

ELEKTROTECHNISCHE MATERIALEN I

door

Prof. dr. ir. S. Middelhoek

**Afdeling der Elektrotechniek
LABORATORIUM voor ELEKTROTECHNISCHE MATERIALEN
Technische Hogeschool Delft**

REFERENTIES

1. R. MÜLLER, Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, Springer Verlag, Berlin 1971, (H1 237), blz. 161 e.v.
2. F. HUND, Theoretische Physik III: Wärmelehre und Quantentheorie, Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1966, (An 414), blz. 326 e.v.
3. M. ALONSO, E.J. FINN, Fundamental University Physics III: Quantum and statistical physics, Addison Wesley (mass.), 1971, (An 384), blz. 56 e.v.
4. C. ZWIKKER, Fysische materiaalkunde III: Materialen voor elektronische en optische toepassingen, Wetenschappelijke Uitgeverij N.V., Amsterdam 1968, (Ca 62), blz. 176 e.v.
5. G.C. JAIN, Properties of electrical engineering materials, A Harper International Edition, New York 1967, (Ca 76), blz. 228 e.v.
6. J.C. ANDERSON, Dielectrics, Chapman and Hall Ltd, Gr. Br. 1970, (Cb 58), blz. 55 e.v.
7. W. SCHULTZ, Diëlektrische und magnetische Eigenschaften der Werkstoffe, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1970, (Ca 89) blz. 11 e.v.
8. zie referentie 5, blz. 237 e.v.
9. zie referentie 5, blz. 49 e.v.
10. zie referentie 1, blz. 58 e.v.
11. zie referentie 1, blz. 39 e.v.
12. zie referentie 1, blz. 74 e.v.
13. zie referentie 1, blz. 43
14. zie referentie 5, blz. 373 e.v.

Inhoudsopgave:

blz.

Inleiding

1. <u>Elektronenstructuur, periodiek systeem en kristalrooster</u>	1 - 1
1.1. Elektronenstructuur en periodiek systeem	1 - 1
1.2. Kristalstructuur	1 - 14
2. <u>Isolatie, diëlektrische, ferroëlektrische en piëzo-</u> <u>elektrische materialen</u>	2 - 1
2.1. Isolatie materialen	2 - 1
2.2. Diëlektrische materialen	2 - 3
2.3. Ferroëlektrische materialen	2 - 19
2.4. Piëzoelektrische materialen	2 - 23
3. <u>Geleiders, halfgeleiders en supergeleiders</u>	3 - 1
3.1. Inleiding	3 - 1
3.2. Bandentheorie	3 - 3
3.3. Fermi-Dirac verdeling	3 - 10
3.4. Geleiders	3 - 14
3.5. Intrinsieke halfgeleiders	3 - 23
3.6. Extrinsieke halfgeleiders	3 - 33
3.7. Mikroëlektronika	3 - 42
3.8. Supergeleiders	3 - 57
4. <u>Magnetische materialen</u>	4 - 1
4.1. Inleiding	4 - 1
4.2. Typen magnetisme	4 - 3
4.3. Theorie van Weiss	4 - 16
4.4. Onderzoekmethoden	4 - 19
4.5. Anisotropieën	4 - 27
4.6. Wanden en domeinen	4 - 29
4.7. Toepassingen	4 - 31

	blz.
5. <u>Optoëlektronische materialen</u>	5 - 1
5.1. Inleiding	5 - 1
5.2. Lichtbronnen	5 - 1
5.3. Lichtmodulatie	5 - 11
5.4. Lichttransmissie	5 - 17
5.5. Lichtdetectie	5 - 19

INLEIDING

Men kan de elektrotechniek verdelen in de volgende onderwerpen:

1) systemen, 2) schakelingen, 3) bouwelementen en 4) elektro-technische materialen.

Onder systemen verstaat men grote eenheden, zoals bijv. rekenmachines, telefooncentrales, regelsystemen, liftbesturingen en televisieontvangers.

Systemen zijn opgebouwd uit schakelingen, waarbij men denkt aan bijv. versterkers, tellers, pulsdiskriminatoren en schuifregisters.

De bouwelementen, waaruit de schakelingen zijn opgebouwd, zijn verdeeld in passieve elementen, zoals spoelen, weerstanden en condensatoren en in actieve elementen, zoals buizen en transistoren.

De bouwelementen zijn vervaardigd uit elektrotechnische materialen, zoals diëlektrische materialen, geleidende, halfgeleidende en supergeleidende materialen, magnetische materialen en opto-elektronische materialen.

