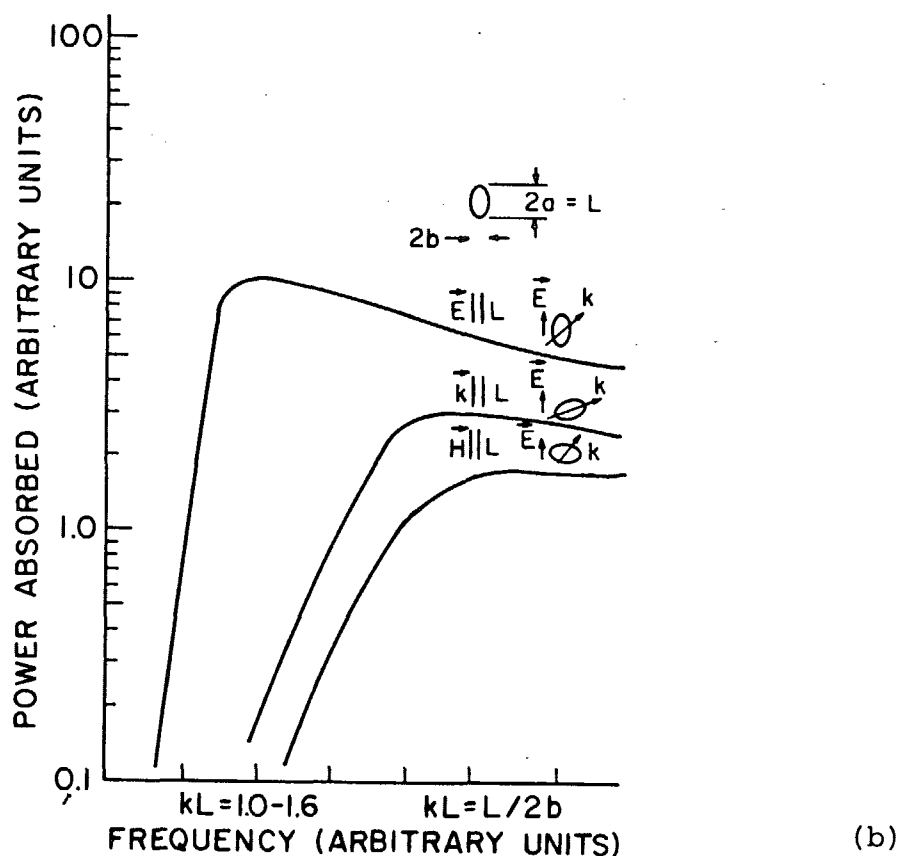
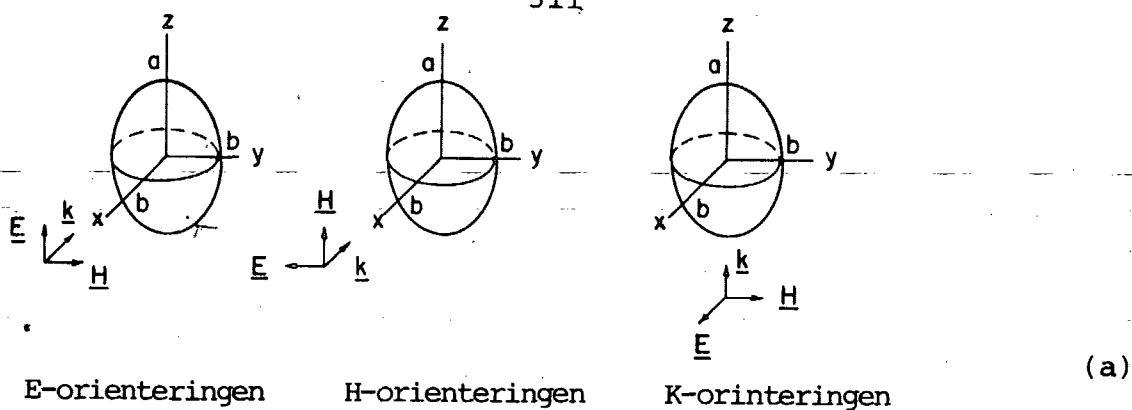
En yderligere tilnærmelse til den menneskelige geometri er ellipsoiden. Et væsentligt forhold når man betragter mikrobølgers effektabsættelse i et biologisk objekt, der ikke kan opfattes som en kugleformet sfære, men tilnærmes ved ellipsoiden, er hvorledes ellipsoiden orienteres i forhold til  $E$  og  $H$  feltet. Af figur 16 a fremgår de tre forskellige orienteringer mellem vektorerne, der karakteriserer bølgen og ellipsoidens længdeakser.

Der betragtes tre tilfælde, hvor ellipsoidens længdeakse orienteres forskelligt i forhold til vektorerne, der karakteriserer bølgen. Det vil sige henholdsvis  $E$ ,  $H$ , og  $k$  er parallel med ellipsoidens hovedakse.

De forskellige orienteringers betydning for effektabsorptionen fremgår af 16 b, hvor effektabsorptionen ses som funktion af frekvensen og med orienteringen som parametre.  $E$  orienteringen resulterer i den største absorption, derefter  $K$  orienteringen og mindst ved  $H$  orienteringen.



Figur 15. Det normaliserede differentielle absorptions-tværsnit som funktion af frekvensen. (Kritikos, 1975:462)



Figur 16. Elektromagnetiske bølgers typiske absorptionskurver for forskellige orienteringer mellem en indkommende bølge og en ellipsoide.

(Gandhi, 1975:1021)

Til forståelsen af dette forhold må gennemgangsbetingelserne ved grænselaget mellem to medier (Kap. I.2) inddrages. For at gennemgangsbetingelserne gælder må felterne, i overensstemmelse med Del 2, I.2 kunne opfattes som kvasistatiske. Endvidere som det fremgik af foregående afsnit må bølgelængden være i samme størrelsesorden som ellipsoidens dimensioner for at ellipsoidens krumning opfattes.

Ifølge I.2.1 (5) følger D feltets normalkomponent følgen-

de gennemgangsbetingelse:

$$D_{n2} - D_{n1} = \eta$$

og for uperfekte dielektrika:  $\eta \rightarrow 0$  og  $\epsilon E = D$  gælder for  $E$  feltets normalkomponent:

$$\epsilon_1 E_{n1} - \epsilon_2 E_{n2} = 0$$

Endvidere (ifølge I.2.1 (7)) gælder for  $E$  feltets tangentialkomponent i medie 1 og 2 at

$$E_{t1} - E_{t2} = 0$$

Dette betyder at  $E$  feltets normalkomponent er diskontinuert i grænsefladen, hvor der ved f. eks. overgang fra luft med meget lille  $\epsilon$ , til et biologisk materiale med en stor værdi af  $\epsilon_2$  vil der ske en kraftig reduktion af  $E_{n2}$ .  $E$  feltets tangentialkomponent vil derimod være kontinuert.

Den absorberede effekt,  $\mathcal{P}$ , er proportional med kvadratet på feltstyrken i vævet. For  $E$ -orienteringen vil der være et lille effektivt tværsnitsareal for normalkomponenten og et stort for tangentialkomponenten. Absorptionen vil derfor være større for  $E$ -orienteringen end for orienteringer hvor  $E$  feltet kobles via normalkomponenten.

Ifølge I.2.1 (6) vil der for  $B$ -feltet gælde, at:

$$B_{n1} - B_{n2} = 0 \quad \text{eller udtrykt ved } H\text{-feltets normalkomponent: } \mu_1 H_{n1} - \mu_2 H_{n2} = 0 \quad \text{hvor } \mu \text{ er permeabiliteten og hvor der for biologisk væv tilnærmet}$$

gælder, at  $\mu_1 \approx \mu_2 \approx \mu_0$ . Endvidere ifølge I.2.1 (8) gælder for  $H$ -feltets tangential komponent:  $H_{t1} - H_{t2} = -K$

og for uperfekte dielektrika gælder at  $-K \rightarrow 0$  og dermed fås:  $H_{t1} - H_{t2} = 0$ . Heraf følger, at  $H$ -feltets tangential- og normalkomponenter er kontinuerte i grænsefladen.  $H$  feltkomponenten absorberes via hvirvelstrømme som induceres i objektet og absorptionen er stigende des større tværsnitsareal mod feltet.

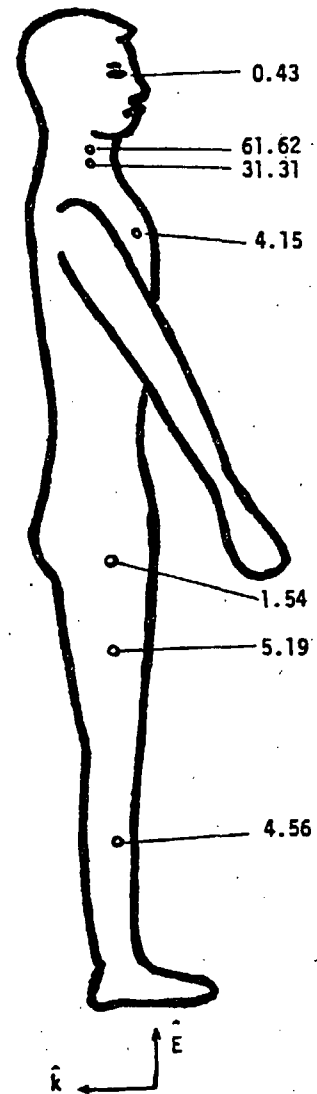
E-orienteringen resulterer i den største effektafsættelse, idet det effektive tværnsnitsareal her er stort for E-feltets tangential komponent, mens E-feltets tangentialkomponent vil have et lille effektivt tværnsnitsareal ved H-orienteringen, og ved K-orienteringen vil det samlede skyggeareal være reduceret, da felterne udbreder sig langs ellipsoidens hovedakser, hvor krumningsradius samtidig er maksimal.

De beregnede resultater svarede overens med målte værdier for simple geometriske modeller - feks. planvævsmodellen, kuglen og ellipsoiden. Ved modeller af mennesket som har en mere kompliceret geometri kan absorptionen kvalitativt forstås, men er ikke mulig at beregne.

Forsøg af Ghandi (Ghandi, 1975) med menneskelignende modeller viser yderligere, at energiabsorptionen er meget ujævnt fordelt i de forskellige kropsdele, se figur 17. Forsøget er foretaget ved resonansfrekvenser, hvor bølgelængden er omkring 0,4 af modellens højde, det vil sige med højden 175 cm er frekvensen 68,6 MHz. Det ses at nakke regionen er udsat for et "hot spot" med en SAR på over 6 W/kg for 1 mW/cm<sup>2</sup> indfaldende feltintensitet.

$$P_{av} = 2.15 \cdot (1.75/L_m)$$

(saline-filled)



Figur 17. Fordeling af SAR i W/kg for et menneske på 1,75 m ved resonans med E L ved frekvensen 67,9 MHz. Den indfaldende intensitet er  $1 \text{ mW/cm}^2$ . (Gandhi, 1975:51)

#### V.4. Termiske effekter ved bestråling af den menneskelige organisme.

##### V.4.1. Indledning.

I det foregående så vi eksempler på under hvilke omstændigheder mikrobølger absorberes i biologisk væv. Vekselvirkningen mellem mikrobølger og et levende biologisk system er imidlertid ikke alene et spørgsmål om størrelsen af den afsatte effekt og dens fordeling, men ligeledes hvordan den levende organisme eller det enkelte organ reagerer. Betragter vi først hele organismen, vil den ved en bestråling reagere på den absorberede energi ved at dens temperaturregulerende mekanismer vil forsøge at kompensere for den tilførte varme.

I hvilken grad en given eksponering resulterer i sundhedsfarlige temperaturstigninger bliver derfor også et spørgsmål om størrelsen af vævets varmeafgivelse og dermed vævets evne til at bortføre varme i form af konvektion (blodgennemstrømning) og ledning, og i sidste instans transpiration og varmestråling fra legemets overflade.

Før vi diskuterer kroppens varmekapacitet i forhold til den termiske effekt af mikrobølgestråling, ser vi kort på mekanismen bag legemets temperaturregulering.

##### V.4.2. Temperaturreguleringen.

Der produceres til stadighed varme i den menneskelige krop, som transporteres ud til hudoverfladen og til lungerne. Transporten fra det indre foregår dels ved varmeledning og dels ved blodets kredsløb. Ved muskelarbejde sker der en stærk stigning i blodkredsløbet til huden, fra hvis overflade varmeafgivelsen hovedsageligt finder sted.



Varmeafgivelsen foregår idet væsentlige ved konvektion, stråling og fordampning, idet varmeledningen ingen rolle spiller ved ophold i luft som har en meget lille varmeledningsevne. Ved konvektion sker varmeafgivelse ved en opvarmning af luften, der passerer legemsoverfladen. Varmeafgivelsen ved stråling sker fra legemets overflade til koldere omgivende genstande.

Varmeafgivelsen ved konvektion og stråling er afhængige af temperaturforskellen mellem legemsoverflade og omgivelserne. Organismen regulerer varmeafgivelsen ved at ændre hudens blodgennemstrømning.

Varmeafgivelsen ved vandfordampning finder sted fra huden og lungerne. Luftfugtighedsgrad og bevægelsesgrad er af stor betydning for fordampningen. Hastigheden af varmeafgivelsen ved fordampning i kolde omgivelser, d. v. s. ved temperaturer op til  $30^{\circ}\text{C}$ , er uforandret, da det sker ved hjælp af lungerne. Den samlede varmeafgivelsesstigning i dette interval svare derfor til stigningen i konvektion og stråling, se fig 18.

Temperaturforskellen i varme omgivelser mellem huden og omgivelserne er lille til trods for øget blodgennemstrømningen i huden. Menneskets gennemsnitlige overfladetemperatur er  $34,5^{\circ}\text{C}$ , så ved en ydertemperatur på  $34,5^{\circ}\text{C}$  er varmeafgivelsen ved konvektion og stråling nul, se figur 18. Derfor vil hele varmeafgivelsen ved denne temperatur og derover ske ved fordampning.

Legemets temperatur i det indre holdes næsten konstant af varmereguleringen til trods for store variationer i de ydre betingelser for varmeafgivelser. Temperaturen i legemets indre er, som følge af betydelige forskelle i de forskellige organers varmeproduktion, ikke helt den samme, men ved blodstrømmen fordeles varmen

dog hurtigt. Til gengæld er legemets overfladetemperatur væsentlig lavere end i det indre.

Under muskelarbejde er energi frigørelsen jævnt stigende med stigende fysisk aktivitet, indtil der ved maksimal arbejdspræstation nås værdier 15-20 gange så store som i hvile.

#### V.4.3. Temperaturreguleringen ved fysisk arbejde.

Da det kun er 20-25 % af den frigjorte energi, der omsættes til ydre arbejde, er varmeproduktionen stærkt stigende ved forøgelse af den fysiske aktivitet. Af figur 19 ses udviklen af energistofskiftet, varmeproduktionen og varmeafgivelsen ved stigende arbejdsintensitet.

Varmeafgivelsen ved konvektion og stråling er noget større under arbejde end i hvile, men er næsten uforandret ved stigende aktivitet. Efterhånden vil den stigende varmeafgivelse ved stigende arbejdsintensitet ske ved fordampning.

Den indre legemstemperatur stiger under muskelarbejde og varmeregulationens funktion er under arbejde forskellig fra reguleringen i hvile. Legemstemperaturen holdes nu ikke konstant på  $37^{\circ}\text{C}$ , men indstilles til en højere værdi afhængig af arbejdsintensiteten. Figur 20 viser en person, der udfører et konstant muskelarbejde, men ved forskellige ydre temperaturer. Varmeafgivelsen ved konvektion og stråling er tiltagende med aftagende ydertemperatur, men kompenseres af tilsvarende indskrænkning af varmeafgivelse ved fordampning. Totalt er varmeafgivelsen konstant, men legemstemperaturen viser sig i forsøget at være steget til  $38,3^{\circ}\text{C}$  fra  $37^{\circ}\text{C}$  i hvile.

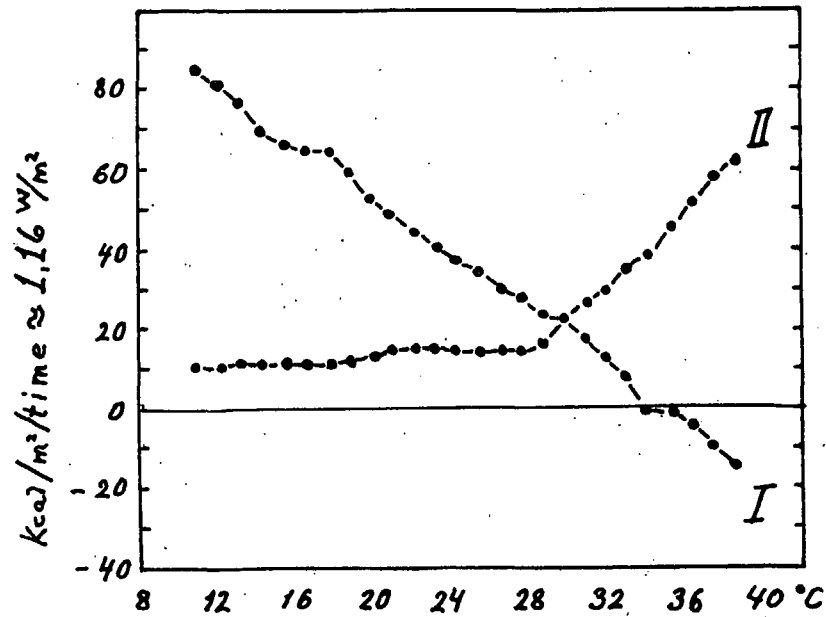


Fig. 18. Menneskets varmeafgivelse, påklædt, ved forskellig ydretemperatur. (Asmussen, 1972:170)

I varmeafgivelse ved stråling + konvektion.

II varmeafgivelse ved vandfordampning.

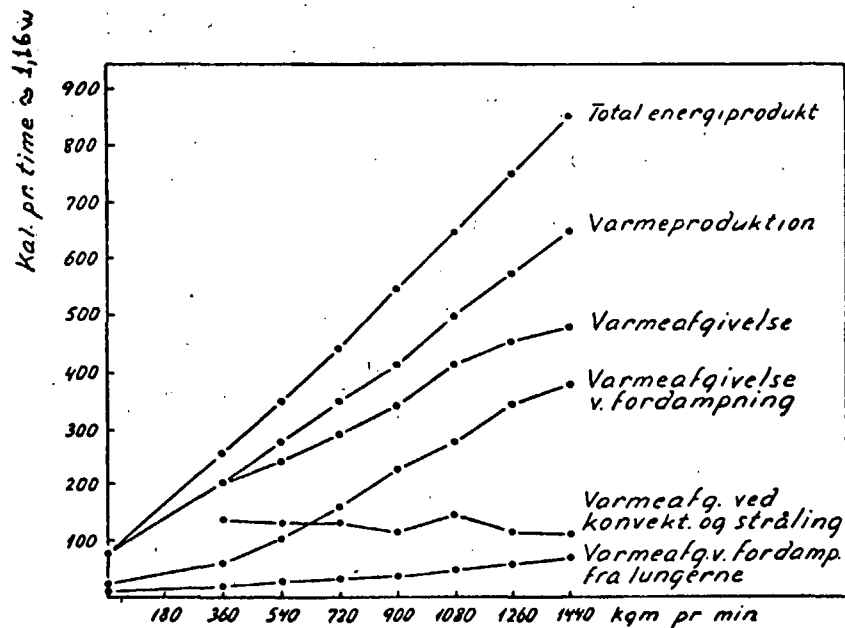


Fig. 19. Energifrigørelse, Varmeproduktion og varmeafgivelse ved forskellig arbejdsbelastninger. (Første 60 min. af arbejdet). (Asmussen, 1972:175)

#### V.4.4 Mikrobølgers termiske påvirkning i forhold til kroppens kapacitet.

Den termiske påvirkning som resultat af mikrobølgestråling må vurderes i forhold til kroppens kapacitet til at fjerne varmeoverskuddet. Ved kroppens hvilestofskifte bortføres ca.  $5 \text{ mW/cm}^2$  på legemets overflade. For et almindeligt menneske på 70 kg er det samlede hvilestofskifte på ca. 80 W.

Under hårdt fysisk arbejde er varmeproduktionen som beskrevet 15-20 gange hvilestofskiftet, men kroppen er altså ikke i stand til at bortføre så meget varme uden at der sker en temperaturstigning, se figur 20.

Varmeafgivelsen ved fordampning og stråling afhænger af den ydre temperatur, men den maksimale varmeafgivelse ved hårdt fysisk arbejde kan højst være 10 gange varmeafgivelsen ved hvilestofskiftet, se figur 18 & 20.

Det vil dog ikke være rimeligt, at vurdere menneskets evne eller kapacitet til at afgive absorberet mikrobølgeenergi alene ud fra en direkte sammenligning med den maksimale varmesfgivelse ved hårdt fysisk arbejde. Her er nemlig samtlige temperaturregulerende processer i funktion, og det der derfor kan blive kritisk ved termiske påvirkninger forårsaget af mikrobølgestråling, kan være at temperaturreguleringen via forøget blodcirkulation først sættes igang med en forsinkelse.

Dette skyldes, at den termiske effekt fra mikrobølgebe-  
stråling afsættes i legemets indre uden at blive regi-  
streret af hudens perifere nervesystem.

Desuden kan der ske en opvarmning, forårsaget af mikrobølger, af dele af kroppen eller organer der primært ikke opvarmes ved fysisk arbejde. Dette er fx tilfældet med øjne og testikler som samtidig har en ringe blodgennemstrømning og dermed en mindre evne til at bortføre varmen.

Først når den afsatte varme i legemets indre er transporteret ud i huden ved ledning eller ved blodcirkulation, registreres den. I hvert fald indtil de temperaturregulerende mekanismer er sat i gang, vil mikrobølgebestråling (fx på den tilladte normgrænse på  $5\text{mW/cm}^2$ ) betyde en stigning i legemstemperaturen, fordi der i denne periode ikke vil finde nogen yderligere varmeafgivelse sted. Når reguleringsmekanismen sætter ind, vil det selv om der ikke udføres yderligere muskelarbejde, betyde en større blodcirkulation med medfølgende stigende hjerteaktivitet.

Normalt er der ikke tale om en bestråling af hele legemet, men i reglen om en lokal bestråling og opvarmning. Imidlertid er det af mindre betydning for opvarmningen i de kritiske organer, som har en lav blodgennemstrømning og dermed varmeafgivelse, om bestrålingen sker lokalt eller over hele legemet.

Absorbtion af mikrobølger med en intensitet på sikkerhedsnormen er i samme størrelsesorden som varmeafgivelsen ved hvilestofskiftet. Mumford (Mumford 1969:22) har i en undersøgelse angivet effektafsættelsen i et normalt menneske (69,85 kg, 1,83m høj, totaloverflade  $1,858\text{m}^2$ ) til 57,5W i normale omgivelser. Hertil kommer at der skal tages hensyn til luftens temperatur, fugtighed og cirkulation. I et arbejdsmiljø som fx et storkøkken vil der være en relativ høj temperatur, luftfugtighed og cirkulation.

Mumford opstiller en korrektionsfaktor for temperatur og fugtighed (temperature humidity index THI) udfra følgende udtryk :

$$THI = 1,44 t + 0,1 RH + 30,6$$

$t$  er luftens temperatur,  $RH$  relativ fugtighed, eller:

$$THI = 0,72(t_d + t_w) + 496$$

$t_d$  "tør"temperaturmåling,  $t_w$  "våd"temperaturmåling.

Udfra dette udtryk foreslår Mumford, at THI-værdien skal supplere sikkerhedsnormerne således, at ved THI-værdier mindre end 70 kan sikkerhedsgrænsen være  $10 \text{ mW/cm}^2$ . Ved THI-værdier i intervallet mellem 70 og 79 skal hver stigning af THI-værdien med 1 modsvares af et fald i sikkerhedsgrænsen på 1, som vist i fig. 21a og 21b. Ved THI-værdier der er højere end 79 bør bestrålingsgrænsen konstant holdes under  $10 \text{ mW/cm}^2$ .

Dette betyder, at udfra Mumfords målinger, vil en normgrænse på  $10 \text{ mW/cm}^2$  sikre at der ikke sker termiske belastninger af farlig karakter af den menneskelige organisme, også når mennesket samtidig er udsat for andre termiske påvirkninger.

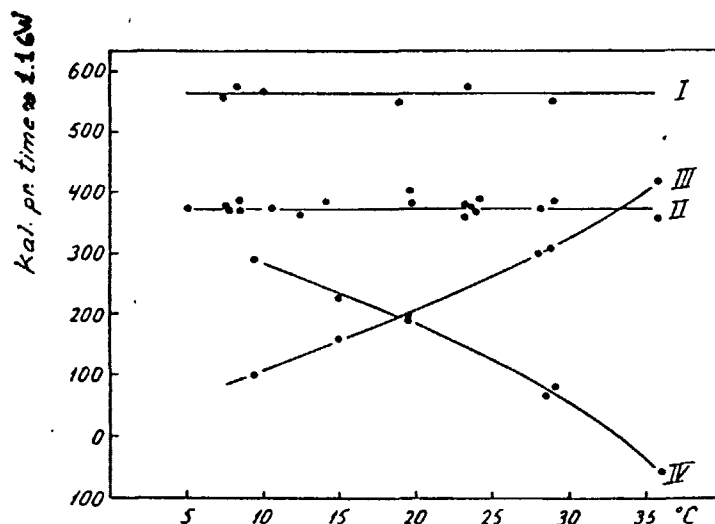


Fig. 20. "Varmeregnskab" for de første 60 min. af arbejde udført ved forskellig ydertemperatur.

(Asmussen, 1972:177)

I Total energifrigørelse.

II Varmaefgivelse.

III Varmaefgivelse ved vandfordampning.

IV Varmaefgivelse ved stråling + konvektion.

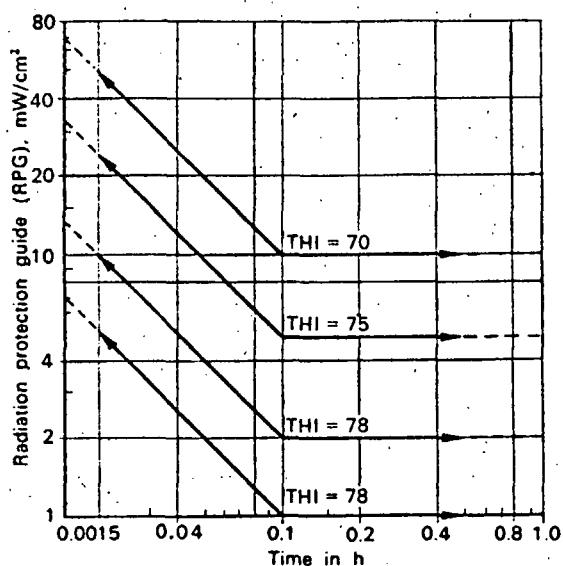


Fig. 21 a  
Bestrålningstid som funktion af  
temperatur-fugtigheds indeks

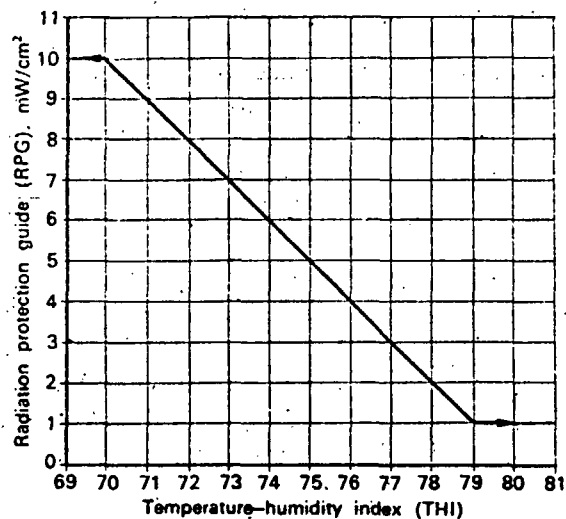


Fig. 21 b  
Korrektion af bestrålingsgrænsen ud  
fra temperatur-fugtigheds indekset

(Mumford 1970;22)

#### V.4.5. Kritiske organer - mikrobølgestrålingens skades-effekt på øjne og de mandlige kønsorganer.

I områder eller organer i den menneskelige organisme, hvor blodgennemstrømningen er relativ lille, vil der ved mikrobølgebestrålning være betydelig risiko for en skadelig opvarmning, da blodgennemstrømningens afkølingsmekanisme i disse avaskulære områder er betydeligt nedsat. Sådanne kritiske områder er øjet og de mandlige kønsorganer.

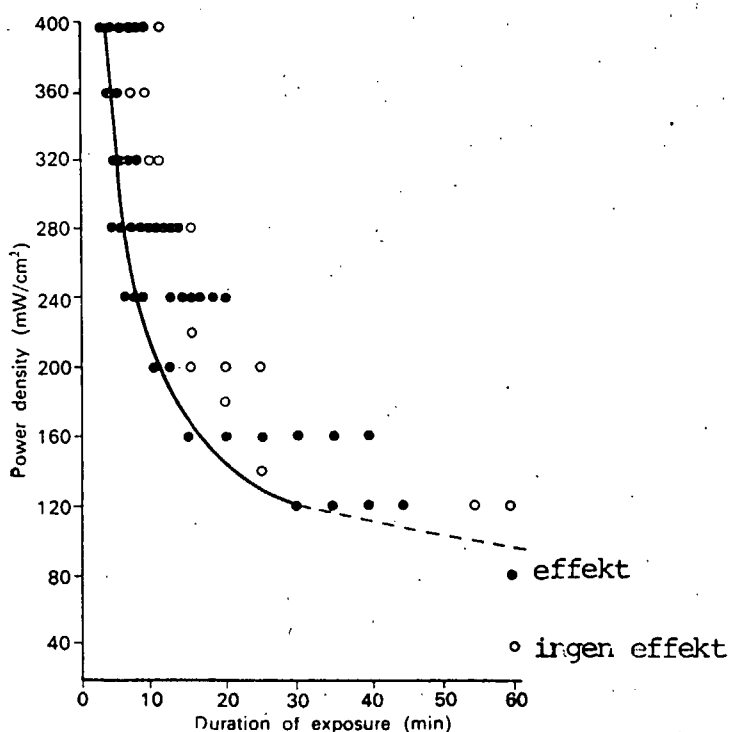
Øjets linse vil ved en tilstrækkelig temperaturstigning danne uklarheder eller stær forårsaget af koagulering af linsens "optiske" klare proteiner. Denne termiske skadeseffekt er af Michelson (Michelson, 1972 a:410) bestemt til at opstå ved intensiteter over  $100 \text{ mW/cm}^2$  ved 2450 MHz og en bestrålingstid på en time. Hvorvidt der yderligere kan være tale om en ikke termisk effekt er stadig en uafklaret diskussion.

I undersøgelser foretaget af Carpenter (Carpenter, 1970: 76-84) med mikrobølgestråling ved 2450 MHz med forskellige intensiteter og over varierende tidsrum, forsøges tærskelværdien for den skadelige bestråling bestemt, se figur 22. Carpenter mener at have sandsynliggjort, at der kan være tale om ikke termiske effekter. Dette begrundes i, at der ved en serie gentagne eksponeringer af øjet, (foretaget på kaniner), med en så lav intensitet som  $80 \text{ mW/cm}^2$  og over så korte tidsrum, at den indre okulære temperaturstigning er forsvindende, kan ske stærdannelse. Ved enkelteksponering derimod eksisterer der højere intensiteter, der fremkalder en vis temperaturstigning uden der sker stærdannelse. Han konkluderer derfor at der kan akkumuleres en stærdannelse, hvor der ikke behøver være tale om en temperaturstigning, og da det derfor i dette tilfælde ikke er muligt at bestemme en kritisk temperaturstigning, som fremklader stærdannelsen, må der eksistere en ikke termisk effekt.

Michelson (Michelson, 1972 a og b) argumenterer for, at der kun er tale om en termisk effekt, - også en eventuel akkumulativ - idet han mener, at gentagne lavintensitets-eksponeringer kan fremkalde skjulte reversible termiske skader under den enkelte eksponering. Hvis eksponeringen gentages med kortere tidsintervaller end reparationsperioden, kan sådanne skader vokse til synlige permanente eller halvpermanente tilstande.



Men der er flere problemer med en sådan additiv fortolkning, hvorefter store summer af små reversible skader er irreversible. Det har f.eks. ikke været muligt at bestemme intensitetsniveauet for hvornår en stråling skifter fra kun at danne oprettelige til at give uoprettelige skader. Ligeledes er der heller ikke kvantificeret hvor mange undereksponeringer der skal til for at danne uoprettelige skader. Spørgsmålet er derfor hvornår man kan skelne mellem uoprettelige og skjulte oprettelige skader. Ikke mindst fordi forekomsten af udviklingsperioder fra skjulte til synlige skader efterfulgt af signifikante forværringsperioder er påvist, f. eks. viser en undersøgelse af stærdannelse hos radarpersonale (Edmonds, 1971:457), at stærdannelsen almindeligvis først opstod 18 måneder efter eksponeringen, og i mange tilfælde fortsatte stærdannelsen i flere år efter. Denne undersøgelse må dog tages med forbehold, idet det ikke har været muligt at angive strålingsintensiteten eller eksponeringstider, som personalet blev udsat for.



Figur 22. Sammenhængen mellem eksponeringstid og effekt-tæthed for fremkomsten af stærdannelse. (Carpenter, fra Barański og Czerski, 1976:148)

De mandlige kønsorganer er mere sensitive overfor mikrobølgestråling end øjet. Skader på testiklerne hos hunde ses allerede ifølge Ely (Puschner, 1966:234) ved en bestrålingsintensitet på  $5 \text{ mW/cm}^2$ , og dermed i nærheden af grænsen for hvor der menes at opstå deciderede termiske skader. Eksperimentet blev udført som korttidsbe- stråling med mikrobølger direkte på testiklerne, og den skadelige effekt opstod samtidig med en temperaturstigning i organet. Andre undersøgelser af korttidsbestrå- ling af hele legemet - i et tilfælde rotter - viser, at skader på testiklerne opstår ved en intensitet på  $60 \text{ mW/cm}^2$  ved 2450 MHz, ligeledes med en registreret temperaturstigning. (Menech, fra Sterling, 1974:324).

Sterling (Sterling, 1974:324) har ved langtidslavinten- sitetsbestråling mellem  $0,5$  og  $2,5 \text{ mW/cm}^2$  med en gennem- snitsbestråling fra  $6,5 \text{ mW/cm}^2$  registreret skader på testiklerne hos mus. Bestråling på ialt 830 timer blev foretaget i intervaller fordelt på 2 måneder og under bestrålingen var der ingen ændringer i forsøgsdyrenes legemstemperatur.

Forsøgsresultaterne lader sig ikke umiddelbart overføre til mennesket, ikke mindst på baggrund af de store for- skelle i størrelse og fysiologi (jævnfør V.3.6.). Skader på de mandlige kønsorganer er dog registreret (Cook, 1980), men en decideret skadeseffektgrænse er ikke entydigt be- stemt.

## V.5 Ikke termiske effekter forårsaget af elektromagnetiske felter.

### V.5.1. Indledning.

Udover de termiske effekter ved mikrobølgebetråling af et biologisk medie, der fremkommer ved energiafsættelsen, når feltet vekselvirker med mediet på grund af mediets dielektriske egenskaber, eksisterer der effekter der knytter sig til andre mekanismer og som ikke forårsager en temperaturstigning.

Inhomogene statiske og tidsvarierende felter forårsager en kraftpåvirkning af neutrale polariserbare partikler som resulterer i transportfænomenet dielektroforese. Effekten er eksperimentelt observeret som perlekæde dannelse og orintering af ikke sfæriske partikler.

Fænomenerne er observeret i eksperimenter ved frekvenser der ligger under mikrobølgeområdet, og ved intensiteter hvor der er termiske effekter, som man i eksperimenterne har skulle kompensere for. Det er uafklaret hvilken betydning disse effekter eventuelt har i mikrobølgeområdet og om betydningen af disse effekter i forhold til de termiske.

### V.5.2. Dielektroforese.

Dielektroforese fremkommer ved at polariseringen af neutrale partikler skaber en ladningsfordeling, så den negative og positive del af partiklen påvirkes af modsat rettede krafter. Såfremt det pålagte felt er inhomogent ud over partiklen, kan dette give en egentlig resulterende kraft.

I det statiske tilfælde vil kraften på en neutral sfærisk partikel kunne udtrykkes som:

$$\vec{F} = (\vec{P} \cdot \nabla) \vec{E}_e \quad (34)$$

hvor  $\vec{P}$  er den konstante dipolvektor og  $\vec{E}_e$  det pålagte felt og  $\nabla$  nablaoperatoren. For en homogen polariserbar partikkel er

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \nu \vec{E}_e \quad (35)$$

hvor  $\chi \epsilon_0$  er polariserbarheden, jævnfør del 2, IV.2, og  $\nu$  er volumen af partiklen. Kraften kan dermed omskrives til

$$\vec{F} = \chi \epsilon_0 \nu (\vec{E}_e \cdot \nabla) \vec{E}_e = \frac{1}{2} \chi \epsilon_0 \nu \nabla |\vec{E}_e|^2 \quad (36)$$

Ligeledes vil der, i et inhomogent tidsligt varierende felt, være en kraftpåvirkning af en sfærisk partikel. Partiklen med den komplekse dielektricitets konstant  $\epsilon_1$  og volumen  $\nu$  er placeret i en væske med dielektricitets konstanten  $\epsilon_2$ . Et inhomogent varierende E-felt er pålagt.

Schwarz (Schwarz, 1963:2387) udtrykker energi potentialet således:

$$U = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{\nu_1} \epsilon_2^* \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) E_i \vec{E}_e \, d\nu \quad (37)$$

$E_i$  er feltet i partiklens indre og  $E_e$  er det pålagte felt. Det indre felt, parallelt med det ydre, kan udtrykkes ved det ydre således:

$$E_i = \frac{3\epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} E_e \quad (38)$$

potentialet kan herefter udtrykkes

$$U = -\frac{3}{2} \operatorname{Re} \int_{\nu_1} \epsilon_2^* \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} |\vec{E}_e|^2 \, d\nu \quad (39)$$

Partiklen vil påvirkes med kraften  $F$ , hvor  $F = -\operatorname{grad} U$ ,

$$\vec{F} = \frac{3}{2} \nu \operatorname{Re} \left( \epsilon_2^* \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} \right) \nabla E_e^2 \quad (40)$$

Typiske værdier for biologiske partikler opgiver Scher (Scher, 1968:696) ligger mellem værdierne for celler (forskellige fra bakterier) og bakterier:

$$\operatorname{Re} \left( \epsilon_2^* \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} \right) = -\frac{3}{4} \epsilon_1' \quad \text{for celler forskellige fra bakterier}$$

$$= -\frac{3}{4} \epsilon_1' \text{ til } -\frac{1}{3} \epsilon_1' \quad \text{for bakterier.}$$

Dette giver for kraften, når  $A = \frac{3}{2\epsilon_1'} \operatorname{Re} \left( \epsilon_2^* \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} \right)$ :

$$F = A \cdot V_1 \cdot \epsilon_1' \text{ grad } E_0^2 \text{ med } -1,1 \leq A \leq -0,5$$

Partiklen skal være så stor, at der sker en ændring af feltet hen over partiklen, men samtidig så lille at ladningernes forstyrrelse af feltet kan negligeres.

Kraftens retning afhænger af fortegnet af

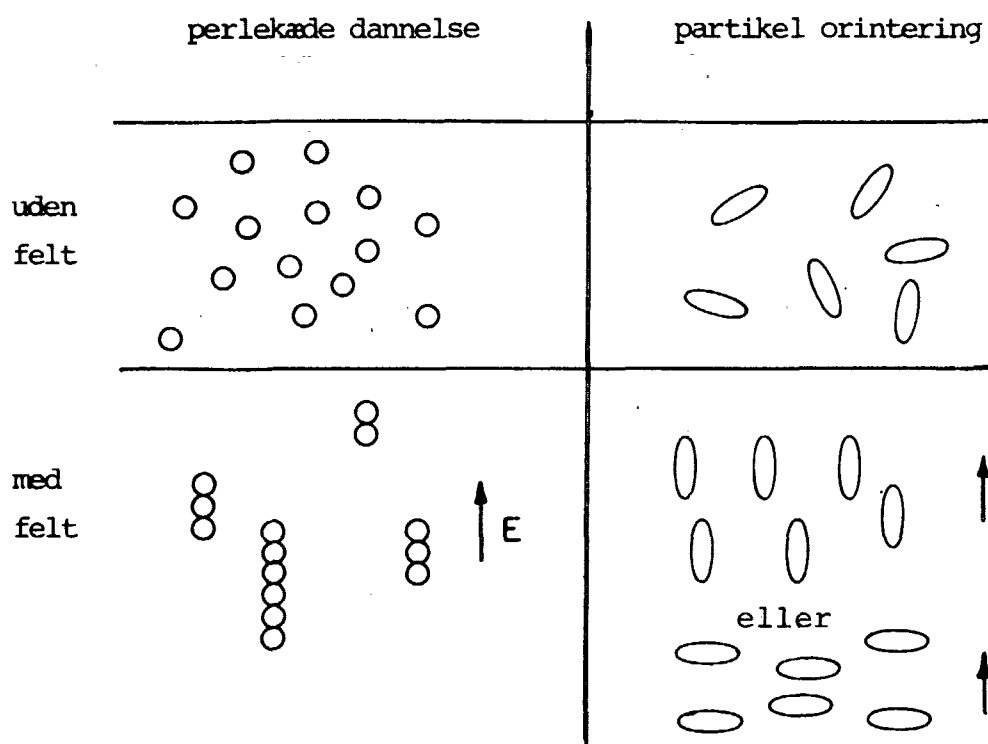
$$\left( \epsilon_2^* \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)$$

og bestemmes dermed af den relative størrelse af dielektricitetskonstanterne  $\epsilon_1$  og  $\epsilon_2$ .

Den dielektroforetiske bevægelse kan derfor være en bevægelse mod ringere eller højere feltstyrke, alt afhængigt af, om partiklen befinder sig i en væske med mindre eller højere dielektricitetskonstant. Af ligningen (40) ses yderligere at partiklens bevægelse ikke afhænger af feltets retning.

### V.5.3. Perlekædedannelsen og partikel orientering.

Perlekædedannelsen og orientering af ikke sfæriske partikler er to eksperimentelle manifestationer af feltskabte ikke termiske kræfter, se figur 23.



Figur 23 . Skematisk illustration af varierende elektriske felters påvirkning af cellulære partikler.

Perlekædedannelse er en ordning af opslemmede partikler eller mikroorganismer på grund af ladningstiltrækningen, som følge af feltets polarisering af enkeltpartiklerne. Fænomenet er registreret ved frekvenser for mikrobølgeområdet fra 1 - 100 MHz (Heller, 1969).

Ex. har Heller registreret kromosomforstyrrelser i dyreforsøg, ved en frekvens på 30 MHz og en intensitet på  $0,5-1 \text{ W/cm}^2$ .

Partiklerne danner kæder parallelt til det elektriske felt. For hver partikeltype er der en typisk frekvens og en minimums feltstyrke hvor fænomenet ophører. Om fænomenet har betydning i mikrobølgeområdet er uafklaret.

Orientering af ikke sfæriske partikler, enten parallelt eller vinkelret på et pålagt felt, er et resultat af partiklernes tilbøjelighed til at minimere den elektriske potentielle energi. Fænomenet er observeret ved opslemmede partikler af proteiner og andre biologiske makromolekyler ved frekvenser under mikrobølgers.

Når polariserede sidekæder af makromolekyler orienteres, kan det forårsage ødelæggelse af hydrogenbindinger og dermed en denaturering eller koagulering af molekylerne.

#### V.5.4. Ikke termiske effekters betydning i forhold til termiske effekter i mikrobølgeområdet.

Det er blevet diskuteret, hvorvidt mikrobølger kan fremkalde signifikante dielektroforetiske kræfter i biologisk materiale i forhold til termiske påvirkninger, uden at intensiteten bliver så høj, at strålingens termiske effekt fuldkommen overdøver.

Schwan (Schwan, 1974:14) afviser, at det kan være tilfældet. Hans argumentation bygger på, at udtrykket (40) betyder, at tærskelfeltstyrken der skal til at fremkalde dielektroforetiske fænomener ændres omvendt proportionalt med kvadratroden af partiklens volumen. Typiske cellulære dimensioner er af størrelsesordenen nogle  $\mu$  og der

kræves feltstyrker på adskillelige hundrede v/cm. Det vil sige tærskelværdier man har målt skal til at fremkalde perlekædedannelser hos røde blodlegmer og E-coli-orientering. Sammenlignet her med betyder feltstyrken på 2 v/cm i vakuum 0,2 v/cm i biologisk væv og en intensitet på 10 mW/cm<sup>2</sup>. Han uddrager heraf, at ikke termiske kræfter ikke er sandsynlige på molekyl- og mikroskopisk celleniveau, medmindre feltstyrken er så høj, at den ledsagende termiske effekt vil være alt dominerende.

Andre betvivler en afvisning af ikke termiske effekter, således peger Pohl (Pohl, 1973:2) på at eksperimenterne leder teorien. På grund af områdets kompleksitet, med flere principielt forskellige mekanismer der overlejrer hinanden, løses den teoretiske analyse kun med besvær, og er uigennemførlig inden de eksperimentelle faktorer foreligger.

Omend fænomenene ikke kan forklares, har man sikre eksperimentelle beviser for, at højfrekvente elektromagnetiske bølger giver anledning til ikke termiske påvirkninger af biologiske medier.

Eksempelvis er der udført eksperimenter ved New England Institute for Medical Research (Heller, 1969:116) der viser signifikante ikke termiske effekter ved frekvenser på 5-40 MHz. Blandt disse kan nævnes:

Temporær hæmning af celledelingen i celler dyrket in vitro. Inducering af genetiske ændringer (mutationer og kromosom abnormiteter i levende celler såvel plante-, dyre- og menneskeceller).



## V.6. Mikrobølgers indflydelse på nervesystemet.

### V.6.1. Indledning.

Ved afslutningen af de såkaldte TRI-Service konferencer i 1960 var det ikke almindeligt anerkendt i den vestlige verden, at mikrobølgestråling kunne have indflydelse på nervesystemet. Dette har dog siden ændret sig, og det er nu almindeligt accepteret. Hvad effekten eller effekterne nærmere består i er dog stadig en større og uafklaret diskussion, både hvad angår de termiske og eventuelle ikke termiske påvirkningers natur.

### V.6.2. Termisk/ikke termisk påvirkning af nervesystemet.

Den umiddelbare begrænsning er den manglende funderede forståelse af hvordan nervesystemet i sig selv fungerer, og dermed hvordan informationer er kodet, overført og lagret i nervesystemet.

Dette gør undersøgelser af mikrobølgers forskellige mulige påvirkninger af nervesystemet og forståelsen af mekanismerne kompliceret. Det er almindeligt accepteret, at strålingsintensiteter over en vis størrelse, som er mindre end intensiteter, der normalt fremkalder decideret forbrænding, har en termisk effekt på nervesystemets funktioner. Det er dog mere uklart hvilken betydning lav intensitets stråling skal tillægges.

I denne forbindelse er det interessant at konstatere, at der er store forskelle mellem hvad amerikanske og sovjetiske undersøgelser har beskæftiget sig med. I vesten tillægges mikrobølger med lav intensitet, det vil sige mindre end  $10 \text{ mW/cm}^2$ , almindeligvis ingen skadelig

effekt, og forståelsen af disse uskadelige effekter er domineret af den opfattelse, at de er af termisk eller mikrotermisk oprindelse. Sovjet har en lang tradition for at undersøge radio- og mikrobølgers effekt på nervesystemet, og her er langt den største del af det eksperimentelle arbejdes resultater tolket udfra den opfattelse, at mikrobølger har en direkte eller primær effekt på nervesystemet og at denne effekt kan være hæmmende eller skadelig på nervesystemets funktioner.

Da det er udenfor denne rapports formål og muligheder at komme med et samlet overblik, der dækker mikrobølgers påvirkning af nervesystemet, begrænses behandlingen til nogle udvalgte eksempler, som giver indtryk af hvilke problemstillinger der arbejdes med for tiden - dog er det vanskeligt at følge den sovjetiske debat, da det er svært at fremskaffe artikler.

Taylor (Taylor. 1974:316) demonstrerer at mikrobølgestråling kan forårsage ændringer i centralnervesystemets funktion. Ved at bestråle hovedet på et forsøgsdyr ( i dette tilfælde en kat) med en intensitet på  $5 \text{ mW/cm}^2$ , registreres der ændringer i tidsintervallet mellem stimulus og reaktionen.

Dette tilskriver Taylor en varmeeffekt ved bestrålingen og ikke en direkte strålingseffekt. Han begrundet det med at tilsvarende adfærdsændringer som fremkaldes ved mikrobølge bestråling også kan fremkaldes ved andre former for opvarmning af centralnervestrukturer. Ligeledes viser han, at ændringer i nervefunktioner fremkaldt af varme afsættelsen ved mikrobølge bestråling kan modvirkes ved en tilsvarende afkøling af det bestrålede nervevæv.

Forsøgene blev udført ved strålinger med maksimalt absorberede energier på  $20 \text{ mW/cm}^3$  og  $30 \text{ mW/cm}^3$ . (Årsagen til at den absorberede energi ved bestrålingsintensitet på  $5 \text{ mW/cm}^2$  er så høj må tilskrives, at effektafsættelse forstærkes af de i afsnit V.3 beskrevne resonansfænomener.