De samenhang tussen de verschillende onderwerpen wordt geïllustreerd in Fig.I aan de hand van enkele essentiële schakelingen van een rekenmachine.

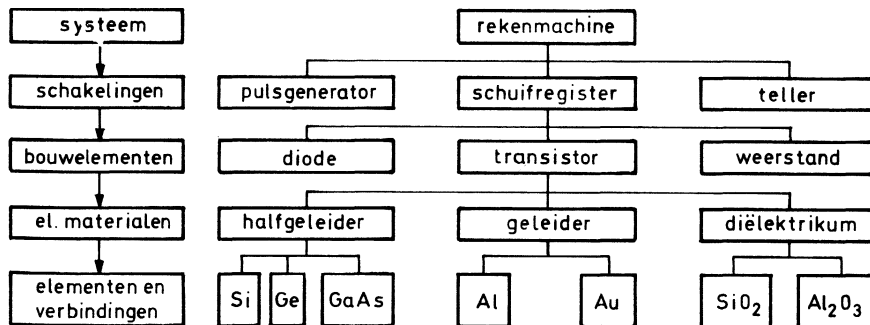


Fig.I. Illustratie van de samenhang tussen de onderwerpen in de elektrotechniek

Tot omstreeks 1960 golden de gebieden der systemen en schakelingen als duidelijk elektrotechnische onderwerpen, de elektrotechnische materiaalkunde als een fysisch en technologisch onderwerp, terwijl fysici en elektrotechnici samenwerkten op het gebied der bouwelementen. Sinds de uitvinding van de geïntegreerde schakeling in 1958 en de planaire technologie in 1960 is hierin, in een steeds versneld tempo, verandering gekomen. Dit maakt een nieuwe werkverdeling tussen elektrotechnici en fysici noodzakelijk:

Was het voordien mogelijk, om een elektronische schakeling uit te denken, zonder in detail de thermische elektronenemissie van een kathode in een elektronenbuis te begrijpen, zo is het nu niet meer mogelijk, om een schakeling in geïntegreerde vorm op een halfgeleider plaatje te ontwerpen, zonder grondige kennis van de halfgeleiderfysika. Ook elektrotechnische toepassingen van bijv. lasers (T.V. en communicatie), supergeleidende materialen (rekenmachines, sterke magneten), doorzichtige magnetische kristallen (geheugens), nieuwe halfgeleidende materialen (mikrogolf generatoren, lichtbronnen), maken het gewenst, dat de toekomstige elektrotechnische ingenieur over een grotere materiaalkennis beschikt dan zijn voorgangers, wil hij in de toekomst deel hebben aan de moderne ontwikkelingen op zijn vakgebied en de desbetreffende vakliteratuur kunnen volgen.

We zien nu al, vooral in de Verenigde Staten, dat zelfs vele elektrotechnische ingenieurs geheel op het gebied der elektrotechnische materialen werkzaam zijn: de behoefte aan dgl. materiaal-georiënteerde E-ingenieurs wordt voor Europa op 10-20% van het totaal geschat.

In de toekomst moet men met nog een verdergaande penetratie van de fysika in het vakgebied der elektrotechniek rekening houden. De systeem specialist kan vandaag met behulp van bouwstenen in de vorm van geïntegreerde schakelingen zijn systemen opbouwen. Hij zal daarbij uitgaan van de door de fabrikant verstrekte specificaties van de bouwstenen en niet erg geïnteresseerd zijn in wat er in de bouwsteen zit.

Leest men echter de nieuwste elektronische literatuur, dan komt men de uitdrukking L.S.I. (large scale integration) steeds meer tegen. Bedoeld zijn systemen, zoals bijv. een tafelrekenmachine, een kode omvormer of een radioontvanger, welke in hun geheel op een klein halfgeleider plaatje van 2 x 2 mm zijn gerealiseerd. Zulke L.S.I.-elementen bevatten vaak meer

dan 6000 transistoren. Het is duidelijk, dat ook in de nabije toekomst de systeem ontwerper op de hoogte zal moeten zijn van alle voordelen en beperkingen, die inherent zijn aan de halfgeleidertechnologie, om een verantwoord produkt te kunnen ontwerpen.

De moderne L.S.I. ontwikkelingen hebben de elektrotechnische industrie voor een moeilijk dilemma gesteld. De vraag doet zich voor of bijvoorbeeld een halfgeleider rekenmachinegeheugen gefabriceerd moet worden door de systeem georiënteerde rekenmachine industrie onder aantrekking van fysici en technologen of door de halfgeleider componenten industrie onder aantrekking van systeemontwerpers. De huidige ontwikkeling laat zien, dat L.S.I. systemen door beide soorten industrieën geproduceerd worden, daar geen van beide groepen hun kennis op het gebied van rekenmachinegeheugens respektievelijk op het gebied van de halfgeleider technologie prijs wenst te geven.