Ved så høje energier er den termiske effekt under alle omstændigheder dominerende. Eksperimentet viser også, at når den termiske effekt elimineres ved afkøling, er de ikke termiske effekter så små, at de ikke influerer på nervens funktion. Alligevel kan det ikke udelukkes at der, eventuelt i længere bestrålingsperioder ved lavere intensitet, hvor det er lettere at adskille termiske fra ikke termiske effekter, og hvor svage ikke termiske effekter vil kunne manifestere sig, er en mere direkte strålingspåvirkning af nervesystemet.

En undersøgelse går nærmere ind på at forklare et mere direkte aspekt af den termiske påvirknings natur ved mikrobølgestråling af nervevæv, eller mere præcist forholdet mellem termiske påvirkninger af de perifere nerver og af centralnervesystemet. McAfee (McAfee, 1969) registrerer således en neurologisk effekt ved en lokal mikrobølge induceret opvarmning af et forsøgsdyrs underhudsvæv. Ved eksperimentet bestråles der med mikrobølger på 3, 10 og 12,2 cm på et levende objekt, og der produceres herved en temperaturstigning i underhudsvævet der overskrider stigningen i det overliggende epidermis.

Dette skyldes, at epidermis, eller overhudsvævet, har en relativ god blodgennemstrømning og dermed også varmespredning, end i det mindre vasculare underhudsvæv, der ikke i samme grad er istand til at blive afkølet. (Se figur 24).

Desuden vil effektafsættelsen i underhudsvævet kunne forstærkes ved, at der her dannes stående bølger mellem overhudsvævet og de underliggende muskel- og knoglestrukturer, hvilket yderligere gør dette område udsat. (Jævnfør V.3). Når de perifere nerver opvarmes i underhuden til et vist niveau, kan de reagere eller udløses

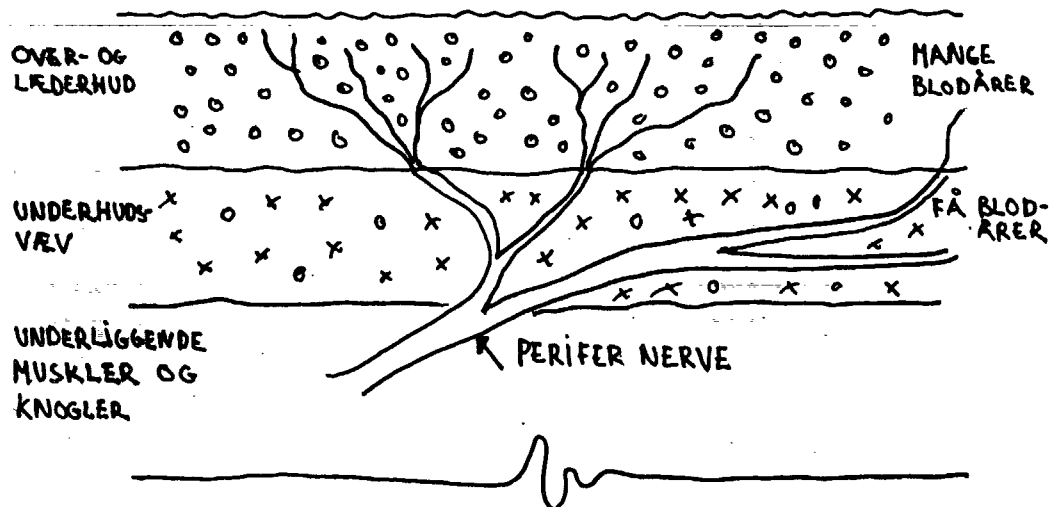


Fig. 24 . Skematisk diagram af huden, med det mindre vaskulære område, hvor de perifere nerver passerer fra overhuden til underliggende muskler.

spontant. Det observeres, at ved termiske stimulationer af dette nervesystem opstår der neurofysiologiske og adfærdsmæssige ændringer.

McAfee (McAfee, 1969:150) mener at have sandsynliggjort, at ved vekselvirkning mellem det perifere nervesystem og centralnervesystemet kan det forklares, at mikrobølgers stråling blandt andet påvirker hjerterytme og blodsammensætning. McAfee viser, at en specifik respons eller en smertereaktion kan fremkaldes ved at der ved mikrobølgers bestråling, med en frekvens på 1 GHz og en effekt på  $200 \text{ mW/cm}^2$  (bestrålingstiden varieret efter forsøgsdyr og bestrålingssted) opnås en opvarmning af underhudsvævet til  $45^{\circ}\text{C}$ . Over- og læderhuden der er det umiddelbart følsomme område holdes på grund af den større blodgennemstrømning afkølede eller stiger kun nogle få grader.

Da underhudsforbrændinger forudsætter højere temperaturer end 45 °C, er det åbenlyst, at smertereaktionen ikke behøver være fremkaldt af forbrændinger. Et tilsvarende reaktionsmønster viste sig i øvrigt når underhudens væv blev opvarmet, mens forbindelsen til sanseorganerne i overhuden blev afbrudt enten ved indsprøjtning af et bedøvende middel eller ved overskæring af nervetrådene.

Som bevis for at det er den termiske effekt ved mikrobølgestråling, der er afgørende, tilvejebringer McAfee et identisk reaktionsmønster ved at opnå en tilsvarende temperaturstigning af underhuden med andre opvarmningsmetoder, så som infrarød stråling, konvektions- eller ledningsvarme, eller ved at større nervetråde blev opvarmet med et termoelement eller ved bestråling. Reaktionsmønstret udeblev når temperaturen sænkedes, men udløstes igen når temperaturen hævedes til det kritiske niveau.

Dette får ham til at slutte, at observationer af reaktionsmønstre hos bestrålede dyr, der umiddelbart ellers er fortolket som en form for ikke termisk effekt på centralnervesystemet, kan tænkes at være et resultat af en lokal termisk stimulation af det perifere nervesystem.

Baranski og Czerski (Baranski, 1976:95) kritiserer McAfees konklusion. De mener ganske vist at der her er demonstreret, at der er en temperaturafhængig effekt på nerven, der kan induceres af mikrobølgeopvarmning, og at en termisk mikrobølgeeffekt og andre former for lokal opvarmning af nerven inducerer et respons af sammenlignelig karakter. Dette giver imidlertid ikke begrundelse for at udelukke andre effekter af ikke termisk oprindelse. Specielt mener de, at effekter forårsaget af langtids- eller lavdosis bestråling ikke kan forklares af eksperimenter af denne karakter.

Sovjetiske forskere har i stor udstrækning beskæftiget sig med mikrobølgestrålings påvirkning af nervesystemet ved lave intensiteter ( $< 10 \text{ mW/cm}^2$ ). Her beskrives funktionelle ændringer i nervesystemet uden markante ændringer i vævstemperaturen. De har registreret skadeseffekter som hukommelsestab, hovedpine, søvnløshed og forskellige adfærdsforstyrrelser.

Ligeledes har der været foretaget et større antal undersøgelser af mikrobølgers betydning for hjerneaktiviteter via electroencephalogram (EEG) for bestrålede forsøgsdyr. (Presman, 1970:125-132). Forstyrrelserne fremkommer fra intensiteter på  $1 \text{ mW/cm}^2$  og op efter, i et bredt frekvensområde. Undersøgelsesens omstændigheder er ret forskellige, omfattende EEG registreringer før, under og efter eksponeringen af mikrobølger. Nogle eksperimenter er dog begrænset til før og efter eksponeringen for at undgå forstyrrelser af elektroderne. Ændringerne er ret forskellige og svære at tolke. Det har ikke været muligt at knytte specifikke morfologiske ændringer af hjernen til ændringer af EEG.

Baranski (Baranski, 1976:97) referer sovjetiske undersøgelser af morfologiske og funktionsmæssige ændringer i nervesystemet. Tolgskaja, Gordon og Lobanova har bestrålet rotter med en intensitet på op til  $10 \text{ mW/cm}^2$  og med en frekvens på 3.0 GHz fra en halv til en time pr. dag i 45 døgn. Herefter registreres en hæmning af stimulusrespons mønstret, og der iagttages et mindsket antal nerveforbindelser og nerveforgreninger, samt volumen udvidelser af nervebanerne. Undersøgelsen viser endvidere, at de funktionelle og morfologiske ændringer er reversible, idet ændringerne forsvinder efter mellem ti og tyve dage efter bestrålingsperiodens ophør. Intensiteten på  $10 \text{ mW/cm}^2$  er dog så høj, at selv om Baranski fremfører eksemplet som en direkte ikke termisk effekt, må der være

en termisk effekt, der ikke taget forbehold for i den undersøgelse.

### V.6.3. Mikrobølgers fremkaldelse af høreeffekter.

Som afsluttende eksempel på et uafklaret fænomen vil vi se på mikrobølgers fremkaldelse af høre-effekter. Det viser sig, at personer udsat for pulserende mikrobølgestråling i visse tilfælde "hører" eller opfatter mikrobølger som lyd. Fænomenet er også registreret af en døv forsøgsperson. Opfattelsen af lydets kilde lokaliseres til at være indeni eller umiddelbart bag hovedet.

Hjernen opfatter påvirkningen som en brumme eller bankelyd. Den maksimale påvirkning er ved frekvenser mellem 300 - 1200 MHz med en puls frekvens ca. 50 Hz. (Se figur 25). Frey (Frey, 1969:134-140) har registreret at fænomenet indtræffer øjeblikkeligt og ved en gennemsnitsintensitet helt ned på  $0,1 \text{ mW/cm}^2$  med en spidseffektthæthed på  $150 \text{ mW/cm}^2$ . Det omgående hørerrespons på mikrobølgestråling nærmest udelukker, at nervestimuleringen er formidlet via temperaturgradienter. På den måde rokker hørefænomenet ved det i vesten etablerede synspunkt, at mikrobølger ved lave intensiteter ikke skulle kunne fremkalde signifikante elektromagnetiske kraftpåvirkninger på større elektriske systemer i organismen som f.eks. nervesystemet. Diskussionen af hørefænomenet begrænses derved ikke til spørgsmålet om eventuelle skadevirkninger på det stimulerende nervevæv, men orienterer sig måske mere mod mekanismen bag hørefornemmelsen. Debatten opfatter hypoteser om direkte elektromagnetisk påvirkning af nervebaner til mere indirekte termiske effekter.

Frey er talsmand for det synspunkt, at fænomenet er en direkte nerverespons. (Frey, 1970:136).

Sommer og Van Gierke (Michelson, 1972:408) afviser, at fænomenet er forårsaget af direkte stimulation af nervefibre, og mener at forklaringen nærmere handler om omsætning af elektromekaniske kræfter via ben-og-luft til øresneglen.

Forster og Finch (Forster, 1974:256-258 fra Schwan, 1974:15) fremkommer med en termisk forklaring på hørefornemmelsen af pulserende felter. De mener, at en øjeblikkelig temperaturstigning som skyldes absorption af et enkelt puls resulterer i en trykbølge af tilstrækkelig størrelse til at fremkalde en hørefornemmelse.

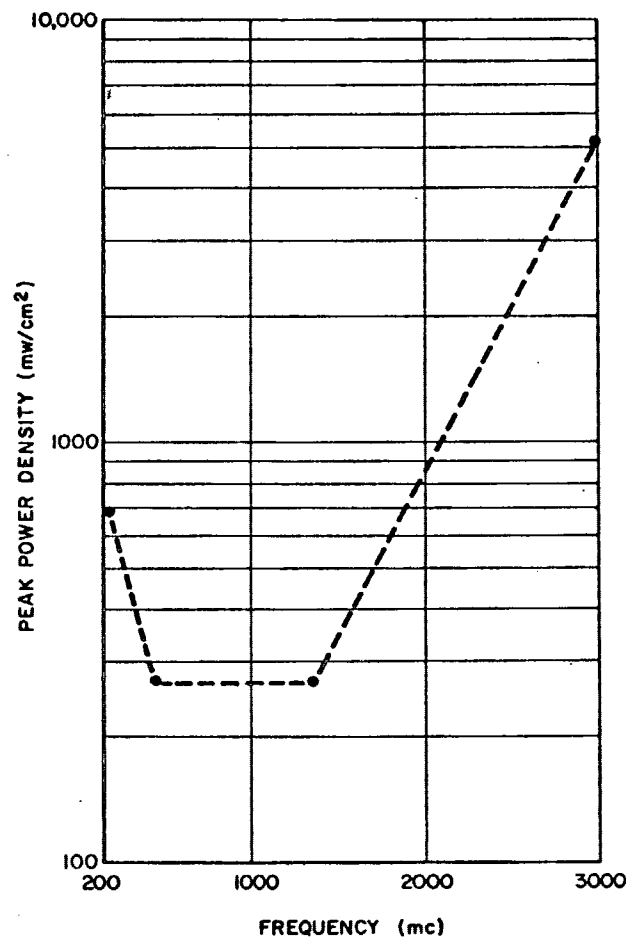


Fig. 25 . Frekvenstærskler for inducering af høreeffekt.  
(Frey, 1969:136)

Problemet er dog stadig uafklaret og det må konkluderes, at forståelsen af de neurofysiologiske og funktionsmæssige effekter ved mikrobølgers vekselvirkning med nervesystemet stadig er forbundet med betydelige vanskeligheder.



### V.7 Normfastsættelse for mikrobølgebestråling.

Til beskyttelse af arbejdere, der i deres beskæftigelse udsættes for mikrobølger, er der to forskellige typer af regler for grænseværdibestemmelser. En er eksponeringsstandarder, der ved hjælp af en hygiejnisk grænseværdi angiver det maksimalt tilladte eksponeringsniveau i givne tidsintervaller for dele af eller hele kroppen. En anden er emissionsstandarder, som bestemmer den maksimalt tilladte emission for et specifikt apparat, fx strålingsintensiteten fra mikrobølgeovne i en given afstand.

Kvantificering af den biologiske effekt af mikrobølgebestråling er et komplekst problem, og der findes ikke en klar kvantitativ sammenhæng mellem effekttætheden af den indkommende stråling og de biologiske effekter for den menneskelige organisme.

Hovedparten af registrerede effekter er iagttaget ved eksperimenter på mindre forsøgsdyr eller simple organismer, og relateringen af disse eksperimentelle resultater til mennesket er forbundet med store vanskeligheder. Der er store fysiologiske og funktionsmæssige forskelle på mennesket og et mindre dyr. Fx er konsekvensen af bestråling ved en given intensitet for et mindre dyr af en helt anden karakter, alene grundet den større overflade i forhold til volumet end fx hos mennesket.

Hertil kommer en større gruppe af endnu ikke underbyggede og kontroversielle påvisninger af forskellige biologiske effekter.

En adskillelse mellem bevisligt skadelige og ikke skadelige effekter er derfor ikke mulig. Dette afspejler sig i de forskellige landes principper for normfastsættelse. Således er

normfastsættelsen i Vesten sat udfra det kriterium, at der ikke må opstå nogen form for irreversible skader, mens normen i Sovjet og Østeuropa er sat udfra den betragtning, at der ikke tillades nogen registrerbare ændringer i organismen p.g.a. stråling.

Ved bestemmelsen af normfastsættelsen for civile anvendelser af mikrobølger overtog Vesten den militære strålingsgrænse (se fig.1). Således fastsatte det Nationale Amerikanske Standard Institut i 1966 en eksponeringsstandard. Denne består i, at i et normalt arbejdsmiljø og med elektromagnetiske energier med frekvenser i intervallet 10-100.000MHz fastsættes en maksimal strålingsintensitet til  $10\text{mW}/\text{cm}^2$  for bestråling af hele menneskets legeme.

I 1968 fastsættes for første gang en specifik norm for strålingsudslippet fra mikrobølgeovne. Kriterierne for fastsættelsen ændredes således, at det i stedet for at være en maksimal eksponering af legemet, blev en maksimal eksponeringsintensitet fra mikrobølgeovne i en given afstand. Det tilladte udslip blev fastsat til  $10\text{mW}/\text{cm}^2$ , inden for en afstand af 5cm. Man erfarede dog at strålingsudslippet tiltager under mikrobølgeovnens brug på grund af slitage. For at sikre, at de brugte ovne ikke skulle få udslip op til faregrænsen, så man sig nødsaget til at nedsætte strålingsnormen med en faktor 10 på nye ovne. Dette skete i 1970. Foruden normen på  $1\text{mW}/\text{cm}^2$  i en afstand på 5cm gældende for nye ovne, fastsættes for ovne i brug en grænse på  $5\text{mW}/\text{cm}^2$  også i en afstand af 5cm. Dette kom dog kun til at gælde for ovne bygget efter 1971.

I Canada, som indtil 1977 fulgte denne norm, nedsattes intensiteten til  $1\text{mW}/\text{cm}^2$  i 5cm afstand.

I 1976 overtages de amerikanske normer af den Internationale Elektroniske Kommission, dog således at der ikke er en specifik intensitetsgrænse på  $1\text{mW}/\text{cm}^2$  for nye ovne. Denne norm

følges af Danmark og reglerne findes i stærkstrømsreglementet afsnit C, som trådte i kraft 1. juli 1979.

Foruden strålingsgrænsen på  $5\text{mW}/\text{cm}^2$  i afstanden 5cm stiller stærkstrømsreglementet krav til mikrobølgeovens konstruktion og udformning af brugsvejledningen. Ovnens skal være forsynet med automatiske afbrydere, som slukker for magnetronen så snart ovnen åbnes, og vejledningen skal blandt andet indeholde instruks om, hvordan man undersøger lågepakningen for skader.

Det skal her nævnes, at der fra EF-kommissionen foreslås en forhøjet normfastsættelse i frekvensområdet fra 300MHz til 300GHz på  $10\text{mW}/\text{cm}^2$  som gennemsnit per 0,1 time. Hvordan denne norm skal anvendes på mikrobølgeovne er endnu ikke specificeret (Kommissionen for de europæiske fællesskaber, 1980).

#### V.8 Afsluttende bemærkninger.

Den maksimalt tilladte strålingsintensitet blev i begyndelsen af 1960 fastsat udfra de termiske skader. Det er stadig disse effekter der er afgørende for normfastsættelsen. Dette til trods for, at man i tiden efter er blevet opmærksom på, at andre skader af ikke termisk oprindelse har en betydning. De dominerende effekter er her påvirkning af nervesystemet, en ikke termisk stardannelse på øjet og en påvisning af genetiske skader.

Ændringer i grundlaget har dog ikke medført ændringer i normfastsættelsen. Dette skyldes sandsynligvis at der hersker stor uklarhed omkring mekanismerne bag effekter af ikke termisk oprindelse.

Hvad angår de termiske påvirkninger er den dominerende opfattelse i det helsefysiske miljø, at mekanismerne er relativt afklarede eksperimentelt.

Det er dog forbundet med store vanskeligheder, at ekstrapolere fra eksperimentelle observationer af skadeseffektgrænser på forsøgsdyr og diverse modeller af mennesket, til en bestemmelse af et sikkert strålingsintensitetsniveau. Hvis det sikre strålingsniveau alene er baseret på at undgå termiske skader må termiske læsioner p.g.a. fokusering og dannelsen af stående bølger tages i betragtning. I bestemte regioner i det menneskelige legeme kan mikrobølgeabsorbtionen resultere i en temperaturstigning, der kan være fra fire til seks gange højere end den gennemsnitlige temperaturstigning når hele legemet bestråles.

Termiske skader er registreret ved strålingsintensiteter ved  $100\text{mW/cm}^2$  og derover.  $10\text{mW/cm}^2$  er måske en akseptabel termisk grænse for mennesket, men sikkerhedsmarginen er temmelig lille. I visse situationer er de  $10\text{mW/cm}^2$  en absolut øvre grænse for bestråling uden skader, set udfra et rent termisk aspekt.

Den maksimalt tilladte strålingsintensitet på  $5\text{mW/cm}^2$  i en afstand af 5cm kan nok skønnes at være rimelig, hvis man isoleret bedømmer på baggrund af at der ikke må opstå termiske skader. Mikrobølgestrålings termiske effekter skal dog vurderes i forhold til de samlede påvirkninger som en person er udsat for i et specifikt miljø. Den størst tilladte effektabsættelse per tidsenhed ved mikrobølgebestråling er i størrelsesordenen af menneskets kapacitet til at modstå termisk påvirkning. Vi mener at den burde være mindre.

En begrundelse for dette er, at en arbejder i et "normalt" arbejdsmiljø, ex. et restaurationskøkken, ofte udsættes for andre former for termisk påvirkning i form af høj rumtemperatur og luftfugtighed, hvilket er med til at nedsætte legemets mulighed for at afgive varme. Normfastsættelsen bør ligeledes tage højde for eventuelt farlige lækager,

således at legemet stadigvæk har en vis kapacitet, hvis normen overskrides. Såfremt det personale, der betjener ovnen ikke er specielt uddannet, er det særligt vigtigt, at der tages hensyn til dette.

Almindeligvis anvendes ovnen af personer der ikke har specielt kendskab til funktionsmåden eller mikrobølgers natur. Derfor må det forventes, at behandlingen af mikrobølgeovnen ikke altid er den mest hensigtsmæssige, og hvis der sker uheld er det ikke givet, at personalet ved hvilke forholdsregler, der bør tages. Typiske lækager der kan opstå er lange papirstynde slidser, der kan være svære at få øje på. Dette indebærer en risiko for at lækager først registreres når de er ret store og de personer, der betjener ovnen allerede har fået skadelige doser.

For at den termiske effekt skal være negligerbar mener vi, at grænsen må holdes en størrelsesorden under faregrænsen. Et yderligere argument for en lavere norm er, at man er blevet opmærksom på andre ricisi. Specielt hvad angår nervesystemet, er det klart, at der sker påvirkninger ved ret lave intensiteter, men som sagt er området uafklaret blandt andet på grund af en manglende viden angående nerves funktionsmekanismer. Dette gør eksakte vurderinger af skadeseffektniveauet for eventuelle skader problematisk.

Endvidere må der i vurderingen af de biologiske effekter skelnes mellem de der opstår efter langtidseksposering ved lave intensiteter og de der forekommer ved korttidseksposering med høje intensiteter. Flertallet af de signifikante effekter der er beskrevet og afklaret er resultat af akut overeksponering.

Der er fortsat stor usikkerhed omkring betydningen af lang-

tidslavintensitetseksposeringer i Vesten. I Sovjet har der været foretaget en del undersøgelser ved lav intensitet, som bl.a. indgår som grundlag for deres normfastsættelse.

Usikkerheden i Vesten skyldes dels manglende undersøgelser og dels at området er vanskeligt at undersøge, udfra lange forsøgsperioder hvor andre miljøpåvirkninger kan være svære at eliminere. De sovjetiske normer er dog umiddelbart ikke til at vurdere, da de forsøgsresultater der ligger til grund for fastsættelsen, enten, som nogen mener, ikke er velunderbyggede nok, eller ikke er tilgængelige i en sådan form at en nøjere vurdering har været mulig.

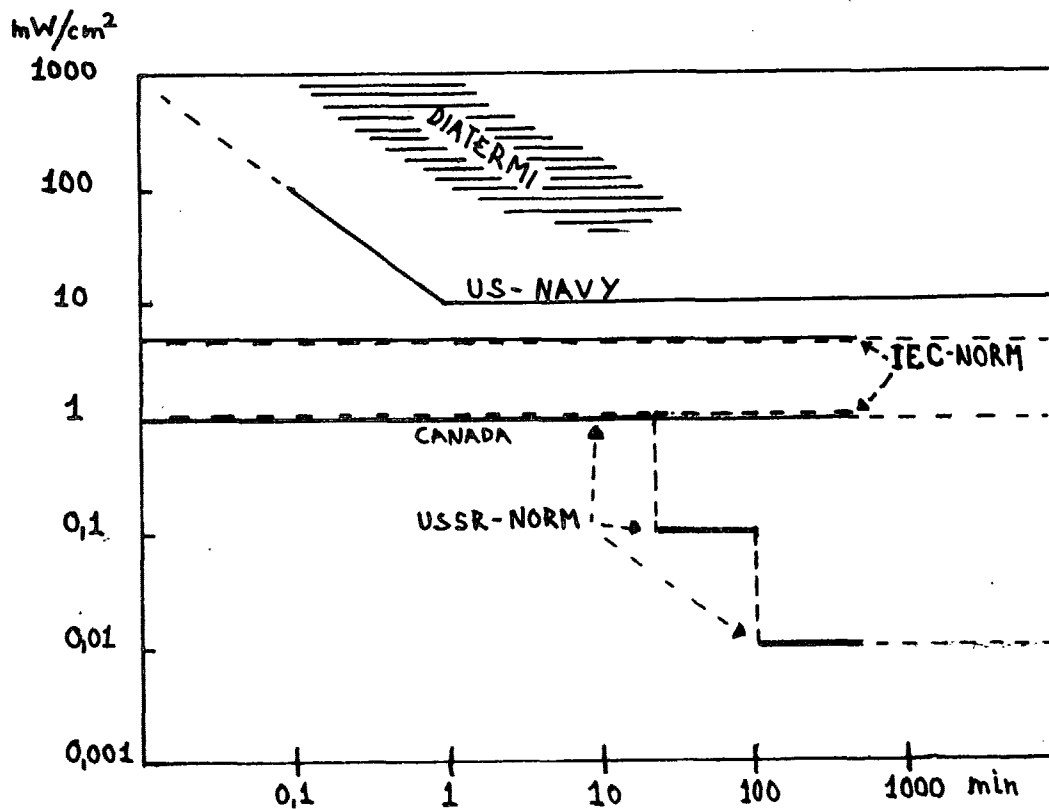


Fig. 26 . Sammenligning af forskellige strålingsintensitetsnormer. (Efter Osepchuk, 1979:32)

Flere forskere, f.eks. Voss (Voss, 1969:218) mener, at usikkerheden må komme til udtryk i normfastsættelsen. Han mener, at når problemet er så uafklaret, er det hensigtsmæssigt, at anvende de russiske strålingsnormer (se fig. 26) og dette indtil effekterne er så tilfredsstillende forstået, at man med rimelighed kan fastsætte faregrænsen. Der er grund til at tro, at det vil være rimeligt, at nedsætte strålingsnormen, da man har indicier for ikke termiske skadeseffekter, hvis mekanismer dog ikke er undersøgt tilstrækkeligt. Hvor meget det ville være rimeligt at nedsætte normen er svært at vurdere, på grund af den manglende kvantificering af forholdet mellem strålingsintensitet og eventuelle skadevirkninger.