De heroriëntatie van de elektrotechniek laat zich ook aan de hand van de literatuur overtuigend illustreren. In de "Electrical and Electronics Abstracts" en de "Computer and Control Abstracts", welke aanwezig zijn in de afdelingsbibliotheek, worden uittreksels van alle publikaties op elektrotechnisch gebied opgenomen en systematisch gerangschikt. In tabel I. worden de vakgebieden aangegeven met het percentage van het totale aantal publikaties in 1969. Het blijkt dat het vakgebied componenten en materialen een duidelijke plaats (18,2 %) in de elektrotechnische literatuur inneemt.

TABEL I. *Overzicht elektrotechnische vakliteratuur in 1969. (Uit Electrical and Electronics Abstracts en Computer and Control Abstracts 1969).*

VAKGEBIED	%
Algemeen Elektronika Netwerktheorie	9.9
Komponenten Materialen	18.2
Telekommunikatie	14.4
Instrumentatie	8.7
Energietechniek	15.0
Regeltechniek	19.4
Rekenmachines	14.4

De bedoeling van het kollege Elektrotechnische Materialen I is een inleiding te geven tot de voor de elektrotechniek interessante materialen en materiaal eigenschappen, waarbij het accent meer zal liggen op het verkrijgen van inzicht, dan op het geven van een volledige wiskundige formulering. Alleen in het hoofdstuk over de halfgeleiders wordt, gezien het grote belang van dit onderwerp voor de verdere studie, de wiskundige formulering wat meer in detail gepresenteerd.

Het kollege el.mat.I. wordt in het derde studiejaar gevolgd door een kollege el.mat.II. (kernvak voor de b-richting en keuzevak voor de c-richting), waarin enkele fundamentele onderwerpen uit de materiaalkunde (vooral de halfgeleiders) grondiger zullen worden behandeld. In het 4e en 5e studiejaar wordt een keuzevak el.mat.b.o. gegeven, waarin moderne onderwerpen zoals "Fysika van de materialen gebruikt voor rekenmachinegeheugens" (kursus 1971/1972), en "Halfgeleidertechnologie" (kursus 1972/1973) aan de orde komen.

Het kollege el.mat.I. bevat de volgende onderwerpen:

Hoofdstuk 1: Atoomstructuur, periodiek systeem en kristalstructuur

Vele elementen hebben overeenkomstige eigenschappen en het is interessant, om in de voetsporen van Mendelejew het periodiek systeem te verkennen. Vele eigenschappen van de elektrotechnische materialen hangen sterk samen met de kristalstructuur, waarvan een kort overzicht wordt gegeven.

Hoofdstuk 2: Isolatie, diëlektrische, ferroelektrische en piëzo-elektrische materialen

Een condensator wordt om zijn capaciteit zo groot mogelijk te maken, gevuld met een diëlektrikum. De eisen, aan dit diëlektrikum te stellen, hangen af van de frekwentie, waarbij men werkt. Bijzondere diëlektrische materialen zijn de ferroelektrische en de piëzoelektrische materialen.

Hoofdstuk 3: Bandentheorie, geleiders, halfgeleiders, mikroelektronika en supergeleiders

Elektronen kunnen min of meer gemakkelijk door de vaste stof bewegen, wat aanleiding geeft de materialen in isolatoren, geleiders, halfgeleiders en supergeleiders onder te verdelen. In dit hoofdstuk wordt na een discussie van de bandentheorie, de fysische achtergrond van de

geleiders, de halfgeleiders en de supergeleiders toegelicht en enig inzicht gegeven in de microelektronika.

Hoofdstuk 4: Magnetische materialen

In dit hoofdstuk wordt het verschil toegelicht tussen dia-, para-, ferro-, antiferro- en ferrimagnetische materialen en een inzicht gegeven in de makroskopische eigenschappen van de magnetische materialen, zoals hysteresis, anisotropie, wanden, domeinen en demagnetisatie.

Hoofdstuk 5: Opto-elektronische materialen

Vooraf door de komst van de laser is de belangstelling van de elektrotechnicus voor dit onderwerp zeer toegenomen. De fysika van de belangrijkste lichtbronnen, modulatoren en detectoren zal in dit laatste hoofdstuk de revue passeren.