Det kan dog konstateres, at lande som f.eks. Canada, på det samme eksperimentelle og teoretiske grundlag som det øvrige vesten har nedsat intensitetsnormen for mikrobølge ovnen i brug fra  $10 \text{ mW/cm}^2$  i 5 cm afstand til  $1 \text{ mW/cm}^2$  i 5 cm afstand (Health Aspects of Radio Frequency and Microwave Radiation Exposure, part 2, 1978:66).

Litteraturkilder:Almen litteratur:

Baden Fuller, A.J.

1969 "Microwaves". Pergamon Press. Oxford.

Baranski, S.&P. Czernski

1976 "Biological effects of microwaves." Dowden,  
Hutchinson and Ross, inc.

Bonde, T.

1980 "Afprøvning af mikrobølgeovne til husholdnings-  
brug". Husholdningsrådets tekniske meddelelser,  
nr.4, 20.årgang.

Edmonds, E. & J. Hartranft

1971 "A survey of residential and commercial micro-  
wave ovens in orange county, California". Health  
Physis. Pergamon Press, vol.21, sept.1971:457-61.

Glaser, Z.R., m.fl.

1977 "Bibliography of reported biological phenomena  
("effects") and clinical manifestations attribu-  
ted to microwave and radiofrequency radiation.  
Ninth supplement of bibliography of microwave  
and RF biologic effects. DHEW (NIOSH) publication  
No.78-126.

Hansson Milo, m.fl.

1979 "Biologiska effekter av elektromagnetiska fält inom  
radiofrekvens och mikrovågsområdet." Arbete och  
hälsa 1979:30.

Health Aspects of Radio Frequency and Microwave Radiation  
Exposure

1977 Part 1.

1978 Part 2. "Environmental Health Criteria Document".  
Environmental Health Directorate. Health Protec-  
tion Branch. Ottawa, Canada.



- Lin, J.C.  
1978 "Microwave Biophysics". Transaction of the international microwave power institute, vol. 8, 1978:15-55.
- Michaelson, Solm.  
1972 "Human Exposure to nonionizing radiant energy-potential hazards and safety standards." Proceedings of the IEEE, vol. 60, no.4:389-421, april 1972.
- Osepchuk, j.M.  
1979 "A review of microwave oven safety." Microwave Journal, vol.22, no.5
- Presman, A.S.  
1970 "Electromagnetic fields and life." Plenum press.
- Puschner  
1966 "Heating with microwaves". Philips technical library.

Litteratur der behandler mere specielle problemer:

- Asmussen, E.&M. Nielsen  
1972 "Lærebog i menneskets fysiologi". København
- Carpenter, R.L.  
1969 "Biological effects and health implications of microwave radiation". Symposium Proceedings. Virginia.
- Cook, m.fl.  
1980 "Early research on the biological effects of microwave radiation:1940-60". Annals of science 37.
- Dodge, C.H. and Glaser, Z.R.  
1977 "Trends in nonionizing electromagnetic radiation bioeffects research and related occupational health aspects." Journal of microwave power, 12 (4), 319-34.

Durney, C.H., m.fl.

- 1975 "Long- wavelength analysis of plane wave irradiation of a prolate spheroid model of man 1-2." IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol.MTT 23, no.2, no.9

Frey, A.H.

- 1969 "Effects of microwave and radiofrequency energy on the central nervous system." Biological effects and health implication of microwave radiation, P. 134-140. Symposium Proceedings. Virginia.

Gandhi, O.P., m.fl.

- 1975 "Distribution of electromagnetic energy deposition in models of man with frequencies near resonance. " In biological effects of electromagnetic waves.Vol.II.Ed. by C.C. Johnson, selected papers of the USNC/URSI annual meeting, Boulder, co. Hew publication(FDA)77-8011 p44-67.

Heller, J.H.

- 1969 "Cellular effects of microwave radiation." Biological effects and health implications of microwave radiation :116-22.Edited by S.F. Cleary. Symposium Proceedings, Virginia.

Johnson, C.C. & Guy, A.W.

- 1972 "Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems." Proceedings of the IEEE,vo.60,no.6,p 692-718.

Justesen, Don R.

- 1977 "Diathermy versus the microwaves and other radio-frequency radiations: Arose by another name is a cabbage." Radio Science,vol.12,no3,p 355-364. May-june.

Kommissionen for de europæiske fællesskaber

- 1980 "Forslag til rådets direktiv om fastsættelse af de grundlæggende normer for sundhedsbeskyttelse af arbejdstagere og enkeltpersoner i befolkningen mod de farer, der er forbundet med mikrobølgestråling." Kom (80) 340, Bruxelles, 19.6

Kritikos, H.N. & Schwan, H.P.

1975 "The distribution of heating potential inside lossy spheres." IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. BME-22, nov., p457-63

McAfee, R.D.

1969 "The neural and hormonal response to microwave stimulation of peripheral nerves." Biological effects and health implications of microwave radiation, p150-54. Edited by S.F. Cleary. Symposium Proceedings, Virginia.

Michaelson, S.M.

1971 "Soviet views on the biological effects of microwaves - an analysis." Health Physics. Pergamon Press vol.21, july, p108-11.

Milroy, W.C. & Michaelson, S.M.

1972 "Microwave cataractogenesis: a critical review of the literature." Aerospace medicine, jan.

Mumford, W.W.

1969 "Heat stress due to r.f. radiation." in "Biological effects and health implications of microwave radiation," 1969:21-35. Symposium proceedings, ed by S.F. Cleary

Pohl, H.A.

1973 "Biophysical aspects of dielectrophoresis." Journal of biological physics, vol.1, no.1, p.1-16

SEMKO-Svenska Elektriska Matrielkontrollanstalten AB

1978 Bestämmelser om utörande och kontrol av mikrovågs- ugnar. Översättning av IEC publ. 335-25. 1.edition.

Schwan, H.P. & G.M. Piersol

1954 "The absorption of electromagnetic energy in body tissues, Pt.1" American Journal of Physical Medicine. vol.33, p. 371-404.

Schwan, H.P. & K.Li.

- 1956 "The mechanism of absorption of ultrahigh-frequency electromagnetic energy in tissues, as related to the problem of tolerance dosage." IRE Transactions-Medical Electronics. Feb. 1956:45-49.
- 1956 "Hazards due to total body irradiation by radar." Proceedings of the IRE. Nov. 1956, 44:1572-1581.

Schwan, H.P.

- 1971 "Interaction of microwave and radio frequency radiation with biological systems." IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. vol. 19, no. 2.
- 1974 "Dielectric properties of biological materials and interactions of microwave fields at the cellular and molecular level." In "Fundamental and Applied Aspects of Nonionizing Radiation". Ed. by S.M. Michaelson. Plenum press. 1974:3-19

Schwarz, G

- 1963 "General equation for the mean electrical energy of a dielectric body in an alternating electrical field." The Journal of Chemical Physics. Vol 33, no. 7, p. 2387-2388.

Sher, L.D.

- 1968 "Dielectrophoresis in lossy dielectric media." Nature. Vol 220, Nov. 16, 1968:695-696.

Sterling, J.H. & A.H. McTighe

- 1974 "The effect of chronic, low-level microwave radiation on the testicles of mice." In "Biological effects of Microwave Radiation". IEEE SMTT International.

Struchly, M.A.

- 1978 "Microwave Bioeffects and Radiation Safety". vol. 8. International Microwave Power Institute. Ottawa.

Stærkstrømsreglementet af 1962. Afsnit 134-25, 1. udgave

- 1979 Særlige bestemmelser for mikrobølgeapparater til madlavning.

Taylor, E.M. mf.

- 1974 "Microwave effect on central nervous system attributed to thermal factors". In "Biological Effects of Microwave Radiation" IEEE SMTT International.

Voss, W.A.G.

- 1969 "Microwave Hazard Control in Design". In "Biological Effects and Health Implications of Microwave Radiation". 1969:217-221. Ed. By S.F.Cleary. Sym. Proceedings.

Yao, K.T.S. & M.M.Jiles

- 1969 "Effects of 2450 MHz microwave radiation on cultivated rat kangaroo cells". In "Biological Effects and Health Implications of microwave Radiation". 1969:123-134. Ed. by S.F.Cleary. Sym. Proceedings.

## Kapitel VI

### VI. Bolometer- og hornmålinger af stråling omkring en mikrobølgeovn

#### VI.1. Indledning

I forbindelse med undersøgelse af det fysiske arbejdsmiljøproblem omkring mikrobølgeovnen er det nødvendigt at undersøge strålingen omkring en mikrobølgeovn. Vi anvendte her to forskellige måletyper:

1. Til måling af høje intensiteter brugte vi et simpelt udstyr, nemlig et bolometer.
2. Til måling af lave intensiteter brugte vi et mere avanceret udstyr, nemlig et antennehorn.

Da vi ikke havde noget transportabelt måleudstyr var vi afskåret fra at foretage målinger på arbejdspladser hvor mikrobølgeovne bruges, og i stedet måle på en ny ovn opstillet i laboratoriet.

Til dette formål konstruerede vi et bolometer. Med dette udførtes pilotmålinger som viste, at apparaturet kun var i stand til at måle intensiteter lige under normen ( $5 \text{ mW/cm}^2$  i afstanden 5 cm) og opefter. På nogle af de tidligt producerede ovne er der ingen automatisk slukke-mekanisme ved døråbning og desuden er der registreret svigt af denne mekanisme på nyere ovne. Derfor mente vi, det er relevant at måle strålingsudslippet når lågen er delvist åben og helt åben. Disse målinger blev foretaget med bolometer.

Endvidere brugte vi bolometermålinger til at verificere, at lange slidsformede lækager giver mulighed for stort udslip, mens lækager med enkeltdimensioner der er væsentlig mindre end en halv bølgelængde ( $\lambda = 12,2 \text{ cm}$ ) formindsker udslippet betydeligt set i forhold til åbnings-

arealet. Vi verificerede dette ved at måle på en papirstynd sprække i hele ovnbredden og derefter på en række åbninger med mindre enkeltdimensioner, men med et større samlet åbningsareal. I øvrigt er den lange slidsformede åbning ved lågen den mest almindelige lækagetype på brugte ovne. Ved bolometermålinger satte vi den automatiske slukningsmekanisme ud af kraft for at foretage de nævnte målinger.

Herefter målte vi på den lukkede ovn. Her er intensiteten så lav at bolometeret ikke kan bruges. Til dette formål lånte vi et antennehorn med en diode på Laboratoriet for Elektromagnetisk Feltteori, DTH. Formålet med denne måleserie var at beskrive strålingsmønstret omkring ovnen for at se hvor der primært slipper stråling ud, hvilket kan give en vis rettesnor for hvordan kontrolmålinger på arbejdspladser skal foregå. Desuden har målingerne det formål at vurdere strålingsniveauet i forhold til normer - og det må her understreges, at der er tale om en perfekt fungerende ovn med tætsluttende låge og optimalt fungerende slukkemekanisme.

## VI.2. Bolometermålinger omkring åbninger og lækager.

### VI.2.1 Oversigt over målingerne.

Bolometeret indgik i fire forsøgsopstillinger. formålene var at måle strålingsudslip fra:

1. Papirstynd sprække (ca. 1mm) ved lågen i hele ovnens bredde.
2. Opstilling hvor lågen er åbnet og forsynet med metalafskærmning med en række spalter på 0,5 cm x 1/4  $\lambda$  i hele ovnlågens bredde ("gebis" - se fig. 1).
3. 10 cm åben låge.
4. Helt åben låge.

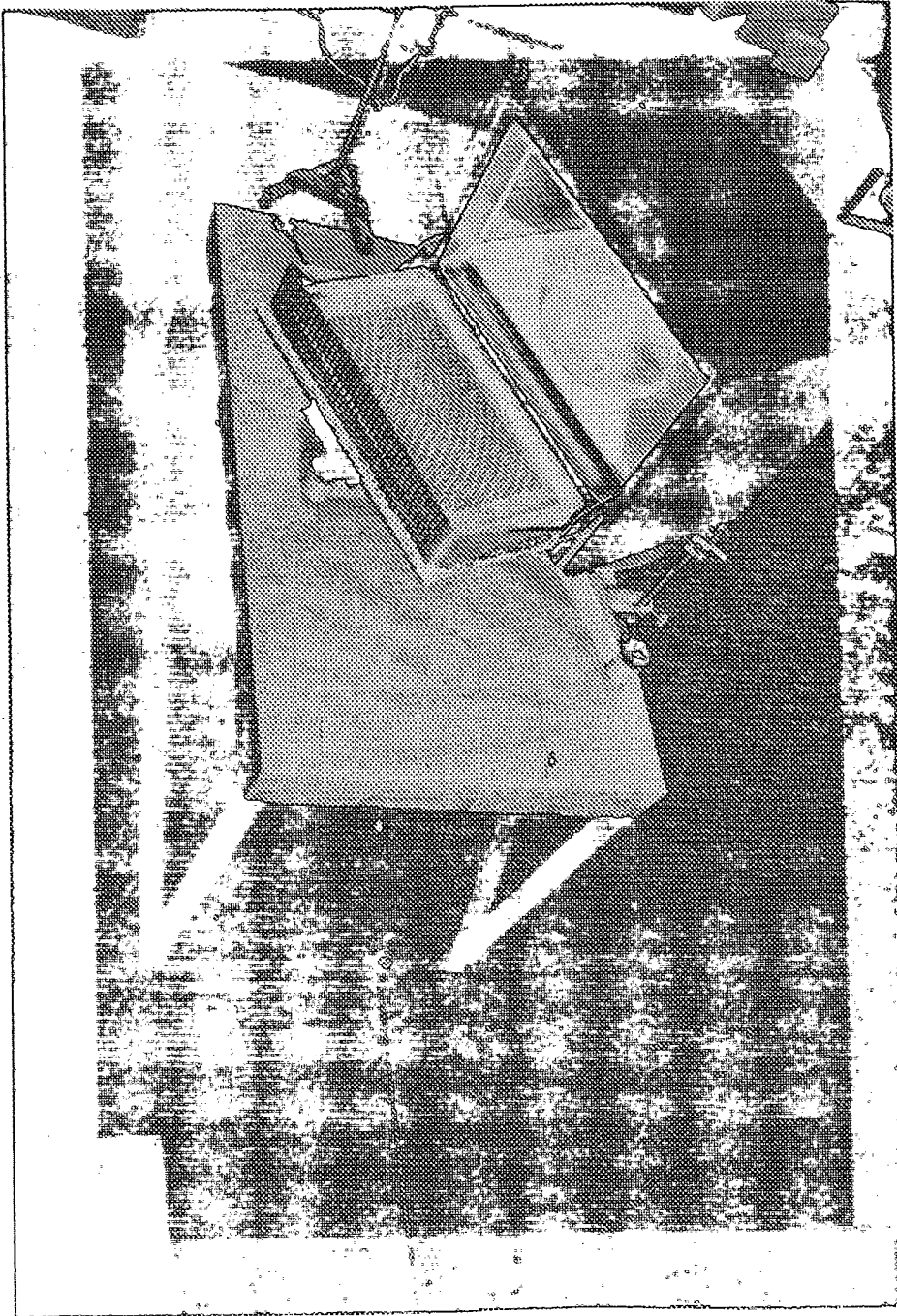


Fig. 1. Billedet viser "gebisset" placering på ovnlågen. Når lågen lukkes er spalterækken i "gebisset" bestemmende for udslippet.



### VI.2.2. Benyttet apparatur.

- Mikrobølgeovnen vi målte på var en Philips 600 D på 1,2 kW ved  $2450 \pm 25$  MHz - som er den mest almindeligt brugte frekvens på nye ovne. Under alle forsøgene var der placeret et cylinderformet glas med 0,75 l vand ved  $100^\circ\text{C}$  midt i ovnrummet til simulation af et stort emne. Uden et tabsgivende emne i ovnen vil feltet opbygges og den udslippende stråling forhøjes. Desuden ødelægges magnetronen ved for høj feltstyrke i ovnen.

- Bolometer I består af en plexiglasbeholder omsluttet med 5 cm tyk flamingoisolering. Beholderens indvendige mål er: bredde 14,9 cm, højde 11,6 cm og dybde 1,5 cm.

- Bolometer II består af en plexiglasbeholder omsluttet med 5 cm tyk flamingoisolering. Beholderens indvendige mål er: bredde 14,9 cm, højde 5 cm og dybde 4 cm.

- Begge bolometre er forsynet med en temperaturfølsom NTC-modstand med negativ temperaturkoefficient tilsluttet et digital-ohmmeter. (se fig.2)

- Desuden brugtes til måling af rumtemperaturen og bestemmelse af NTC-modstandens temperaturkoefficient et platin - modstandstermometer.

### VI.2.3. Forsøgsopstillinger.

#### 1. Forsøg, slidmåling:

Forsøgsopstilling er vist på fig. 3. Lågen er åbnet, så der foroven danner sig en sprække på 1 mm i hele lågens bredde. Bolometer II er placeret direkte over spalten så afstanden til det absorberende vandlag er 5 cm. Strålingen absorberes over et areal svarende til vandbehol-

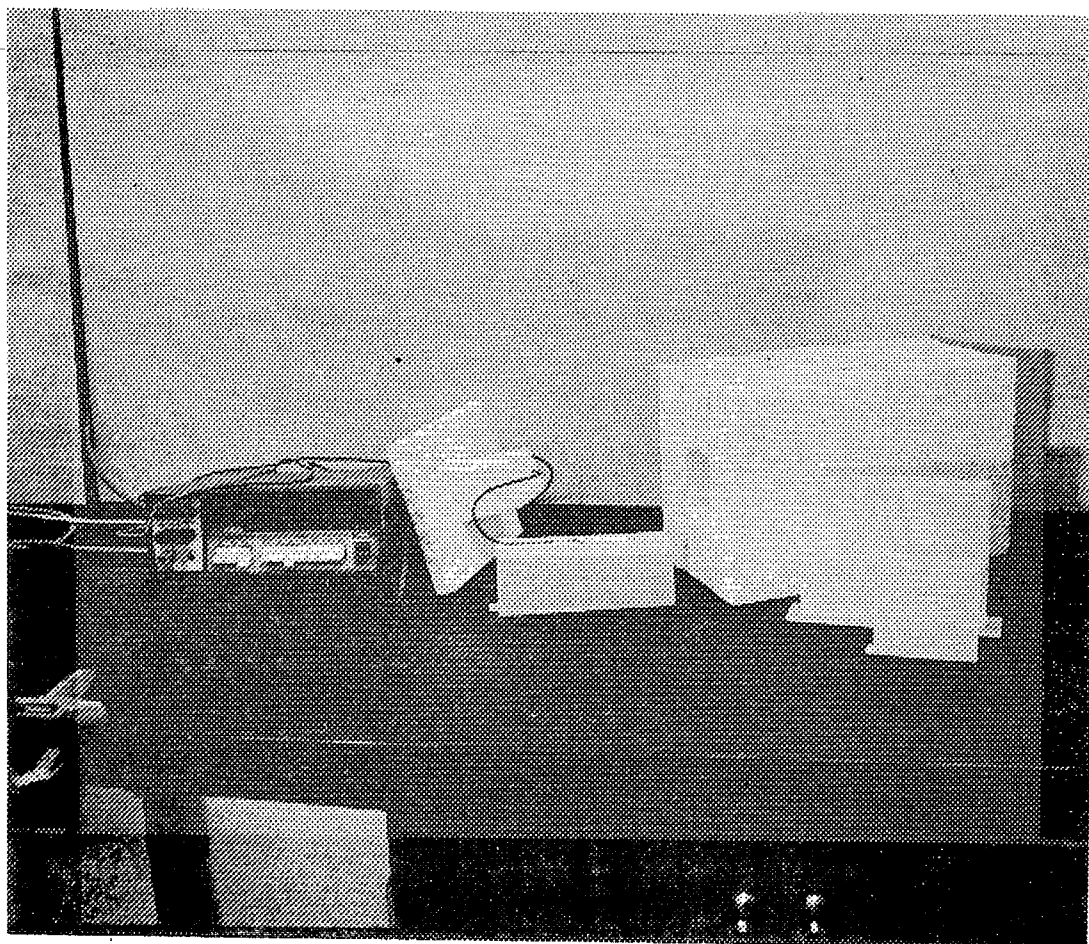


Fig. 2. Bolometer II med flamingo-afskærmning og NTC-modstand tilsluttet ohmmeter med digital aflæsning.

derens indre bundflade ( $59,6 \text{ cm}^2$ ). Bolometret er påfyldt 70 ml vand, så den absorberende vanddybde bliver 1,17 cm. På grund af praktiske omstændigheder benyttes ikke samme bolometerstørrelse og vandmængde, hvilket af sammenlignelighedsgrunde er u hensigtsmæssigt.

## 2. Forsøg, "gebismåling":

Forsøgsopstillingen er vist på fig. 3 . Ovnlågen er åbnet ca. 5 cm og i åbningen er placeret en tætsluttende metalskærm med 36 rektangulære åbninger på  $0,5 \text{ cm} \times 1/4$  bølgelængde, med en indbyrdes afstand på 0,5 cm. Dette svarer til at gebistænderne opdeler en 3 cm bred slids

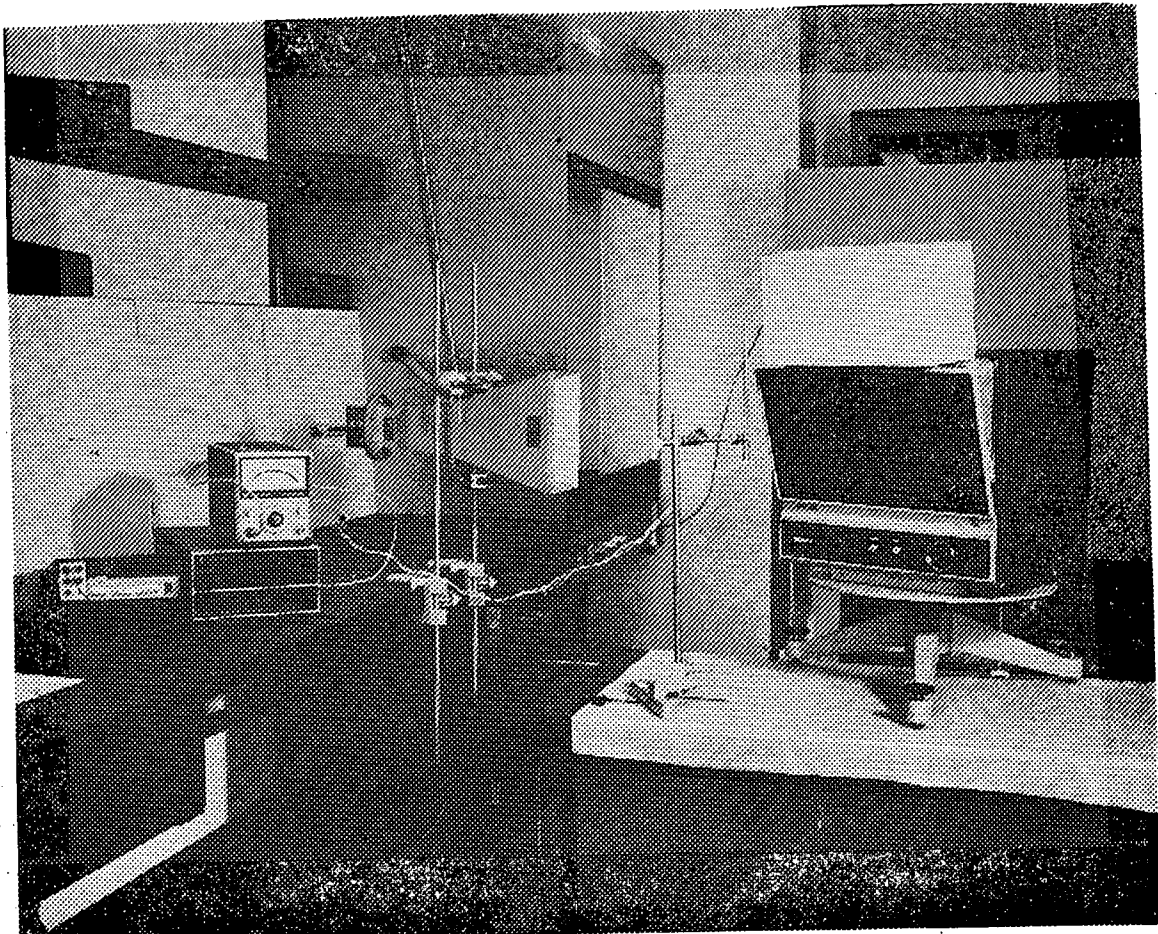


Fig. 3. Den samlede forsøgsopstilling med både bolometer og antennehorn. Til forsøgene 1-4 var horn og effektmeteret fjernet. Den viste opstilling er med "gebis" i lågeåbningen. Slidsmålingen (forsøg 1) og måling på delvis åben låge (forsøg 3) blev foretaget med samme bolometerplacering.

i 32 huller med store åbningsarealer, men små enkeltdimensioner i forhold til bølgelængden. Bolometer II er placeret direkte over åbningen så afstanden til det absorberende vandlag er 5 cm. Strålingen absorberes over et areal svarende til vandbeholderens indre bundflade ( $59,6 \text{ cm}^2$ ). Bolometret er påfyldt 90 ml vand så den absorberende vanddybde bliver 1,51 cm.