Hoofdstuk 1. ELEKTRONENSTRUKTUUR, PERIODIEK SYSTEEM en KRISTALROOSTER

1.1. <u>Elektronenstructuur en periodiek systeem</u>	blz. 1 - 1
1.2. <u>Kristalstructuur</u>	1 - 14
1.2.1. Bindingstypen	1 - 14
1.2.1.1. Ionenbinding	1 - 14
1.2.1.2. Kovalente binding	1 - 15
1.2.1.3. Metallische binding	1 - 16
1.2.1.4. Dipoolbinding	1 - 17
1.2.2. Vormen van de vaste stof	1 - 17
1.2.3. Bravaisrooster	1 - 17
1.2.4. Kristalrichtingen en vlakken	1 - 19

Symbolen

n	= hoofdkwantumgetal 1(K), 2(L), 3(M), 4(N), 5(O)
l	= nevenkwantumgetal $l = 0, 1 \dots (n-1), 0(s), 1(p), 2(d), 3(f), 4(g)$
m	= magnetisch kwantumgetal $m = -l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l$
s	= spinkwantumgetal $s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$
$2p^5$	betekent 5 elektronen in een baan met $n = 2$ en $l = 1$
$[1, 1, 0]$	= richting in kristal
$(1, 1, 0)$	= vlak in kristal

Fysische konstanten

m = massa van het elektron	$9,1 \times 10^{-31}$ kg
h = konstante van Planck	$6,6 \times 10^{-34}$ Joule sec.

1. ELEKTRONENSTRUKTUUR, PERIODIEK SYSTEEM en KRISTALSTRUKTUUR

De meeste van de in de volgende hoofdstukken te behandelen materiaal-eigenschappen van de elementen hangen nauw samen met de plaats, die de elementen innemen in het periodiek systeem, hun elektronenstructuur en de kristalvorm, waarin ze voorkomen. Het is daarom zinvol een beschrijving van de elektrotechnische materialen met deze onderwerpen te beginnen.

1.1. Elektronenstructuur en periodiek systeem

Ongeveer zo'n 100 jaar geleden, toen fysici en chemici nog slechts over zeer primitieve analyse methoden beschikten en een zeer beperkt inzicht hadden in de opbouw van de materie, was het de wetenschapsmensen toch al opgevallen, dat er een zekere periodiciteit van de eigenschappen van de elementen bestond.

De Rus Mendelejew slaagde er omstreeks 1870 in de 65 toen bekende elementen op een redelijke manier in een systeem te rangschikken. Hij plaatste de elementen met soortgelijke eigenschappen, zoals de halogenen fluor (F), chloor (Cl), borium (Br) en jodium (J), welke vluchtig zijn en chemisch zeer actief, onder elkaar; bovendien plaatste hij de elementen met oplopend atoomgewicht naast elkaar.

Mendelejew kende de edelgassen, zoals helium (He), neon (Ne), argon (Ar) enz. nog niet en liet verder in zijn periodiek systeem gaten over voor de toen nog niet bekende elementen. Zo ontbrak het in 1886 in Duitsland ontdekte germanium (Ge) aanvankelijk in het systeem. Mendelejew was echter in staat de eigenschappen van het onbekende door hem genoemde eka-silicium (Ge bevindt zich onder Si in het periodiek systeem) tamelijk nauwkeurig te voorspellen (tabel 1.1.)

TABEL 1.1. *Voorspelling van de eigenschappen van germanium (eka-silicium) door Mendelejew*

eigenschap	voorspelde	werkelijke
atoomgewicht	72	72,59
soortelijk gewicht	5,5	5,47
kleur	grijs	witgrijs
soortelijk gewicht oxide	4,7	4,703
kookpunt chloride	100°C	86°C
valentie	4	4

Gestimuleerd door het werk van Mendelejew en anderen was het zoeken naar nieuwe elementen in de vorige eeuw en in het begin van deze eeuw een populaire wetenschappelijke bezigheid. Vandaag kennen we 105 elementen, waarvan er 17 kunstmatig zijn. De laatste worden in deeltjesversnellingsmachines gemaakt of zijn vervalprodukten van radioactieve natuurlijke elementen. Met zekerheid kan men zeggen, dat er geen onbekende elementen meer bestaan met een atoomnummer lager dan 106.

De elementen worden meestal gerangschikt zoals op het in het diktaat opgenomen periodiek systeem. (tabell.2.). Men onderscheidt 8 met Romeinse cijfers aangeduide kolommen, welke in A en B kolommen zijn onderverdeeld. De chemische eigenschappen van de elementen in één kolom lijken sprekend op elkaar.