3. Forsøg, måling på delvis åben låge:

Forsøgsopstillingen er vist på fig. 3 . Ovnlågen er åb-

net så der foroven er en åbning på 10 cm i hele lågens bredde. Bolometer I er placeret direkte over åbningen, så afstanden til det absorberende vandlag er 5 cm. Strålingen absorberes over et areal svarende til vandbeholderens indre bundflade ( $22,4 \text{ cm}^2$ ). Bolometeret er er påfyldt 200 ml vand, så den absorberende vanddybde bliver 8,9 cm.

#### 4. Forsøg, målinger på helt åben låge:

Forsøgsopstillingen er vist på fig. 4 . Ovnlågen er helt åben, og bolometer I er placeret i 0.5 m afstand med den store sideflade vendt mod ovnen. Bolometret er påfyldt 200 ml vand, så det absorberende areal bliver  $133 \text{ cm}^2$ . Den absorberende vanddybde er beholderens dybde, 1,5 cm.

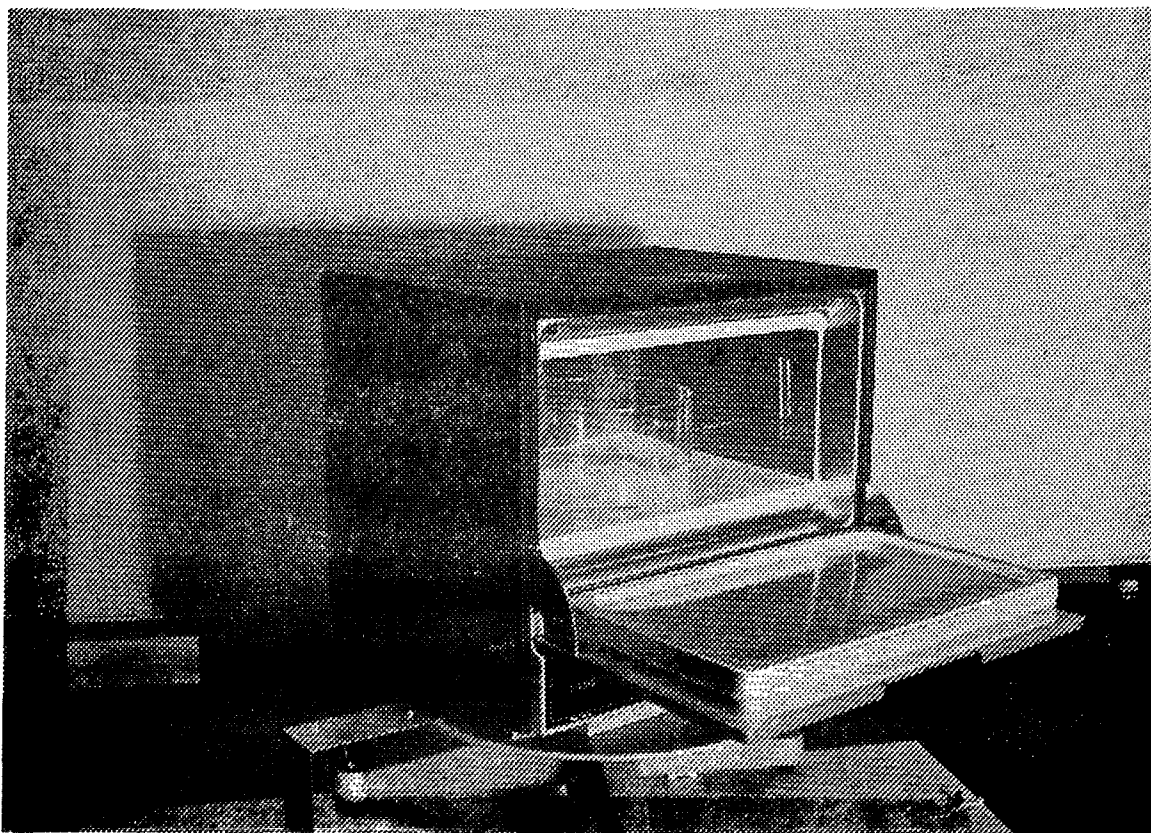


Fig. 4. Ovnens med åben låge. Bolometret er placeret 0,5 m lige ud for ovnrums midte.

#### VI.2.4. Forsøgsgang.

Magnetronen i mikrobølgeovnen køres varm inden målingerne starter. Temperaturen i lokalet holdes såvidt muligt konstant, for at opnå stabil varmeledning. Temperaturen i laboratoriet blev løbende kontrolleret.

Af sikkerhedsmæssige årsager aflæstes instrumenterne bag en metalskærm, som var placeret så feltet omkring bolometret ikke forstyrredes.

Herefter holdes magnetronen skiftevis tændt og slukket i lige store efterfølgende tidsrum, således at bolometret bestråles intervalvis. Dette giver mulighed for at korrigere for varmeledningseffekten under de specifikke forsøgsomstændigheder. Måleresultaterne ses på fig. 6-9

#### VI.2.5. Bestemmelse af NTC-modstandens temperaturkoefficient.

Der måles sammenhørende værdier af modstand og temperatur i det relevante temperaturområde. Hertil blev anvendt et platin-modstandstermometer og en NTC-modstand tilsluttet et digital-ohmmeter. Under forsøget var temperaturføleren og NTC-modstanden placeret i et vandfyldt bægerglas med magnetomrører, og temperaturen blev hævet langsomt ved hjælp af en varmeplade. Aflæsningerne er afsat på fig. 5. Sammenhængen er i det målte område tilnærmelsesvist linær. Temperaturkoefficienten er hældningskoefficienten til den approximerede linie.

#### VI.2.6. Intensitetsberegninger ud fra de målte størrelser.

De målte størrelser er indtegnet på fig. 6-9. Måleresultaterne kan med rimelighed approximeres med rette

linier for henholdsvis bestrålingsintervallerne og de mellemliggende intervaller til korrektion for varmeledningseffekten. Hædningskoefficienten i bestrålingsintervallet,  $\alpha_{tot}$ , er et resultat af den af strålingen afsatte effekt samt varmeledningen. For at få den rene strålingseffekt skal der korrigeres for varmeledningen. Denne ændrer sig under forsøget da temperaturen i bolometret stiger. Derfor korrigeres  $\alpha_{tot}$  ud fra det efterfølgende rene varmeledningsinterval. Hædningskoefficienten for den "rene" stråling bliver så:

$$\alpha := \frac{\sum_{\text{alle intervalpar}} (\alpha_{tot} - \alpha_b)}{\text{Antal intervalpar}}$$

Hædningskoefficienten omregnes til afsat effekt ved hjælp af formlen:

$$P = \alpha \beta \gamma$$

$\beta$  = NTC-modstandens temperaturkoefficient

$\gamma = c \rho V$  med  $c$ : vands varmekapacitet

$\rho$  = vands massefylde

$V$  = vandets volumen

Den absorberede effekt per arealenhed bliver så:  $P/A$ ,

hvor  $A$  er den flade, der bestråles. Da intensiteten antages at aftage eksponentielt med dybden i vandet fås for den indfaldende intensitet:

$$I_0 = \frac{P/A}{1 - e^{-h/d}}$$

hvor  $h$  er den absorberende vanddybde og  $d$  er indtrængningsdybden for mikrobølger ved 2450 MHz i vand ved stuetemperatur. Resultaterne med usikkerhed (se nedenfor) er vist i tabel 1-2.

#### VI.2.7. Systematiske fejl.

Der optræder både systematiske og tilfældige fejl i målingerne. De systematiske fejl er søgt minimeret gennem valg af materialer. Af stabilitetsgrunde - blandt andet vandets samlede varmekapacitet i forhold til NTC-mod-

standens - skulle anvendes et stort målehoved. Dette forstyrrer feltet hvilket dog modvirkes af at feltet vedligeholdes af et stort effektreservoir i ovnen. Forstyrrelsen lader sig ikke kvantificere. Kendskab til forstyrrelsen ville dog ikke være en særlig relevant information da det menneskelige legemes forstyrrelse af feltet vil være en anden.

Både flamingo og plexiglas må regnes for perfekte dielektrika i mikrobølgeområdet, så reflektionskoefficienten er lille. Vi kan dog ikke beregne denne, da det er nødvendigt at kende feltkonfigurationen under den specifikke måling - og en beregning af denne er ikke mulig. Formentlig er fejlen dog ret lille og negligerbar set udfra målingernes kvalitative formål. NTC-modstandens og vandkarrets varmfylde er ikke medregnet i intensitetsberegningen.

#### VI.2.8. Tilfældige fejl.

Forsøgenes væsentligste usikkerhed kommer fra punktskønnet over  $\alpha$ . Denne usikkerhed skyldes ikke alene egentlig måleusikkerhed, men tillige variation af objektet for målingerne. Således har intensitetsudslippet næppe samme værdi under forsøget, på grund af feltets noget usystematiske variation i ovnen. Alligevel antages intensitetsudslippet at være konstant på grund af resultaternes relative regelmæssighed. Den absolutte fejl  $\Delta\alpha$  er sat til forskellen mellem gennemsnittet  $\alpha$ , og det mest afvigende resultat.

Den samlede relative usikkerhed fra de øvrige størrelser - volumen, areal og absorptionsdybde - er opgjort til 4% for alle forsøg.

Bestemmel af NTC-modstandens temperaturkoefficient  $\frac{\Delta T}{\Delta R}$

$$\beta = \frac{\Delta T}{\Delta R} = -1.64 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{k}\Omega}$$

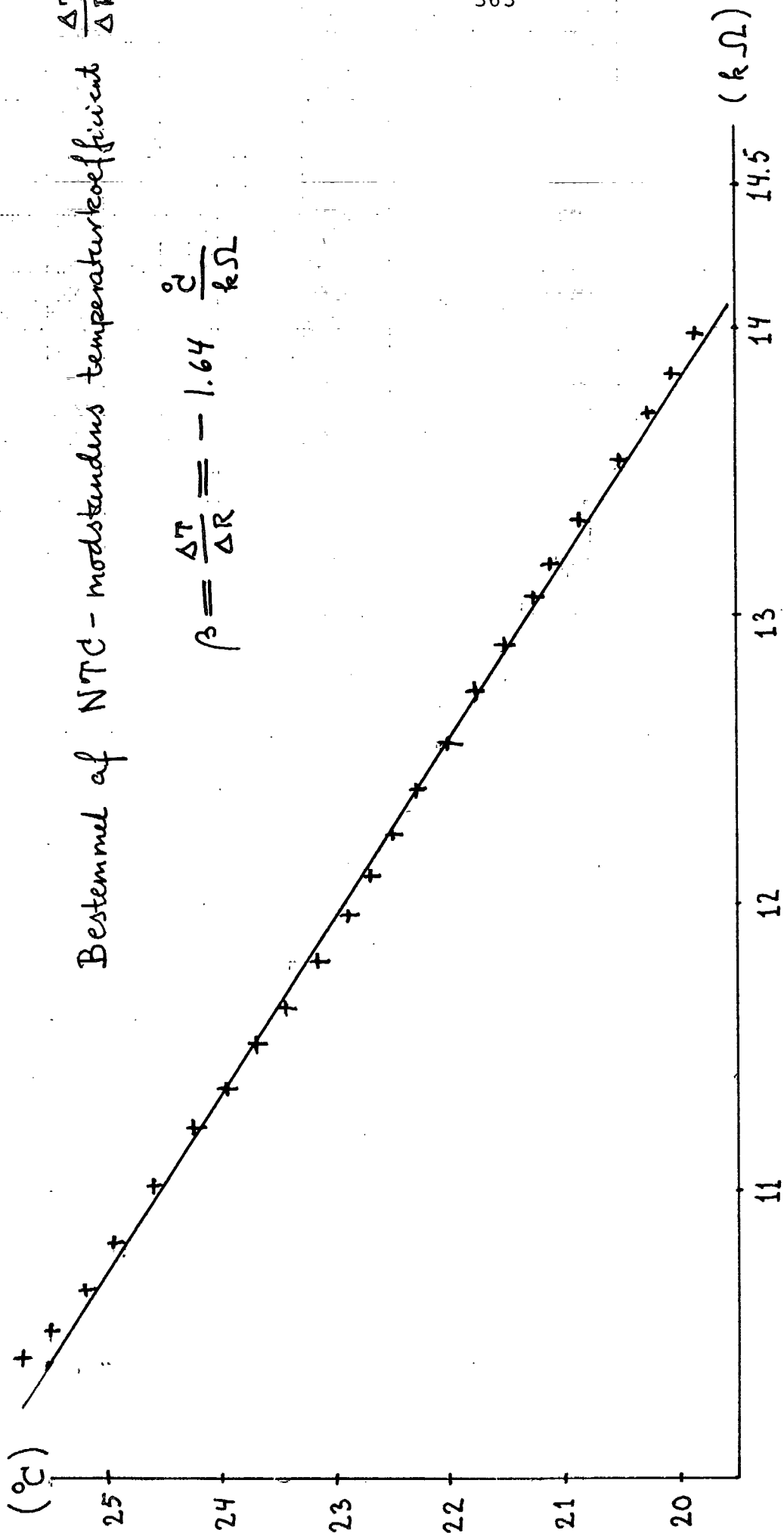


Fig. 5.



FORSØGS- NUMBER	$\beta = \frac{\Delta T}{\Delta R} \frac{1}{\text{°C}} \frac{1}{k\Omega}$	$\frac{h}{d}$	$\frac{A}{\text{cm}^2}$	$\gamma = \frac{c p V}{m \delta} \frac{1}{\text{°C}}$	$\alpha = \frac{\sum (\alpha_{\text{tot}} - \alpha_b)}{\text{antal intervalpar}} \frac{k\Omega}{s}$
1	-1.64	0.90	59.6	$2.93 \times 10^5$	$-0.92 \times 10^{-3}$
2	-1.64	1.16	59.6	$3.77 \times 10^5$	$-0.19 \times 10^{-3}$
3	-1.64	6.84	22.4	$8.37 \times 10^5$	$-7.7 \times 10^{-3}$
4	-1.64	1.15	133	$8.37 \times 10^5$	$-1.2 \times 10^{-3}$

Tabel 1.

FORSØGS- NUMMER	$P = \frac{\alpha \beta \gamma}{mW}$	$\frac{P}{A} \frac{mW}{cm^2}$	$I_0 = \frac{P}{A} \frac{1 - e^{-\frac{h}{\lambda}}}{\frac{mW}{cm^2}}$
1	$4.4 \times 10^2$	7.4	$13 \pm 5$
2	$1.2 \times 10^2$	2.0	$3 \pm 1$
3	$1.06 \times 10^4$	$4.7 \times 10^2$	$5 \times 10^2 \pm 2 \times 10^2$
4	$1.6 \times 10^3$	12	$18 \pm 6$

Tabel 2.

### VI.3 Målinger med antennehorn af strålingsfeltet omkring en "perfekt" ovn.

#### VI.3.1. Apparatur og opstilling.

Det benyttede antennehorn (The Narda Microwave Corporation, Planview, model 644, serie 208) har åbningsmålene: 17,1 x 23,1 cm og et areal på 395 cm<sup>2</sup>. Hornet var monteret så det kunne forskydes vertikalt og drejes til måling af den horisontale og vertikale polarisering. (se fig. 3.)

I hornet er monteret en diode (8481 A Power Sensor, Hewlett Packard) som maksimalt må "belastes" med 300 mW. Dioden er tilsluttet et effektmeter (435 A Power Meter, Hewlett-Packard) som med skalaskifte giver mulighed for at måle fra 3  $\mu$ W til 100 mW.

Til måling af intensiteten som funktion af vinkelen fremstillede vi et goniometer-arrangement placeret på et kørebord til variation af afstanden mellem ovn og horn. Forsøgsopstillingen er vist på fig. 10 .

#### VI.3.2. Forsøgsgang.

Magnetronen i mikrobølgeovnen køres varm inden målingerne starter. Desuden nulstilles effektmeteret. Vandstanden i cylinderglasset i ovnen efterfyldes med mellemrum.

Når ovnfronten peger direkte mod hornet er  $\varphi = 0$ . Der måles to gange for  $\varphi = 0^\circ, \pm 11\frac{1}{4}^\circ, \pm 22\frac{1}{2}^\circ, \pm 33\frac{3}{4}^\circ, \pm 45^\circ, \pm 56\frac{1}{4}^\circ, \pm 67\frac{1}{2}^\circ, \pm 78\frac{3}{4}^\circ, \pm 90^\circ$ .

Herefter vendes ovnen så bagfladen vender mod hornet og de tilsvarende målinger som før udføres. Dermed er målt hele vejen rundt om ovnen. Herefter stilles ovnen på siden og der måles tilsvarende hele vejen rundt.

Alle de nævnte målinger er foretaget i tre hornhøjder, nemlig i højden midt for ovnen (midten af hornet i højde med midten af ovnen) - "midtpositionen" - 37 cm over midtpositionen - "øvre position" - og endelig 18 cm under midtpositionen - "nedre position". Desuden er målingerne foretaget med en afstand mellem ovnfront og hornfront på 0,5 m, 1 m, 1 1/2 m og 2 m. Desuden er målingerne foretaget for både den horisontale og vertikale polarisation. Foruden de nævnte målinger er vigtige maxima og minima afsøgt.

### VI.3.3. Beskrivelse af strålingsmønsteret.

Det er et meget varieret strålingsmønster omkring mikrobølgeovnen. Mikrobølgeovnen udstråler lidt hele vejen rundt med varierende intensitet. For langt størstedelen af den samlede "kugles" rumvinkel er effekten mindre end  $0,5 \text{ mW} / 395 \text{ cm}^2 = 0,0013 \text{ mW/cm}^2$  i 0,5 m afstand (hvis  $1/r^2$  afhængighed fås ved afstandskorrektion:  $0,13 \text{ mW}$  i 5 cm afstand). Ovnens udstråler mest omkring fronten af ovnen og her specielt med strålebundter rettet udfra kanten af lågen med intensiteter op til maksimalt ca.  $1 \text{ mW} / 395 \text{ cm}^2 = 0,0025 \text{ mW/cm}^2$  (eller  $0,25 \text{ mW/cm}^2$  i 5 cm afstand ved  $1/r^2$  afhængighed). Det vil sige det samlede strålingsmønster ligger mellem 1/100 og 1/20 af den gældende sikkerhedsnorm. På fig. 11-14 er vist nogle eksempler på resultater indtegnet i et polært diagram.

På grund af det meget varierede strålingsudslip må det anbefales ved kontrol af på arbejdspladser at afsøge hele rumvinklen og her have speciel opmærksomhed rettet

mod lågens lukning.

På baggrund af det samlede datamateriale har vi tegnet et kvalitativt billede af strålingsmønsteret, hvor de væsentligste maxima er medtaget. Dette er vist på fig. 15. De polære diagrammer for samme hornposition viser i mange tilfælde en "unaturlig" afstandsafhængighed. Vi har taget dette til udtryk for, at hornet her har bevæget sig ud og ind af et divergerende strålebundt (se fig. 16). Dette forhold er benyttet til at fremstille oversigtsfigurerne, der viser de karakteristiske træk ved udslipsmønsteret. Det skal understreges at figurerne er kvalitative.

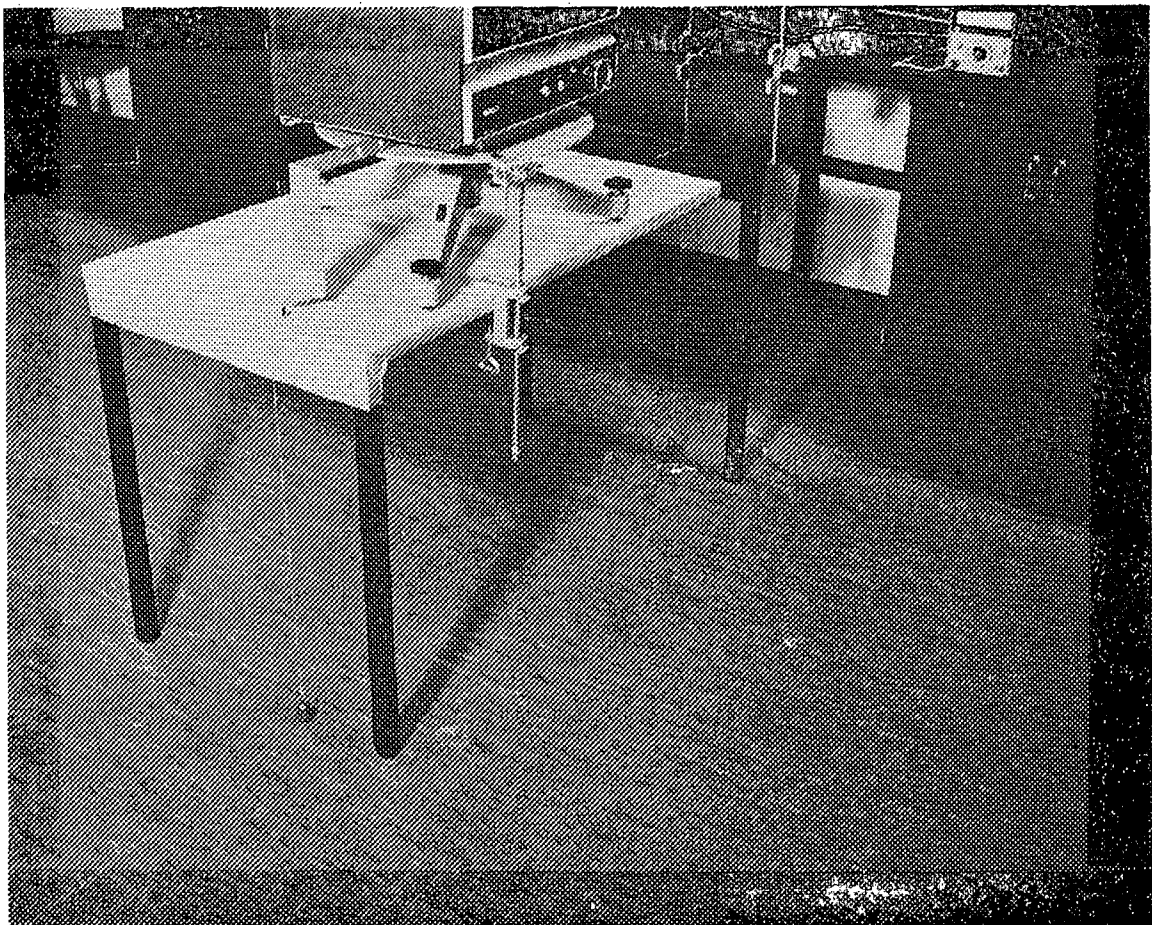


Fig. 10. Goniometer.

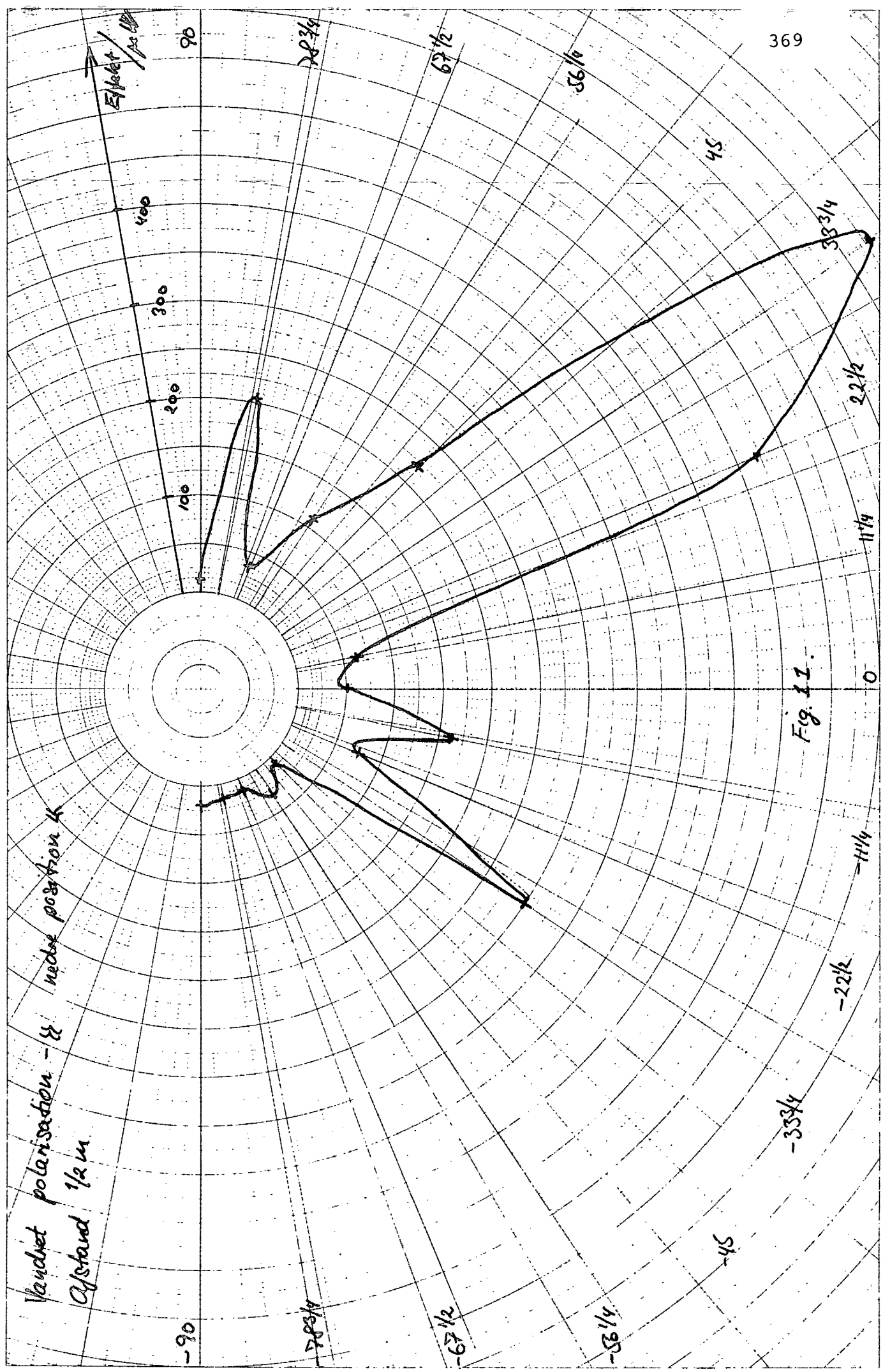


Fig. 11.

Vædet polarisation -  $\frac{1}{2}$  vedre position  $\frac{1}{2}$   
 Afstand  $\frac{1}{2} \lambda$



Start  $\mu W$

Vertikal polarisation - 7 metre position  
afstand  $1/2$  m

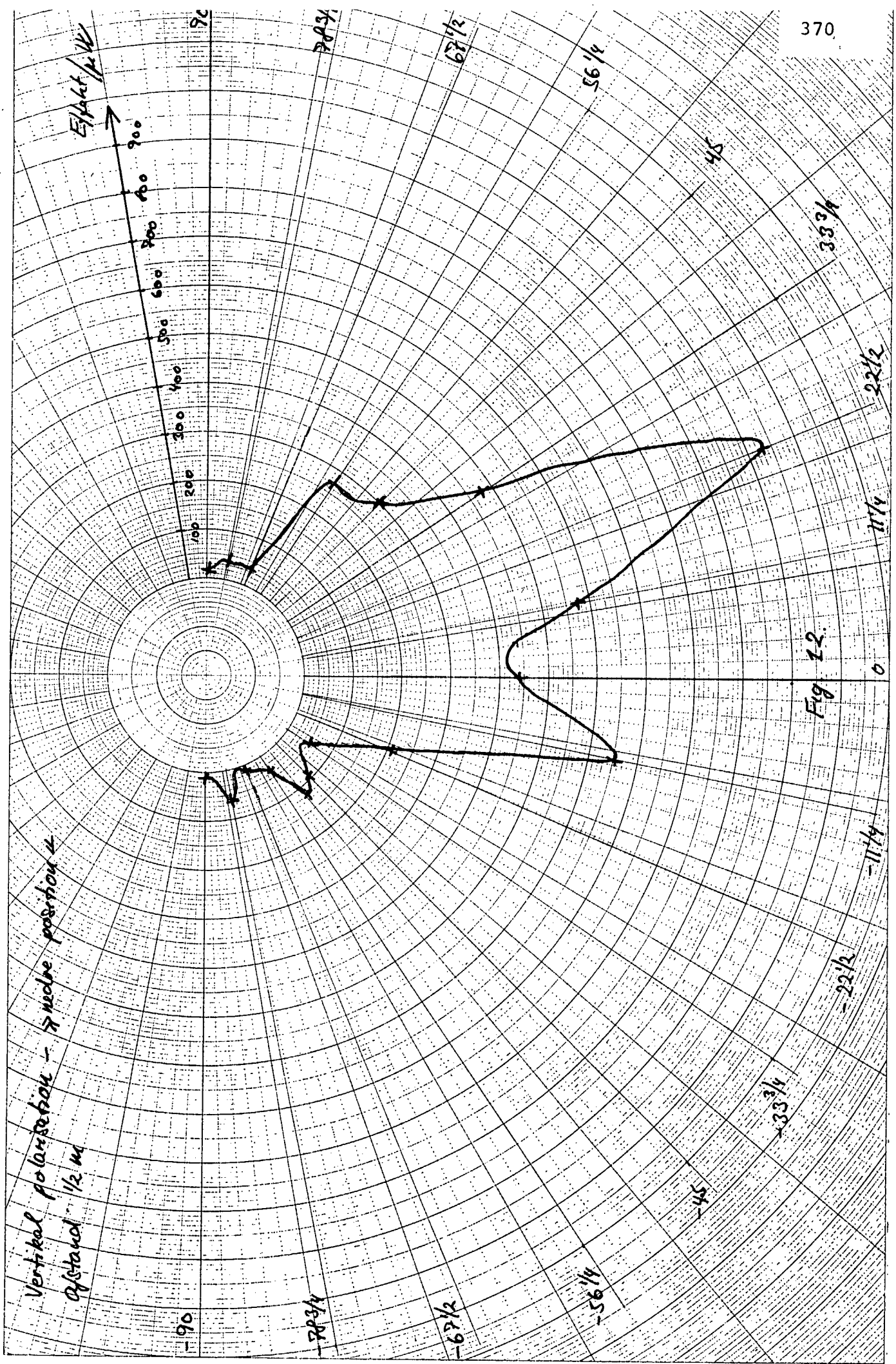


Fig 12



Nr. 2015

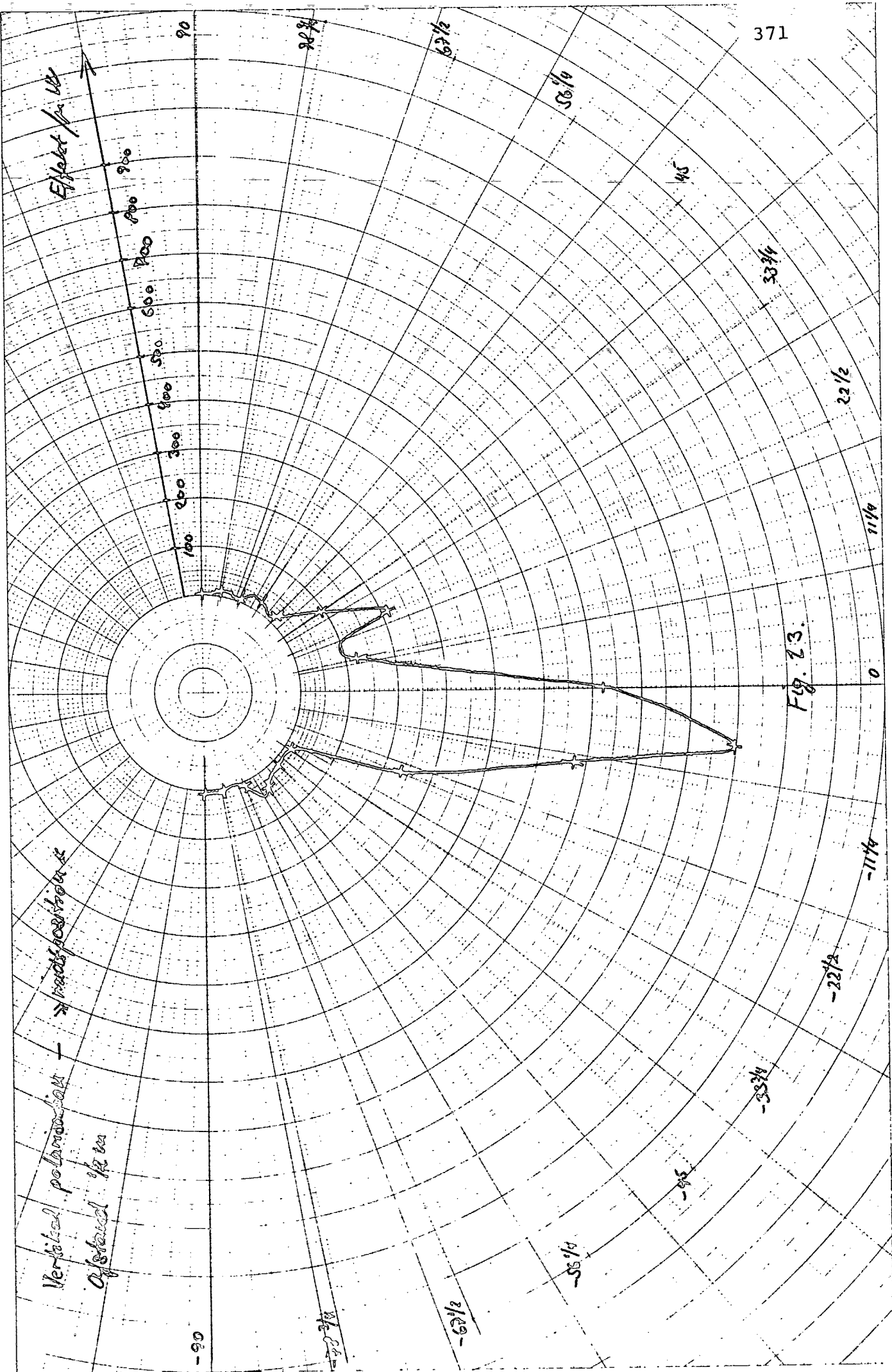
Ind. 4 10 11  
10 10 10 10

Effect for  $10^\circ$

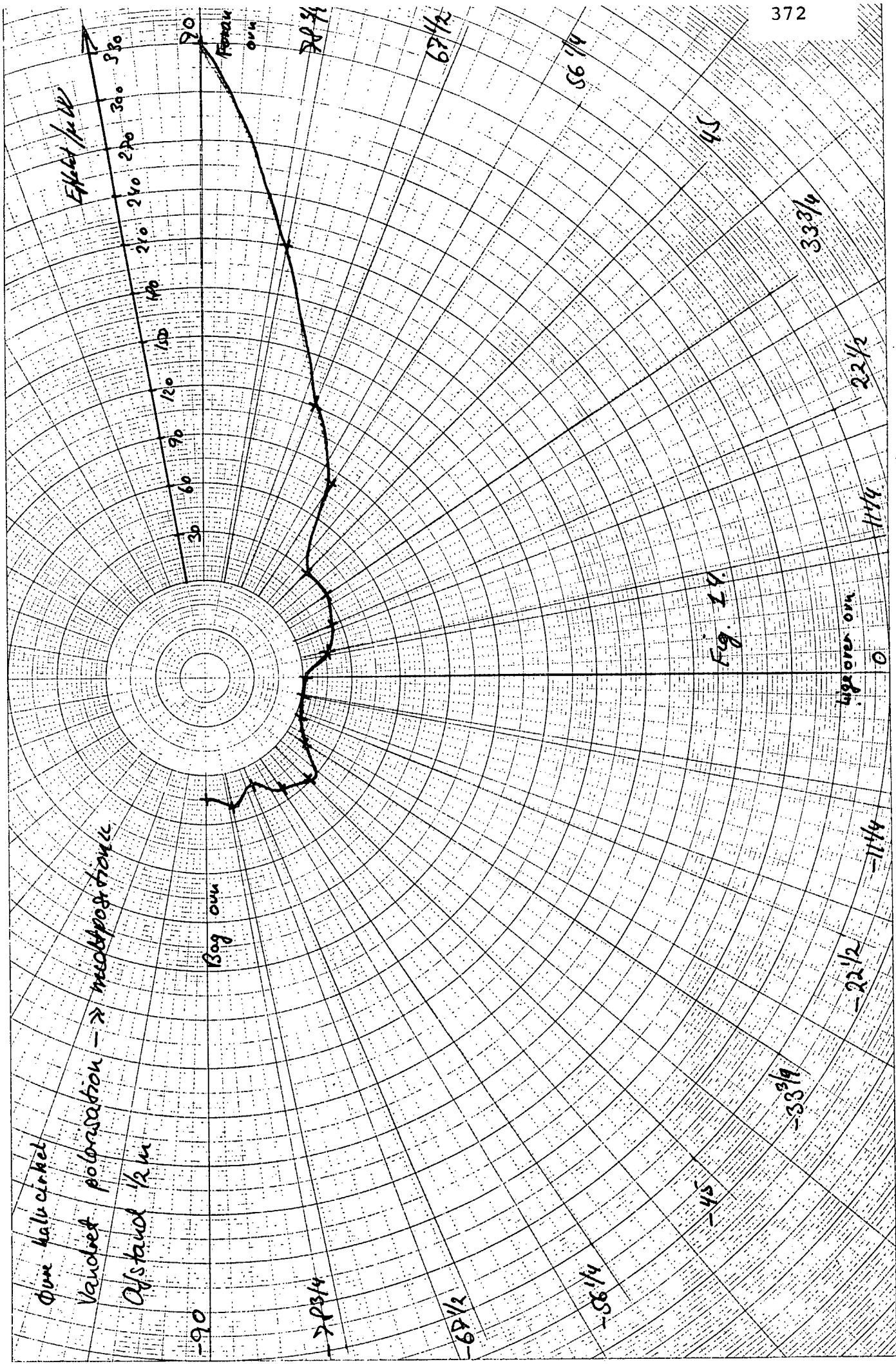
Vertical polarization —  $\rightarrow$  north position  $\leftarrow$

of stand  $10^\circ$  in

Fig. 23.







Omme halv cirkel

Vandret polarisation → midtposition

Afstand 1/2 m

Bag oven

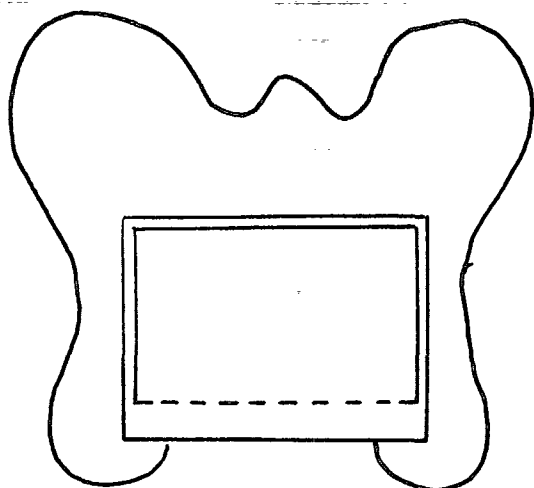
Fremad oven

Fig. 11.

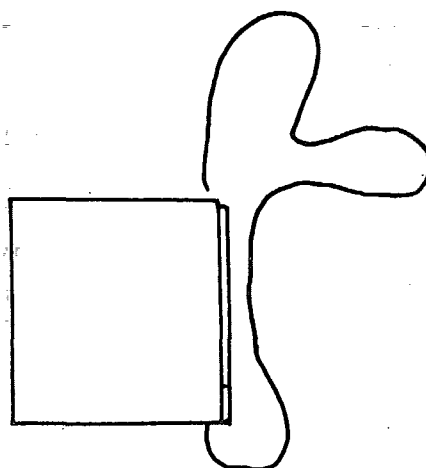


Nr. 2015

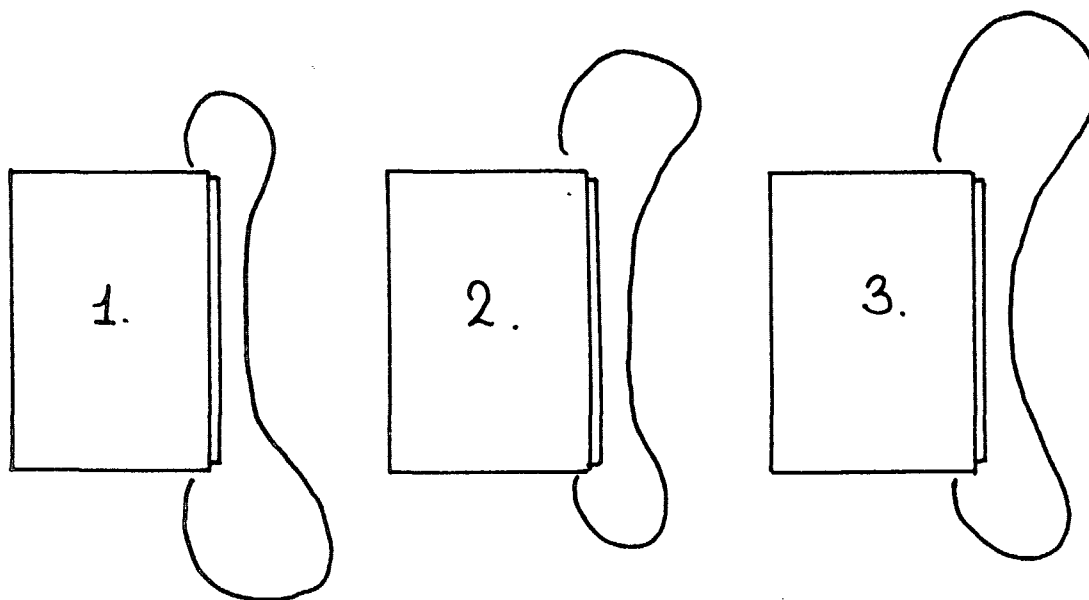
højst 140 mm bredt papir



OVN SET FRONTALT



OVN SET FRA SIDEN



OVN SET FRA OVEN ; 1: ØVRE SNIT, 2: MIDTER SNIT, 3: NEDRE SNIT.

---

Fig. 15. Det kvalitative strålingsbillede.

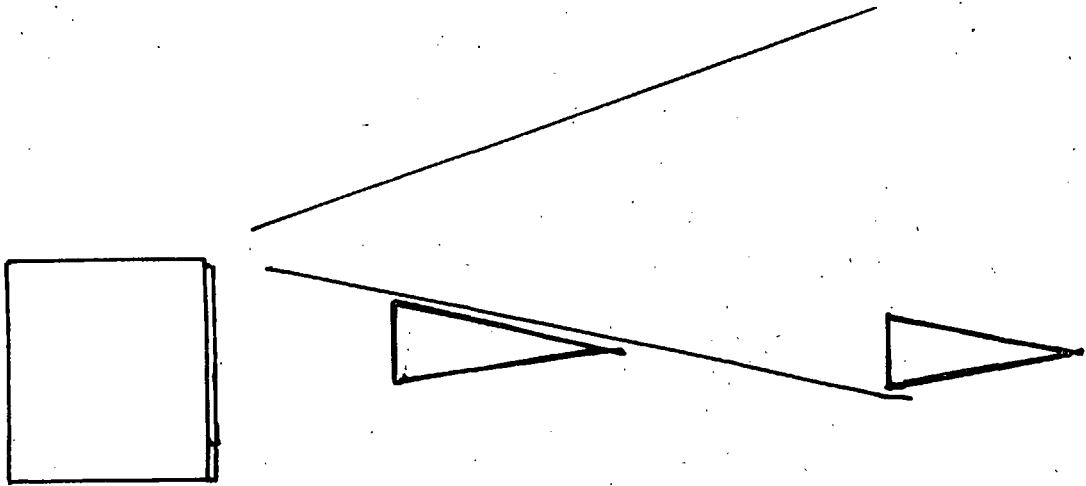


Fig. 16. Divergerende strålebund som årsag til måling af "unaturlig" afstandsaafhængighed.

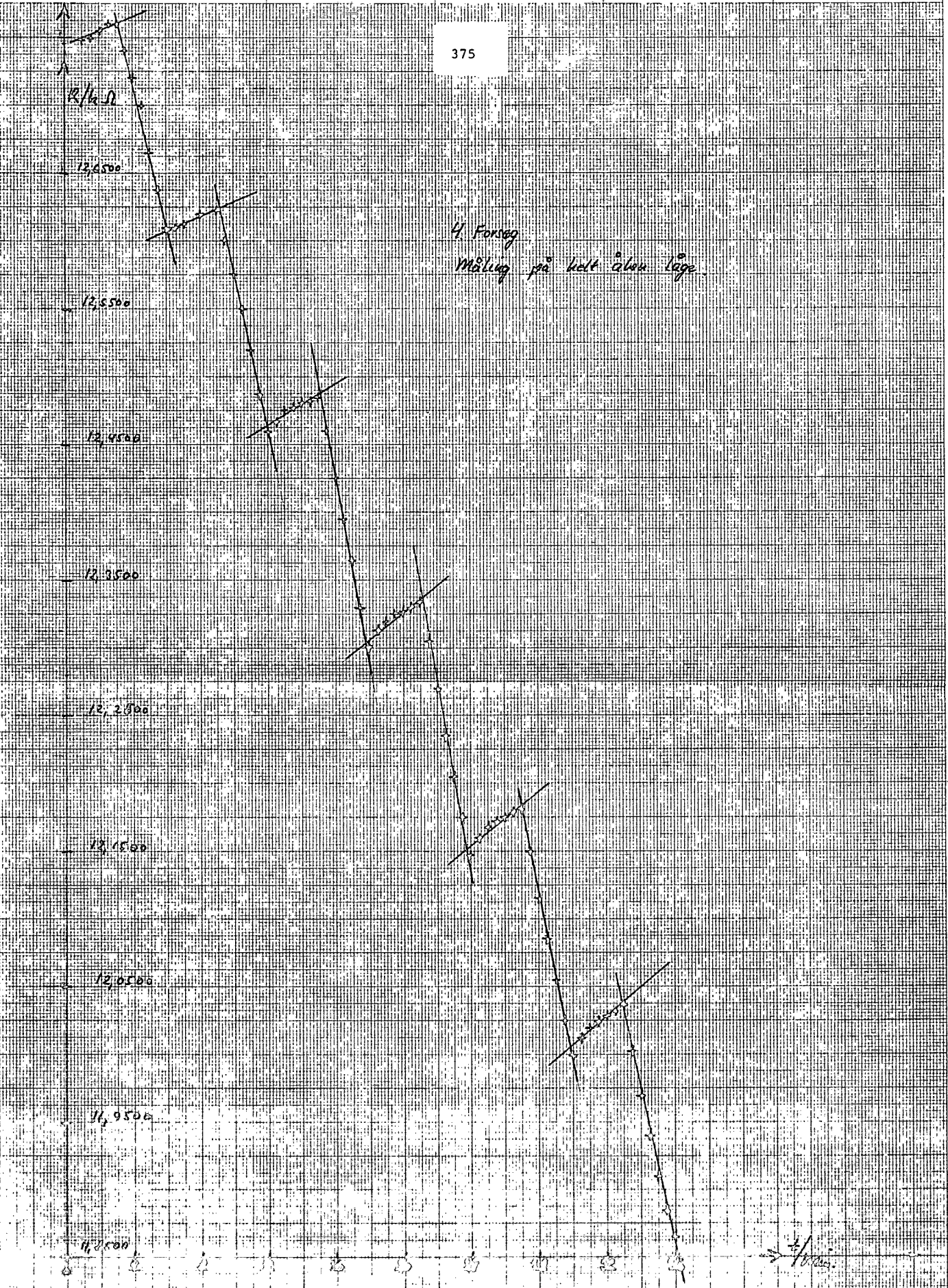


Fig. 9.