De twee belangrijkste getallen, welke een atoom karakteriseren zijn het atoomnummer en het atoomgewicht. Het atoomnummer geeft het aantal om de kern bewegende elektronen aan, het atoomgewicht de som van het aantal protonen en neutronen in de kern. Elementen met hetzelfde aantal elektronen en protonen (hetzelfde atoomnummer), maar met een ander aantal neutronen (dus een ander atoomgewicht) noemt men isotopen. Omdat een element in de natuur vaak voorkomt als een mengsel van isotopen is het atoomgewicht meestal geen geheel getal.

Hoewel Mendelejew en volgelingen in staat waren het periodiek systeem proefondervindelijk op te stellen was de fysische oorzaak van de periodiciteit van de chemische eigenschappen nog geheel onbekend.

Pas in 1913 werd de zaak wat duidelijker, toen de Deen Niels Bohr zijn atoommodel introduceerde. In tegenstelling tot zijn voorgangers nam Bohr aan, dat een atoom bestaat uit een kleine positieve kern, waar omheen zich de negatieve elektronen in cirkelvormige banen bewegen. Volgens de klassieke elektrodynamica zou een dergelijk elektron zijn energie echter kwijt raken door het afgeven van elektromagnetische straling en tenslotte in de kern belanden. Het elektron vormt immers met de positieve kern een ronddraaiende dipool.

Duidelijk in strijd met wat de klassieke natuurkunde leerde en zonder het te kunnen bewijzen, laat staan begrijpen, nam Bohr het volgende aan:

1. Een elektron kan zonder energie uit te stralen stationair in bepaalde banen om de kern bewegen en
2. Emissie of absorptie van stralingsenergie vindt alleen plaatst, als het elektron naar een andere baan overgaat.

TABEL 1.2.

Periodiek systeem
der elementen

groep N	I A	II A	III B	IV B	V B	VI B	VII B	VIII	I B	II B	III A	IV A	V A	VI A	VII A	O	
1	H ¹ 1,008	Li ³ 6,940	Be ⁴ 9,013	symbol + atoomgewicht +				Mn ²⁵ 54,94	+ atoomnummer								He ² 4,003
2	2s	2s ²	3d ⁵ 4s ²				+ elektronenconfiguratie										1s ²
3	Na ¹¹ 22,990	Mg ¹² 24,32															Ne ¹⁰ 20,182
4	K ¹⁹ 39,100	Ca ²⁰ 40,08	Sc ²¹ 44,96	Ti ²² 47,90	V ²³ 50,95	Cr ²⁴ 52,01	Mn ²⁵ 54,94	Fe ²⁶ 55,85	Co ²⁷ 58,94	Ni ²⁸ 58,71	Cu ²⁹ 63,54	Zn ³⁰ 65,38	Ga ³¹ 69,72	Ge ³² 72,59	As ³³ 74,91	Se ³⁴ 78,96	Kr ³⁶ 83,80
5	Rb ³⁷ 85,48	Sr ³⁸ 87,62	Y ³⁹ 88,92	Zr ⁴⁰ 91,22	Nb ⁴¹ 92,91	Mo ⁴² 95,95	Tc ⁴³ 101,1	Ru ⁴⁴ 101,1	Rh ⁴⁵ 102,91	Pd ⁴⁶ 106,4	Ag ⁴⁷ 107,87	Cd ⁴⁸ 112,40	In ⁴⁹ 114,82	Sn ⁵⁰ 118,69	Sb ⁵¹ 121,74	Te ⁵² 127,61	Xe ⁵⁴ 131,3
6	Cs ⁵⁵ 132,91	Ba ⁵⁶ 137,36	La ⁵⁷ 138,91	Hf ⁷² 178,46	Ta ⁷³ 180,95	W ⁷⁴ 183,85	Re ⁷⁵ 186,22	Os ⁷⁶ 190,2	Ir ⁷⁷ 192,22	Pt ⁷⁸ 195,09	Au ⁷⁹ 197,0	Hg ⁸⁰ 200,6	Pb ⁸² 204,37	Bi ⁸³ 208,98	Po ⁸⁴ 210	At ⁸⁵ 211	Rn ⁸⁶ 222
7	Fr ⁸⁷ 223	Ra ⁸⁸ 226,05	Ac ⁸⁹ 7s ²	Th ⁹⁰ 232,04	Pa ⁹¹ 231	U ⁹² 238,03	Np ⁹³ 237	Pm ⁶¹ 242	Sm ⁶² 242	Eu ⁶³ 242	Gd ⁶⁴ 247	Tb ⁶⁵ 247	Dy ⁶⁶ 251	Ho ⁶⁷ 251	Er ⁶⁸ 255	Tm ⁶⁹ 256	Lu ⁷¹ 257

Enkele jaren later verbeterde Sommerfeld het door Bohr voorgestelde model, door ook elipsvormige elektronenbanen in te voeren, zodat men nu spreekt van het Bohr-Sommerfeld atoommodel. Hoewel men met het nieuwe atoommodel op een redelijke manier het gemeten emissiespektrum van waterstof kon verklaren, had het geen fysische basis.