$R/k\Omega$

3. Forsøg  
Måling på delene åben kage

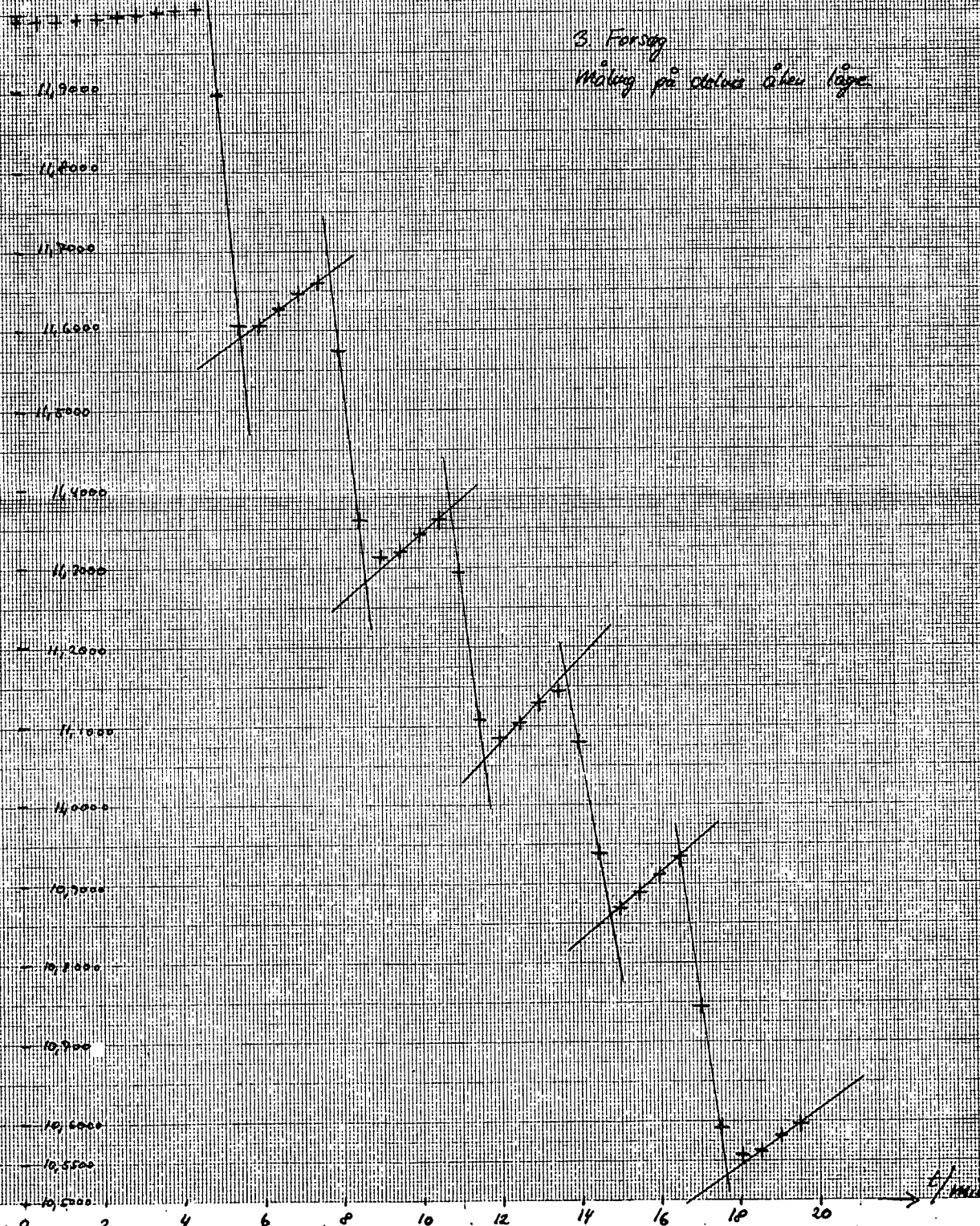
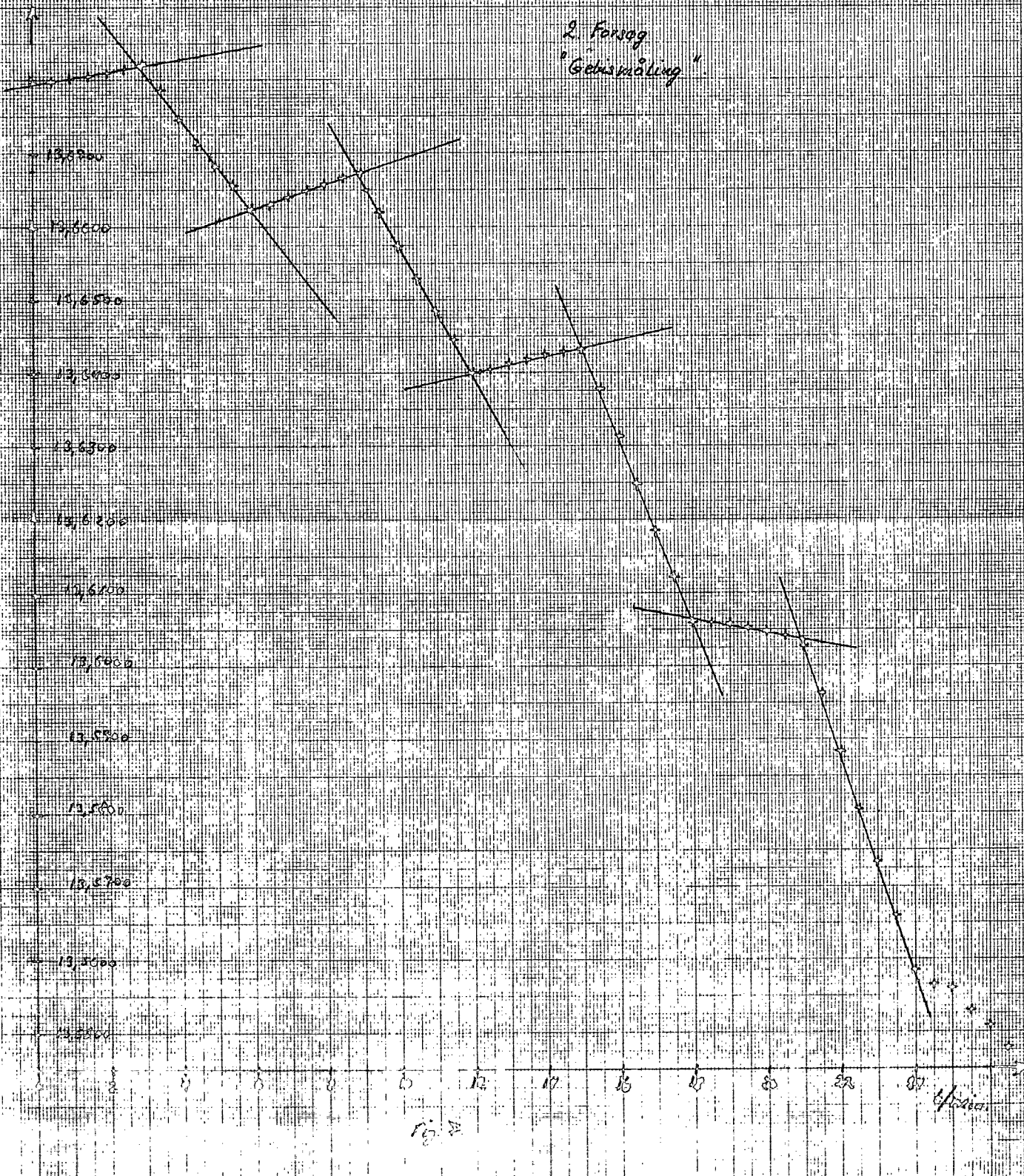


Fig. 8.



2. Versuch  
"Gehäuseleitung"

R/ω



I. Energy  
Stabilizing

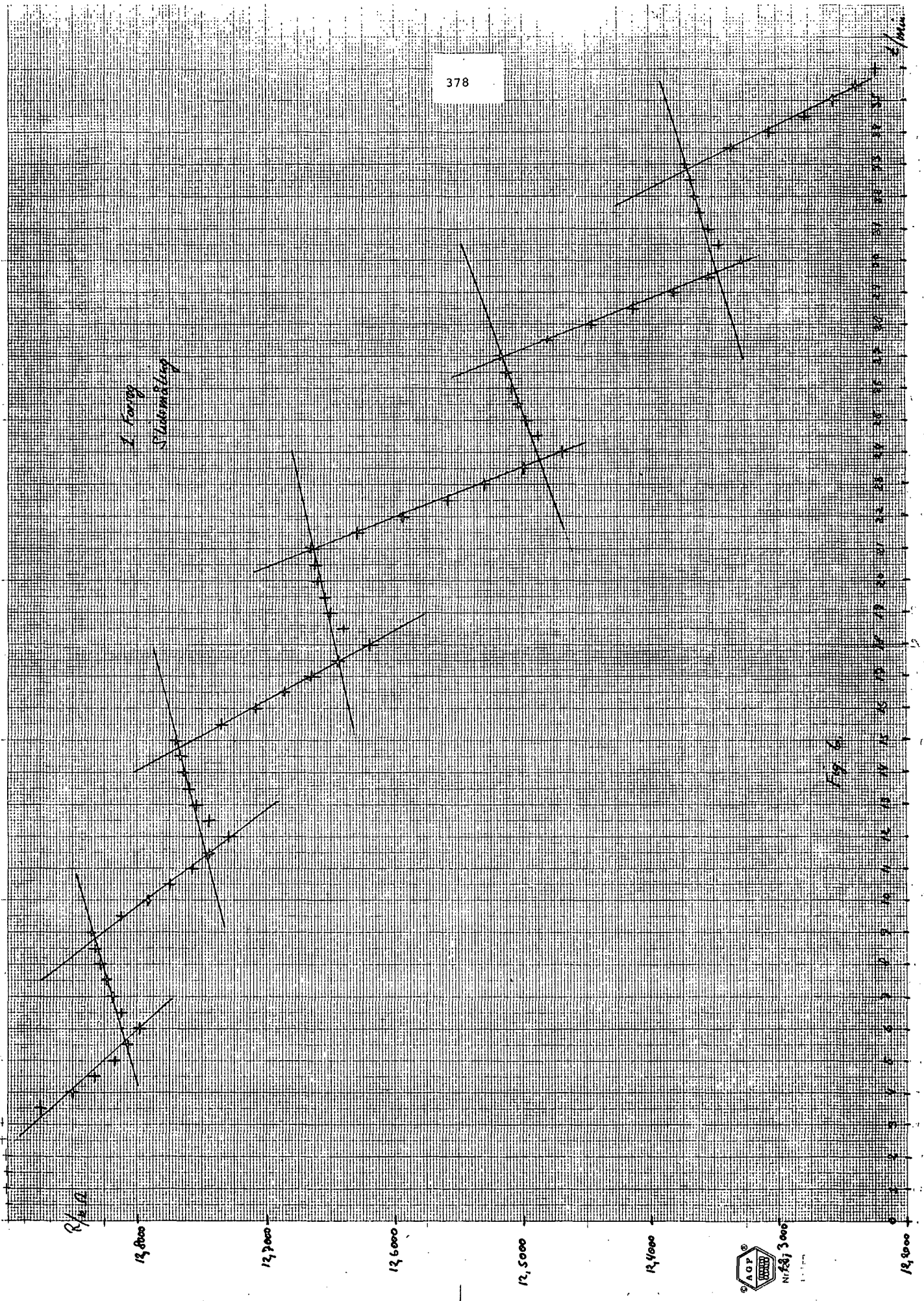


Fig. 6.

## Kapitel VII

### VII. Varmedveksling - opvarmningsmetoder og varmeledningsbegrænsningen.

#### VII.1 Indledning.

##### VII.1.1 De tre former for overføring af varme.

Enhver temperaturforskel forårsager udjævnende overføring af energi fra varme til koldere områder. I alt skelnes mellem tre former for varmedveksling:

- Varmedledning, hvor energi passerer gennem stoffet selv;
- Konvektion, hvor varmeoverføringen formidles af stofdelenes relative bevægelse;
- Varmestråling, hvor elektromagnetisk stråling overfører energi direkte fra et område til et andet.

Til forskel fra varmedledning og konvektion fordrer udveksling af varme mellem to områder i form af stråling altså ikke tilstedeværelse af et mellemliggende medium. Endnu et karakteristisk træk ved varmestråling er, at energioverføringen afhænger af forskellen mellem områdernes individuelle absolutte temperatur opløftet til potenser i intervallet (4; 5), hvorimod varmedledning og konvektion afhænger af selve temperaturforskellen opløftet til en potens, der kun afviger fra eet, når effekten af ændringer i stofegenskaber inkluderes.

I væsker og gasser er konvektion og stråling fremherskende, mens konvektion er udelukket og stråling negligeres i faste stoffer.



### VII.1.2 Transportfænomener.

Transportfænomener er fællesbetegnelsen for et broget udsnit af fysiske fænomener karakteriseret ved, at sammenhængen mellem den rummelige fordeling af de tilhørende felter,  $\phi$ , og deres tidslige udvikling beskrives approksimativt af en ligning af første orden i tiden:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \alpha^2 \nabla^2 \phi$$

Eller i det simple endimensionale tilfælde:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \alpha^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$$

Samme ligninger og randbetingelser dukker med andre ord op i vidt forskellige fysiske sammenhænge og tillader en til tider nyttig overførsel af løsninger og frugtbar analogidannelse. Bortset fra enkle notationsændringer under hensyntagen til forskelle i fysisk oprindelse sker denne omsætning gennemgående ubesværet.

Nuancer i den matematiske beskrivelse forårsaget af det fysiske grundlag kan med fordel illustreres ved sammenligning af varmeledning og molekylærdiffusion; to velkendte repræsentanter for transportfænomenerne.

I den matematiske beskrivelse spiller temperaturen ved varmeledning og koncentration ved molekylær diffusion samme rolle, mens transport af varmeenergi modsvares af transport af molekyler ved diffusion.

Fick (1829-1901) var (1855) den første til at kvantificere diffusionsprocesser. Netop fordi Fick havde bemærket analogien mellem diffusion og varmeledning, havde han stillet sig selv i den gunstige situation at kunne bygge videre på ligningen for varmeledning foreslået af Fourier (1768-1830) nogle år tidligere i 1822.

Ficks teori for diffusion i isometriske materialer baseres på hypotesen om, at fluksen,  $F$ , af det diffunderende stof gennem en flade er proportional med gradienten til koncentrationen målt vinkelret på fladen. D.v.s.

$$F = -D \frac{\partial C}{\partial x},$$

hvor  $D$  kaldes diffusionskoefficienten.

Alt efter omstændighederne vil det være rimeligt at regne  $D$  for konstant eller forudsætte afhængighed af koncentrationen  $C$ .

I den helt grundlæggende differentiaalligning for diffusion i isometriske medier optræder kun koncentrationen. Ligningen fremkommer ved kombination af ovenstående ligning med antagelsen om molekylernes bevarelse:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$

Sædvanligvis referes til disse to ligninger som henholdsvis Ficks første og anden lov for diffusion.

For varmeledning gælder et til Ficks love svarende ligningssæt, kaldet Fouriers love:

$$F = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left( \frac{\lambda}{c\rho} \right) \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

Koefficienten,  $\lambda$ , i den øverste ligning benævnes varmeledningsevnen eller konduktiviteten og er knyttet til materialet ledningen finder sted i. Minustegnet angiver, at termisk ledning foregår i den retning temperaturen,  $T$ , aftager.

Nederste ligning fremkommer af den øverste i kombination med princippet om energiens bevarelse. I denne ligning er konduktiviteten,  $\lambda$ , tæller i brøken  $K = \frac{\lambda}{c\rho}$ , kaldet den termiske diffusivitet eller temperaturledningsevnen. Nævneren,  $c\rho$ , er produktet af materialets specifikke varmekapacitet,  $c$ , og tæthed,  $\rho$ . Temperaturledningsevnen er altså også en materialekonstant og udgør et mål for, hvor hurtigt temperaturforskelle udlignes.

Med den uanselige modifikation, at koefficienterne skal være numerisk ens i Ficks love, får ligningssættene til karakterisering af varmeledning og molekylær diffusion samme matematiske opbygning. Årsagen til at koefficienterne hørende til varmeledningslovene har numerisk forskellige koefficienter skal søges i den måde varmeledning i sin natur adskiller sig fra molekylær diffusion.

Ganske vist er begge processer resultat af tilfældige molekytlære bevægelser. Men mens varmeledning er overførsel af energi til områder med lavere temperatur eller langsomme molekyllbevægelser. Så skyldes molekylær diffusion overførsel af molekyler til områder med lavere koncentration.

Selvom varmeledning således er en følge af uensartet temperaturfordeling, sker udjævningen ved varmetransport. Det "diffunderende stof" er altså ikke temperatur, og faktoren  $c\rho$  bliver nødvendig for at omsætte temperatur til varmeenergi per rumfangsenhed. I modsætning hertil er koncentration per definition det diffunderende stof per rumfangsenhed, som udligner koncentrationsforskelle ved molekylær diffusion. Omsætningsfaktoren er dermed overflødig. D.v.s.  $c\rho = 1$ .

Ønskes korrespondance mellem de to sæt ligninger, kan temperaturen,  $T$ , identificeres med koncentrationen,  $C$ , og  $D$  sættes lig med både  $\lambda$  og  $\frac{\lambda}{c\rho}$ , hvilket giver  $c\rho = 1$ .

## VII .2 Varmeledning.

### VII .2.1 Varmeledningsevne.

Følgende eksperiment til undersøgelse af varmeledningen gennem en væg antyder hypotesen den matematiske teori bygger på.

Væggen eller pladen udgøres af fast stof afgrænset af to parallelle planer. Pladen er rimelig stor, så effekter fra kanterne kan negligeres i dens midte under

forsøget. D.v.s. planerne kan antages uendelige, når man udgår fra punkter midt på væggen.

Væggens to sider fastholdes på hver sin temperatur, uden temperaturforskellen dog må være stor nok til at fremkalde ændringer i materialeegenskaber. Konkret kan man tænke sig den ene side holdt på vands frysepunkt under anvendelse af isvand, mens den anden fastholdes på en højere temperatur ved, at vand af given temperatur strømmer henover overfladen.

Opretholdes forsøgsbetingelserne tilstrækkelig længe, bliver temperaturforholdene stationære. Punkter fjernt fra kanterne og liggende i samme plan parallelt med overfladen har da antaget ens temperatur.

Nu betragets et cylinderformet udsnit - naturligvis med grundfladen parallel med væggens plan og fjernet fra dens kanter, så varme ikke ledes på tværs af cylinderrøret. Grundfladens areal kaldes  $S$ , overflade temperaturerne  $T_1$  og  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ ) og væggens tykkelse  $d$ . Resultaterne fra forsøg med et stort udvalg af forskellige faste stoffer viser, at når temperaturforholdene er blevet stationære, er varmemstrømmen,  $Q$ , gennem væggen i tidsrummet  $t$  over arealet  $S$  lig med:

$$\frac{\lambda(T_1 - T_2)St}{d},$$

hvor  $\lambda$  er en konstant kaldet stoffets varmelednings-  
evne eller termisk konduktivitet, idet dens værdi af-  
hænger af materialet væggen er gjort af. Varmestrøm-  
men er altså proportional med temperaturforskellen.

Strengt taget er varmeledningsevnen ikke uafhængig af temperaturen. I begrænsede temperaturintervaller, kan variationen i konduktiviteten imidlertid med god ret negligeres, og dens størrelse fastsættes til:

$$\lambda = \frac{Q d}{(T_1 - T_2) S t} .$$

Betingelsen for at definitionen på varmeledningsevnen kan afledes af dette eksperiment bliver, at pladen består af et homogent og isotropisk materiale. Isotropiske stoffer leder varmen lige godt i alle retninger i modsætning til krystallinske og anisotropiske stoffer.

#### VII.2.2 Varmefluks.

Varmeenergien som passerer vinkelret gennem fladen  $S$  i punktet  $\mathcal{P}$  pr. tidsenhed, pr. arealenhed kaldes varmekfluksen i punktet.

Det kan vises at fluksen som funktion af  $\mathcal{P}$  er kontinuert blot retningen af normalen til planerne bevarer sin retning.

I ethvert punkt  $\mathcal{P}(x, y, z)$  er defineret en fluksvektor  $\vec{F}$  med komponenterne  $F_x, F_y, F_z$ .  $F_x, F_y, F_z$  er fluksene i punktet  $\mathcal{P}$  vinkelret på koordinatplanerne.

Kendes fluksen i  $\mathcal{P}$  for tre indbyrdes ortogonale planer, kan fluksen i punktet beregnes for en vilkårlig plan. F.eks. er fluksen i  $\mathcal{P}$  parallel med  $\vec{F} = (F_x, F_y, F_z)$  og beløber sig til  $F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} .$

### VII.2.3 Fouriers lov.

Hvis ethvert punkt på en overflade har ens temperatur i et givet øjeblik kaldes fladen isotermisk. I et fast legeme kan man forestille sig isotermerne formet på næsten vilkårlig måde uden at skære hverandre, idet et punkt ikke samtidig kan have flere temperaturer. Efter- som varmeledning ikke en foretrukken retning i isotro- piske materialer, må fluksvektoren i et punkt af symme- trigrunde være parallel med normalen til isotermen gen- nem punktet, og i overensstemmelse med anden hovedsæt- ning pege i retning af aftagende temperatur.

Udfra det tidligere omtalte eksperiment er det muligt at udlede sammenhængen mellem temperaturvariationen langs normalen til en isoterm og fluksvektoren i samme retning. Isotermerne i eksperimentet var planer paral- lelle med væggen overflader. Forestiller man sig iso- termerne for temperaturerne  $T$  og  $T+\delta T$  adskilt afstan- den  $\delta x$ , så kan man nu slutte med resultatet fra eks- perimentet i erindring, at varmestrømmen pr. arealen- hed pr. tidsenhed i  $x$ -aksens retning er lig med:

$$- \lambda = \frac{\partial T}{\partial x}.$$

I grænseovergangen  $x$  gående mod nul fås da:

$$F_x = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Den grundlæggende hypotes for varmeledning i isotro- piske materialer er en udvidelse af dette resultat: Fluksen i et punkt på en isotermisk overflade er:

$$- \lambda \frac{\partial T}{\partial n},$$

hvor  $\lambda$  stadig kaldes materialets termiske ledningsevne og  $\frac{\partial}{\partial n}$  betegner differentiation langs med normalen til isotermerne.

Man kan herefter finde fluksen gennem et punkt vinkelret på en vilkårlig overflade:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n},$$

hvor  $\frac{\partial}{\partial n}$  står for differentiation langs med normalen til fladen.

Betragter man specielt fluksene parallelle med koordinatssystemets akser gælder:

$$F_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad F_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad F_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Et resultat, som kan skrives i mere komprimeret form:

$$\vec{F} = -\lambda \nabla T$$

Denne sammenhæng mellem fluksvektoren og temperaturvariationen kaldes sædvanligvis Fouriers lov.

#### VII.2.4 Varmeledningens ligning.

Kombineres Fouriers lov med princippet om energiens bevarelse kan opstilles en differentiaalligning, hvori kun temperaturen optræder. Til det formål betragtes et volumenelement i et isotropisk medium.

Ifølge Fouriers lov er varmeledningen til tidspunktet  $t$  gennem volumenelementets overflade udelukkende resultat af temperaturfordelingen,  $T = f(x, y, z, t)$ , i det givne øjeblik. Varmeledningens størrelse lader sig bekvemt opgøre for et terningformet volumenelement.



Terningens kanter orienteres parallelt med koordinat-akserne, kantlængderne sættes til  $2dx, 2dy, 2dz$  og terningens centrum er punktet  $P(x, y, z)$ . Første koordinaten til punkter på de to sideflader parallelle med  $y, z$ -planet bliver da henholdsvis  $x+dx$  og  $x-dx$ . Følgelig er varmekonveksjonen på de respektive flader  $F_x + \frac{\partial F_x}{\partial x} dx$  og  $F_x - \frac{\partial F_x}{\partial x} dx$  regnet i  $x$ -aksens retning. Idet begge fladers areal er  $4dydz$ , bliver de tilsvarende varmestrømme  $-(F_x + \frac{\partial F_x}{\partial x} dx)4dydz$  og  $(F_x - \frac{\partial F_x}{\partial x} dx)4dydz$  regnet ind i volumenelementet. Varmeledningen vinkelret på fladeparret bliver summen af de to bidrag:

$$-(F_x + \frac{\partial F_x}{\partial x} dx)4dydz + (F_x - \frac{\partial F_x}{\partial x} dx)4dydz = -8 \frac{\partial F_x}{\partial x} dx dy dz.$$

Adderes lignende udtryk for de to øvrige sidepar, fremkommer den samlede varmeændring i volumenelementet forårsaget af varmeledning:

$$-8 dx dy dz \left( \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \right).$$

Indføres betegnelsen  $dV$  for terningens volumen  $8 dx dy dz$ , og indsættes Fouriers udtryk for flukskomponenterne  $F_x, F_y, F_z$ , ændrer ovenstående udtryk sig til:

$$dV \cdot \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right).$$

Variationen i volumenelementets varmeindhold kan v.h.a. definition af specifik varmekapacitet skrives som produktet af materialets tæthed,  $\rho$ , specifikke varmekapacitet,  $c$ , temperaturens tidsafledede,  $\frac{\partial T}{\partial t}$ , og volumenelementets rumfang  $dV$ :

$$dV \cdot \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Optræder ingen energigenerende processer i selve volumenelementet må ændringen i varmeindholdet udelukkende tilskrives varmeledning gennem dets overflade. Ifølge bevarelsessætningen for energi, kan ovenstående udtryk sættes lig hinanden. Efter forkortning med  $\lambda dV$  fremkommer den såkaldte varmeledningensligning:

$$\nabla^2 T = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \frac{1}{K} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

Konstanten  $K = \frac{\lambda}{\rho c}$  kaldes som tidligere nævnt temperaturlædningsevnen eller den termiske diffusivitet.