De zaak werd pas duidelijker of liever gezegd geloofwaardiger, toen in 1923 de Fransman De Broglie voorstelde, dat bewegende materie en licht beide zowel deeltjes-karakter als golfkarakter hebben. De Broglie stelde, dat een bewegend deeltje met een massa m en een snelheid v gepaard gaat met een materiegolf, waarvan de golflengte is gegeven door:

$$\lambda = \frac{h}{m v}$$

In deze relatie is h de konstante van Planck, m de massa en v de snelheid van de deeltjes.

Dat we in het dagelijkse leven weinig van die materiegolven merken, komt, omdat de golflengtes, behorende bij de ons bekende bewegende voorwerpen, niet waarneembaar zijn. Zo is de golflengte behorende bij een bewegende auto slechts 10^{-37} m. Een elektron met zijn zeer geringe massa geeft echter ondanks zijn hoge snelheid aanleiding tot materiegolven met golflengtes, die in dezelfde orde van grootte liggen als bijv. de afstanden tussen de atomen in een kristal (10^{-10} m). Het golfkarakter van elektronen zal dus wel fysisch waarneembaar zijn. Het postulaat van De Broglie, dat materie en speciaal elektronen zich als golven gedragen, leidde ertoe, dat Schrödinger in 1926 suggereerde, dat de toegestane energieniveaus van de elektronen in een atoom zouden kunnen korresponderen met staande materiegolven.

De vergelijkingen, die deze materiegolven beschrijven, staan algemeen bekend als de "Schrödinger vergelijkingen".* Aan de hand van de driedimensionale vorm van deze Schrödinger vergelijkingen is het mogelijk in eenvoudige gevallen, zoals bij het waterstofatoom, de elektron-energieën en de ruimtelijke distributie van de elektronen rond de kern te berekenen. Het is niet mogelijk, in verband met de onbepaaldheidsrelatie van Heisenberg, welke zegt, dat het produkt van de onzekerheid in de impuls p en de onzekerheid in de plaats x van een deeltje aan de volgende uitdrukking voldoet $\Delta p \Delta x \geq \frac{h}{4\pi}$, de exacte plaats van het elektron op ieder

* zie referenties 1 t/m 3.

exact tijdstip te bepalen. We kunnen wel berekenen, hoe groot de kans is het elektron op een willekeurige plaats in de ruimte aan te treffen.

De oplossingen van de Schrödinger vergelijkingen worden gekarakteriseerd door een stelsel van 4 kwantumgetallen, n , l , m en s .

Het hoofdkwantumgetal n is een maat voor de energie van een niveau of het aantal knopen in een staande materiegolf. De energieniveaus met $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ en 7 worden veelal aangeduid met de hoofdletters K, L, M, N, O, P en Q.

Het tweede kwantumgetal l heeft te maken met de vorm van de elektronenwolk. Bij eenzelfde hoofdkwantumgetal n zijn verschillende vormen van de elektronenwolk mogelijk, bijv. de bolvorm, de "8" vorm of nog ingewikkelder vormen. Schrödinger toonde aan, dat het tweede kwantumgetal l slechts de waarden $0, 1$ en $2 \dots (n-1)$ kan hebben. De bijbehorende vormen worden met de kleine letters s, p, d en f aangegeven. In Fig.1.1. zijn de

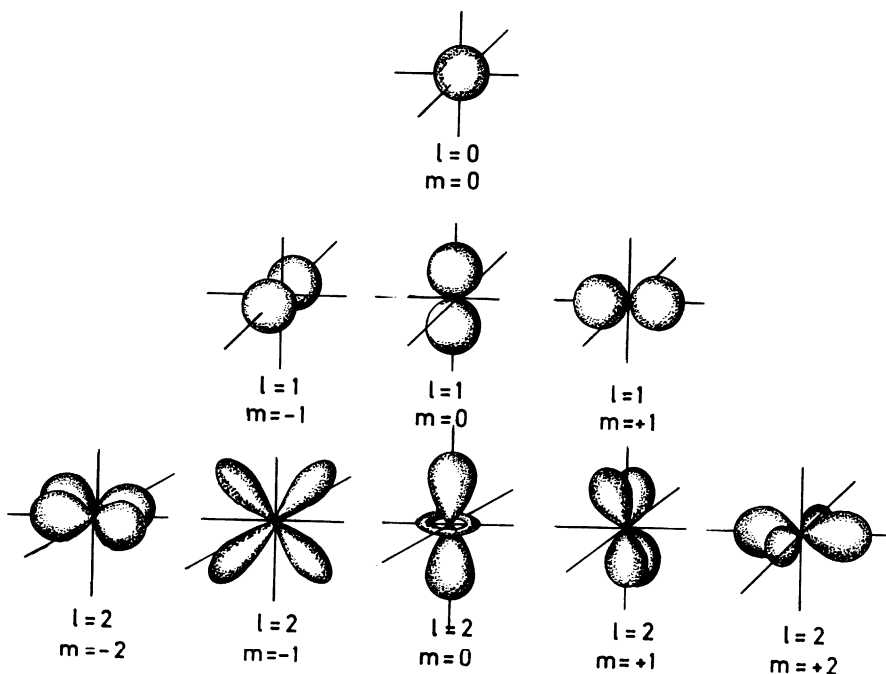


Fig.1.1. Schematische weergave van de omhullenden van de elektronenwolken, behorende bij de kwantumgetallen $l = 0$ (s), $l = 1$ (p), $l = 2$ (d)

omhullenden van de elektronenwolken voor de verschillende waarden van l aangegeven. Voor $n = 1$ kan l alleen maar de waarde 0 aannemen, zodat er slechts één s-niveau is voor $n = 1$. Voor $n = 2$ kan l gelijk zijn aan 0 of 1 en zijn s en p oplossingen mogelijk. Voor $n = 3$ vinden we s, p en d elektronenkonfiguraties.

De figuren in Fig.1.1. geven slechts de omhullenden aan van de elektron-aantrefwaarschijnlijkheid. De kans een elektron buiten de omhullenden aan te treffen is zeer gering, terwijl in het inwendige de kans een functie is van de afstand tot het centrum, zoals Fig.1.2. laat zien voor een p-baan.

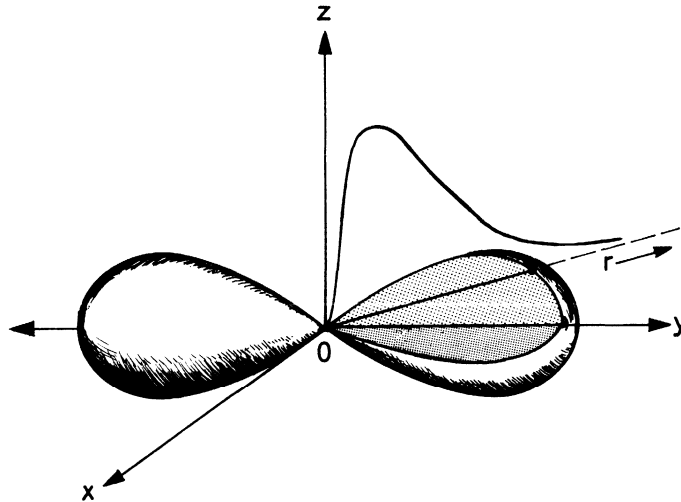


Fig.1.2. *Kans een elektron aan te treffen als functie van de afstand tot het centrum in een p elektronenwolk*

Het derde kwantumgetal m is minder aanschouwelijk en geeft een oriëntatie van de elektronenwolk in de ruimte t.o.v. een magneetveld aan, m kan variëren tussen $-l$ en $+l$ en is een geheel getal.

Voor de bolvormige s-baan is $l = 0$ en is dus ook m gelijk aan 0. Er is maar één oplossing. Voor de p-baan is $l = 1$ en kan m de waarden $-1, 0, +1$ hebben, er zijn drie mogelijke oriëntaties, zoals aangegeven in Fig.1.1. Voor de d-baan is $l = 2$ en $m = +2, +1, 0, -1, -2$, er zijn 5

verschillende oplossingen. Uit symmetrie overwegingen is het te verwachten, dat de elektronenwolk geheel midden onder in Fig.1.1. gekenmerkt wordt door de kwantumgetallen $l = 2$, $m = 0$, deze configuratie komt immers slechts éénmaal voor.

Het vierde kwantumgetal s geeft de orientatie aan van het om zijn eigen as ronddraaiende elektron en de elektronenbaan om de kern. Slechts 2 mogelijkheden zijn toegestaan: $s = +\frac{1}{2}$ en $s = -\frac{1}{2}$.