I tilfælde af varmegenering i volumenelementet, således at energi tilføres punktet  $P(x, y, z)$  med effekten  $A(x, y, z, t)$  pr. volumenenhed, måtte termen  $A(x, y, z, t) \cdot dV$  tilføjes udtrykket for varmeændringen. Varmeledningensligningen ændrer da udseende til:

$$\nabla^2 T + \frac{A(x, y, z, t)}{\lambda} = \frac{1}{K} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

Undertiden er det mindre fordelagtigt at arbejde i det sædvanlige retvinklede koordinatsystem. Hvorfor varmeledningensligningen må transformeres til et mere anvendeligt system. Til brug for et senere afsnit indføres rumpolære koordinater. Punktet med kuglekoordinater  $(r, \theta, \varphi)$  har de retvinklede koordinater:

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi \\ y &= r \sin \theta \sin \varphi \\ z &= r \cos \theta \end{aligned}$$

I dette system bliver varmeledningensligningen:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \right].$$

### VII .2.5 Randbetingelser.

I beskrivelsen af varmeledningsfænomener opereres med et sæt vilkår vedrørende temperatur,  $T$ . Temperaturen forudsættes at være kontinuert i stedkoordinaterne i det indre af det ledende medium. Det samme gælder de partielle afledede m.h.t. tiden og stedkoordinaterne som de anden afledede i stedkoordinaterne.

Forudsætningerne omfatter ikke overfladen af det ledende medium og startøjeblikket. Begyndelses- og overfladebetingelser må derfor fastlægges inden den matematiske løsning indledes.

#### VII .2.5.1 Begyndelsesbetingelser.

Begyndelsesbetingelser skal forstås i den betydning, at temperaturen tenderer mod den foreskrevne værdi i et fast punkt indenfor selve legemet, når tiden går mod nul. Giver begyndelsesbetingelsen f.eks. ved en kontinuert funktion  $T_0 = f(x, y, z)$  skal løsningen til ligningen  $\frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T$  opfylde:

$$\lim_{t \rightarrow 0} T = f(x, y, z).$$

#### VII .2.5.2 Overfladebetingelser:

Overfladebetingelser i den betydning, at for fast  $t > 0$ , skal den givne kombination af temperatur og den afledede tendere mod de fastlagte værdier, når man nærmer sig det ledende mediums overflade. Iblandt de mere almindelige typer overfladebetingelser fremhæves.

1. Foreskrevne overfladetemperatur: Denne kan være konstant, variere med tiden eller begge dele afhængig af, hvilket område af overfladen man betragter.

2. Foreskreven fluks gennem overfladen: Som et særtilfælde nævnes: Ingen fluks gennem overfladen. Formelt udtrykt vil det sige:  $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$  over hele overfladen.

3. Lineær varmeoverførsel gennem overfladen: Formelt skrives denne betingelse:  $-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = H(T - T_0)$  eller  $-\frac{\partial T}{\partial n} = h(T - T_0)$ ; hvor  $h = \frac{H}{\lambda}$  er en positiv konstant,  $T$  overfladens temperatur og  $T_0$  det omgivende mediums temperatur. Konstanten  $H$  kaldes overfladeledningsevnen. For meget små værdier af  $h$  tenderer de lineære betingelse mod specialtilfælde nævnt under 2., medens den bliver af type 1. for meget store værdier af  $h$ .

Eksperimenter viser, at i adskillige fysiske sammenhænge kan fluksen gennem en overflade med føje regnes for proportional med temperaturforskellen mellem overfladen og det omgivende medium, således at ovenstående betingelse opfyldes. Af relevans for den didaktiske tekst nævnes et par:

- Tvungen konvektion, hvor en gas eller vædske tvinges hurtigt forbi en overflade. Overfladeledningsevnen afhænger af legemets form og fluidummets art og hastighed. Tiltager strømningshastigheden vokser overfladeledningsevnen og temperaturen på overfladen tenderer mod fluidummets.
- Slet ledende overfladehinder. Hyppigt dannes på overfladen belægninger eller hinder af et dårligt ledende stof - tænk på kedelsten og fedt. Også når vædsle eller gas strømmer over en overflade fremkommer almindeligvis en hinde af uforstyrret fluidum. Eftersom

hinder ikke er i bevægelse har den dårlig termisk ledningsevne. Negligeres hindens varmekapacitet kan fluksen gennem hinden i en første approksimation sættes lig:

$$\frac{\lambda'}{d} (T - T_0),$$

hvor  $T$  og  $T_0$  er temperaturerne på hindens inder- og yderside,  $\lambda'$  er hindens varmeledningsevne og  $d$  dens tykkelse. Randbetingelsen for mediet indenfor hinden bliver da:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda'}{d} (T - T_0).$$

4. Ikke lineær varmeoverførsel. Sort legeme stråling er et velkendt eksempel på ikke lineær varmeoverførsel. Sortlegeme begrebet dækker over et idealiseret legeme, som tillader al indkommende stråling at trænge ind for at blive fuldkommen absorberet i dets indre. Således hverken reflekterer eller transmitterer et sortlegeme energi; men er den perfekte absorberer af stråling.

Med et tankeeksperiment kan det indses, at den perfekte udstråling ved en given temperatur sker fra et sort legeme. Man forestiller sig sortlegemet indesluttet i en isoleret beholder med sort indervægge. Efter udligning af eventuelle temperaturforskelle antager inder-vægge og sortlegeme fælles ensartet ligevægtstemperatur. For at opretholde temperaturligevægt med omgivelserne må sortlegemet udsende stråling i nøjagtig samme målestok, som den modtager. Ellers ville dets temperatur falde eller stige, hvilket indebærer nettooverfør-

sel af energi fra et koldere til et varmere legeme i modstrid med varmelærens anden hovedsætning. Eftersom et sortlegeme pr. definition absorberer mest muligt energi fra beholderens sorte vægge sluttes heraf, at det også udstråler den størst mulige mængde energi.

Flyttes sortlegemet til en anden position indenfor beholderen, eller orienteres legemet i en ny retning, vil det forblive i temperaturligevægten, fordi de indvendige vægge er isotermiske. Ind- og udstråling er følgelig uafhængig af sortlegemets position og orientering i beholderen. Det betyder at sortlegemestrålingen i indeslutningen er isotropisk.

Disse egenskaber, at sortlegemet tjener som en ideel standard til henføring af vilkårlige legemers stråling.

Også alle de øvrige kvalitative sider ved sortlegemestrålingen kan afledes af ovennævnte definition. Bl.a. kan man ræsonnere sig frem til, at sortlegemestråling udelukkende er en funktion af temperaturen. Og at denne funktion er monotont voksende.

Kvantitativt beskrives udvekslingen af energi mellem et reelt legeme med absolut temperatur  $T$  omgivet af et sortlegeme med absolut temperatur  $T_0$  af formelen:

$$\sigma \epsilon (T^4 - T_0^4),$$

hvor  $\sigma$  er Stefan-Boltzmanns konstant og  $\epsilon$  er legemets emissionsevne. Emissionsevnen er forholdet mellem udstrålingen af legemet sammenlignet med sortlegemer ved samme temperatur.

Emissionsevnen er typisk lille - 0.02 til 0.05 - for polerede metaller, mens almindelige materialer; maling, glas, papir har  $\epsilon$ -værdier mellem 0.7 og 0.9. For sod

og lampesort o.lign. svinger  $\epsilon$ -værdierne sig helt op til 0.98.

Sluttelig omtales naturlig konvektion. Naturlig konvektion forklares ved gassers og vædskers varmeudvidelse. Varmeudvidelsen nedsætter tætheden, hvorfor varme dele af fluidummet stiger til vejrs og forårsager konvektionsstrømme. Legemers varmeoptagelse eller -afgivelse er som regel proportional med temperaturdifferensen opløftet til  $5/4$ .

### VII .2.6 Løsning af varmeledningsligningen.

Varmeledningsligningen er gennemgående en kompliceret affære at løse, og tilmed præges løsningsudtrykkene af uoverskuelighed. Matematikken forenkles i almindelighed under stationaritet,  $\partial: \frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , og i særdeleshed når symmetriforhold spiller ind. Eksperimentet til bestemmelse af varmeledningen gennem en isotropisk væg omtalt i afsnit 2.1 er et eksempel herpå. Vælges  $x$ -aksen vinkelret på væggen opskrives varmeledningsligningen ubesværet:

$$\frac{\lambda}{c\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \text{ eller } \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \text{ og } 0 < x < d;$$

med randbetingelserne:  $T = T_0$ , når  $x = 0$ ,  $T = T_1$ , når  $x = d$ .

Integration giver:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = k_1, \quad \text{og} \quad T(x) = k_1 x + k_2$$

Integrationskonstanterne bestemmes v.h.a. randbetingelserne:

$$k_1 = \frac{-(T_0 - T_1)}{d} ; k_2 = T_0$$

Hermed er temperaturfordelingen og fluksen bestemt:

$$T(x) = - \frac{(T_0 - T_1)}{d} \cdot x + T_0 ;$$

$$F_x = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{(T_0 - T_1)}{d} .$$

Sidste resultat helt i overensstemmelse med den oprindelige hypotese.

### VII .2.7 Opvarmningsmetoder.

Tanken med dette afsnit er at underbygge påstandene om temperaturprofiler svarende til forskellige opvarmningstider fremsat i specialets didaktiske afdeling. Argumentationen består i to eksempler på opvarmning af en isotropisk kugle.

Første eksempel er model for opvarmning i en konvektionsovn: Opvarmningen sker ved ledning fra overfladen. Randbetingelserne er valgt så de svarer til at kuglen opvarmes af fludium i optimal tvungen konvektion.

I det andet eksempel er opvarmningen forårsaget af varmegenering indeni kuglen svarende til volumenopvarmning: Varmegeneringen er ensartet over hele kuglens volumen og konstant i tiden, i tilnærmelse til forholdene under dielektrisk opvarmning. Randbetingelserne er valgt således at kuglen afgiver varme til et fludium i optimal tvungen konvektion. Det sidste repræsenterer mikrobølgeovns uopvarmede ovnrum.



Allerede under afsnit 2.4 blev varmeledningsligningen angivet i rumpolærekoordinater  $(r, \theta, \phi)$ . I både eksempel 1 og 2 er randbetingelserne af en sådan art, at de isoterme overflader er koncentriske kugler, og temperaturen afhænger følgelig kun af  $r$  og  $t$ . P.g.a. radial ledning forenkles varmeledningsligningen i de to eksempler til:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{A}{\lambda};$$

hvor  $A$  er varmegeneringseffekten pr. volumen. I øvrigt kan ligningerne gennem substitutioner bringes på endnu enklere form:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = K \frac{\partial^2 U}{\partial r^2}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{A \cdot r}{\lambda} \right); \quad U = T \cdot r.$$

I nederste ligning foretages endvidere substitutionen

$$W = U + \frac{A \cdot r^3}{6 \cdot \lambda}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial^2 W}{\partial r^2}.$$

Ligningerne er i begge tilfælde reduceret til en form, som optræder i forbindelse med varmeledning i en dimension. Løsningerne kan således ske med udgangspunkt i resultater fra undersøgelser af varmeledningen i isotropiske vægge.

Inden vi forsætter med eksemplerne skal endnu engang slås fast, at det interessante for varmeldningen er temperaturforskelle og ikke de aktuelle absolutte temperaturer. Begyndelsestemperaturen er derfor arbitrær i den forstand, at temperaturens nulpunkt kan vælges efter behag. Selvom kuglens begyndelsestemperatur i begge eksempler er sat til nul, bevarer resultaterne alligevel gyldighed for hvilken som helst absolut temperatur kuglen måtte have ved starten.

Eksempel 1: Overfladeopvarmning.

kuglens radius benævnes  $a$ , begyndelsestemperaturen er 0 overalt i kuglens indre og overfladetemperaturen er  $T_0$  til alle tider. Løsningen gives af nedenstående ugenomsigtige formel:

$$T(r,t) = T_0 + \frac{2aT_0}{\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \sin \frac{n\pi r}{a} e^{-Kn^2\pi^2 t/a^2}$$

Til gengæld udtrækker figur 1 de væsentlige træk ved løsningen. Figuren illustrerer temperaturprofilen hørende til forskellige kombinationer af opvarmningstider og varmeledende egenskaber hos kuglen.

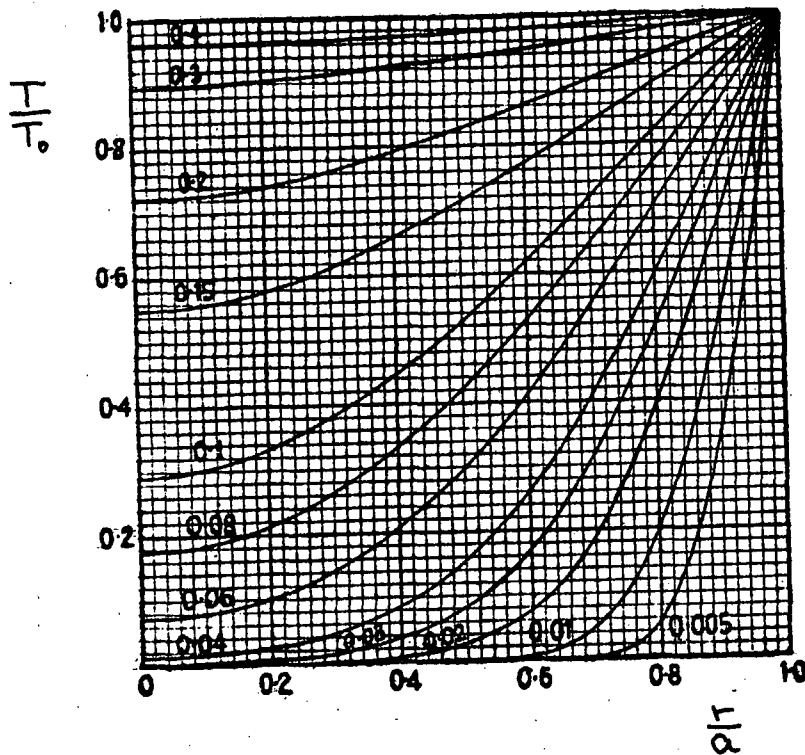
På abscisseaksen aflæses den relative afstand til centrum, mens ordinataksen viser den aktuelle temperatur i forhold til overfladetemperaturen. Tallene på kurverne angiver værdien af den dimensionsløse størrelse

$$\tau = \frac{K \cdot t}{a^2}.$$

Sammenfattende kan siges, at temperaturfordelingen bliver stadig jævne for voksende  $\tau$ . For en fast kugle - d.v.s. fastholdt  $a$  og  $K$  - svarer temperaturprofilen  $\tau_0$  en bestemt opvarmningstid  $t = \tau_0 \cdot \frac{a^2}{K}$ . Med overfladeopvarmningsmetoden svarer m.a.o. en bestemt opvarmningstid dikteret af kugleformen, kuglens faktiske størrelse  $a$ , og materielle beskaffenhed  $K$ .

Endvidere forlænges opvarmningstiden, desto mere ensartet temperaturen ønskes fordelt.

Figur 1. (Carslaw).



Eksempel 2: Volumenopvarmning.

Kuglens radius benævnes  $a$ , begyndelsestemperaturen er 0 overalt i kuglen, overfladetemperaturen er til stadighed 0 og varme genereres i et vilkårlig indre punkt med konstant effekt,  $A$ , pr. rumfangsenhed. I lighed med eksempel 1 er løsningsformlen umiddelbart gennemskuelig:

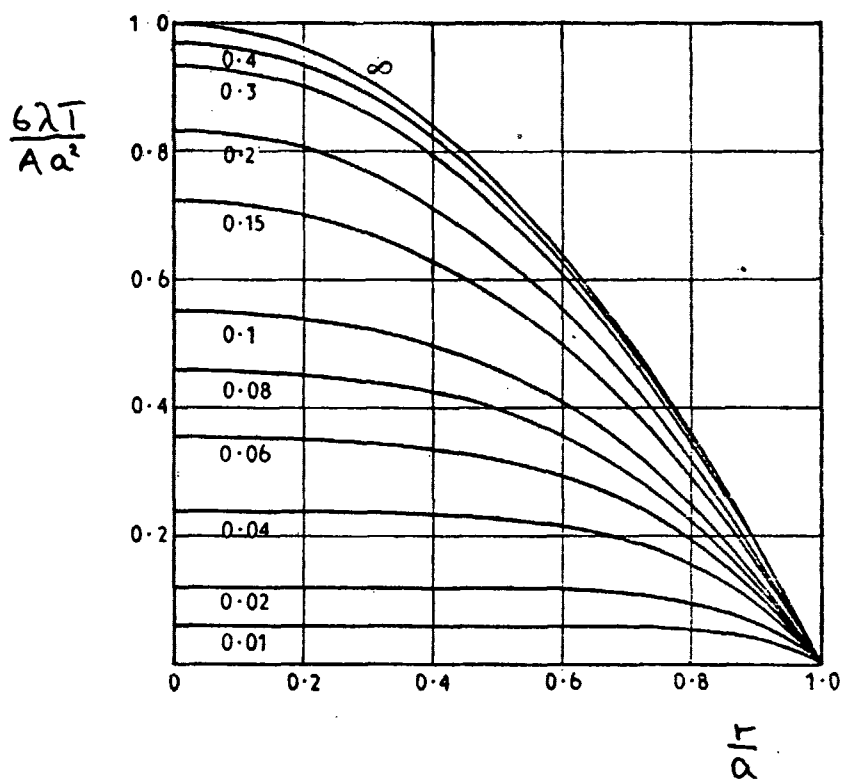
$$T(r,t) = \frac{A}{6\lambda}(a^2 - r^2) + \frac{2Aa^2}{K\pi^2 r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} \sin \frac{n\pi r}{a} e^{-kn^2\pi^2 t/a^2}$$

Men igen kan tolkningen bygge på en figur over temperaturprofiler.

Abcisseaksen angiver stadig den relative afstand til centrum, mens ordinataksen nu viser den aktuelle temperatur i forhold til den højst opnåelige temperatur,  $\frac{\lambda \alpha^2}{6A}$ , for den valgte effekt,  $A$ , og kugle ( $a, \lambda$ ).

Figur 2 fremhæver to træk, der adskiller volumenopvarmning fra overfladeopvarmningsmetoden. Temperaturfordelingen bliver jævnere med aftagende værdier af  $\tau = \frac{Kt}{a^2}$ , og temperaturen stiger med dybden. Hvilket afspejler kuglens løbende varmetab til omgivelserne.

Figur 2. (Carslaw).



I praksis slører en række forhold ved direkte opvarmning dette billede: Effektfunktionen er nok af typen  $A^\alpha(a-r)$ , som aftager med dybden i stedet for at holde sig konstant. Når der er tale om frostvarer er ovntem-

peraturen først lavere end emnets i den afsluttende del af tilberedningsfasen. Større kommercielle anlæg forsynes dog i almindelighed med varmeblæsere for at hindre afkøling af levnedsmidlets overflade.

Men under alle omstændigheder, hvis ovnrømmet er uopvarmet, tjener det sig bedst at have kort opvarmningstid.

Endvidere hæfter man sig ved, at den maksimale opnåelige temperatur vokser proportionalt med effekten.

Uvilkaarligt inspireres man også til at konkludere, at opvarmningstiden er omvendt proportional med effekten. Men det er naturligvis et spørgsmål om, hvorvidt varmetabet fra overfladen slår igennem. Som det fremgår af figuren kan dette varmetab negligeres for små  $\tau$ -værdier svarende til korte opvarmningstider.

I hvilken forstand opvarmningstiden skal være kort, kan man få et begreb om ved hjælp af omskrivningen  $\tau = \frac{t}{\alpha^2/k}$ . Skal  $\tau$  være lille må  $t$  ikke være stor sammenlignet med  $\alpha^2/k$ . Hvilket stemmer overens med intuitionen, idet  $\alpha^2/k$  er mindst for små kugler - d.v.s: stor varmeafgivende overflade i forhold til rumfanget - som samtidig er gjort af et godt ledende materiale.

Ved volumenopvarmning frigører man sig altså for varmeledningsbegrænsningen og kan i princippet opnå vilkårlig korte opvarmningstider.

Litteraturkilder:

- Alonso, M.; Finn, E.J.  
1968 "Fundamental University Physics". Volume II  
chap. 24. Addison-Wesley.
- Carslaw, H.S.; Jaeger, J.C.  
1959 "Conduction of heat in solids". Oxford-Clarendon  
press
- Crank, J.  
1975 "The mathematics of diffusion". Clarendon press.
- Howell, J.R. ; Siegel, R.  
1975 "Thermal radiation - heat transfer". McGraw-Hill.

- 1/78 "TANKER OM EN PRAKSIS" - et matematikprojekt  
Anne Jensen, Marianne Kesselhahn, Lena Lindenskov 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.  
Lasse Rasmussen, Aage Bonde Kræmmer, Jens Højgaard Jensen.
- 4/78 "Tre essays" - om matematikundervisning, matematiklæreruddannelsen og  
videnskabsrindalismen.  
Mogens Niss.
- 5/78 "BIBLIOGRAFISK VEJLEDNING til studiet af DEN MODERNE FYSIKS HISTORIE"  
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, Bent C. Jørgensen.
- 7/78 "Matematikens forhold til samfundsøkonomien"  
B.V. Gnedenko.
- 8/78 "DYNAMIK OG DIAGRAMMER". Introduktion til energy-bond-graph formalismen.  
Peder Voetmann Christiansen.
- 9/78 "OM PRAKSIS' INDFLYDELSE PÅ MATEMATIKKENS UDVIKLING"  
Motiver til Kepler's: "Nova Stereometria Doliorum Vinarioum"  
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 differentiaalligninger og differentiaalligningssystemer"  
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.
- 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 - FORMÅL 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  
relativity".  
Helge Kragh.
- 
- 24a/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE" 1. En analyse.
- 24b/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE" 2. Interviewmateriale.  
Projektrapport af Jan Christensen og Knud Lindhardt Rasmussen.  
Vejleder: Mogens Niss.
- 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 visco-  
elastiske egenskaber".  
Projektrapport, speciale i fysik, af Gert Kreinøe.  
Vejleder: Niels Boye Olsen.
- 29/80 "ODIN - undervisningsmateriale til et kursus i differentiailligningsmodeller"  
Projektrapport af Tommy R. Andersen, Per H.H.Larsen og Peter H. Lassen.  
Vejleder: Mogens Brun Heefelt.
- 30/80 "FUSIONSENERGIEN - - - ATOMSAMFUNDETS ENDESTATION".  
Oluf Danielsen.
- 31/80 "VIDENSKABSTEORETISKE PROBLEMER VED UNDERVISNINGSSYSTEMER BASERET PÅ MÆNGDELÆRE"  
Projektrapport af Troels Lange og Jørgen Karrebæk.  
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
- 32/80 "POLYMERE STOFFERS VISCOELASTISKE EGENSKABER - BELYST VED HJÆLP AF MEKANISKE IMPEDANS-  
MÅLINGER OG MÖSSBAUEREFFEKTMÅLINGER".  
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.
- 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 HISTORIETEORI 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.
- 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.
- 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 videnskabs-  
opfattelser".  
Helge Kragh og Stig Andur Pedersen.
- 43/81 1. "COMPARATIVE RISK ASSESSMENT OF TOTAL ENERGY SYSTEMS"  
2. "ADVANTAGES AND DISADVANTAGES OF DECENTRALIZATION"  
Bent Sørensen.
- 44/81 "HISTORISK UNDERSØGELSE AF DE EKSPERIMENTELLE FORUDSÆTNINGER FOR RUTHERFORDS  
ATOMMODEL". Projektrapport af Niels Thor Nielsen. Vejleder: Bent C. Jørgensen

ISSN 0106-6242