Iedere combinatie van n , l , m en s duidt één kwantumtoestand, d.w.z. één oplossing van de Schrödinger vergelijking aan. Overeenkomstig het Pauli-verbod kan elke kwantumtoestand slechts door 1 elektron bezet worden.

Het grootste aantal elektronen, dat in een niveau met het tweede kwantumgetal l plaats heeft, wordt gegeven door $2(2l + 1)$. In het $s(l = 0)$ niveau zijn dat er 2, in het $p(l = 1)$ niveau zijn dat er 6 en in het $d(l = 2)$ niveau zijn dat er 10.

We kunnen nu ook het aantal elektronen uitrekenen, dat in de niveaus met hoofdkwantumgetal n maximaal aanwezig kan zijn. Voor $n = 1$, is $l = 0$ en zijn 2 elektronen mogelijk. Voor $n = 2$, vinden we 2 elektronen met $l = 0$ en 6 elektronen met $l = 1$, dus totaal $2 + 6 = 8$ elektronen. Voor $n = 3$ vinden we $2 + 6 + 10 = 18$ en voor $n = 4$ zijn dat er $2 + 6 + 10 + 14 = 32$.

Gewapend met bovenstaande kennis is het mogelijk de elektronenconfiguraties van de verschillende atomen in beeld te brengen en deze in verband te brengen met de plaats, die een element in het periodiek systeem inneemt. Een belangrijke regel is hierbij, dat de laagste energieniveaus het eerst worden opgevuld.

Het eenvoudige element waterstof (H) bestaat uit 1 elektron en 1 proton. De combinatie van de laagste kwantumgetallen $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$ beschrijft de energietoestand van het elektron.

Het tweede element helium (He) heeft 2 elektronen in zijn schil met de kwantumgetallen $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = +\frac{1}{2}$.

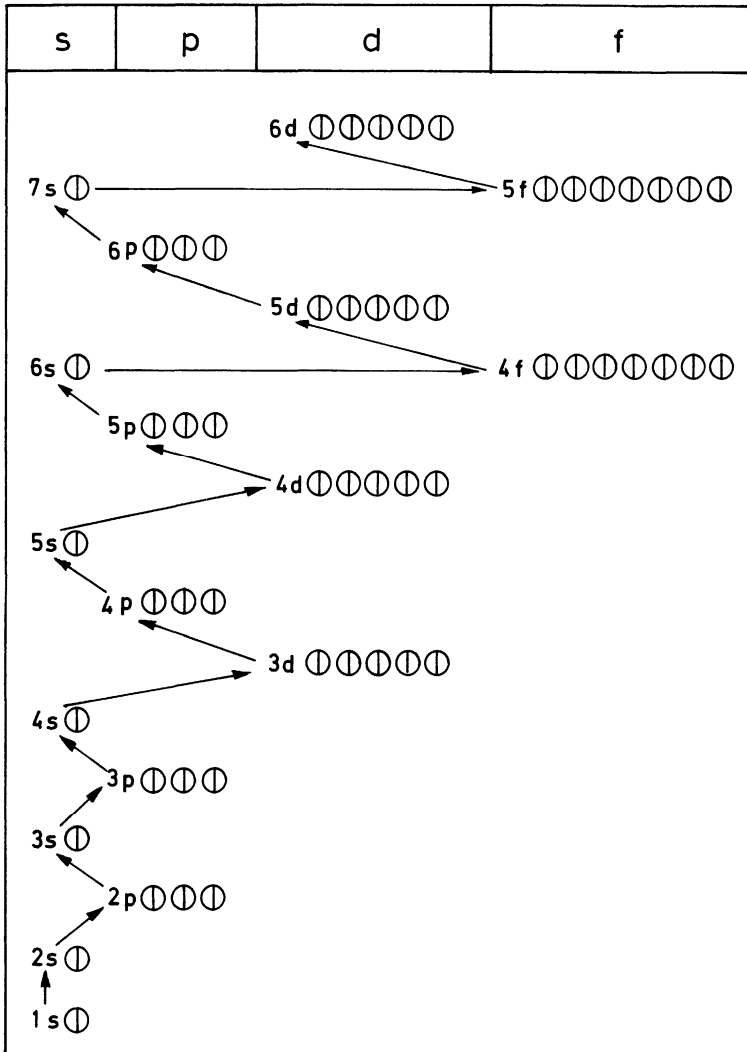
Lithium (Li) heeft 3 elektronen, hiervan zijn 2 elektronen net als in helium in de schil $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, terwijl het derde elektron in een schil van een hogere energie zit met kwantumgetal $n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$.

Door nu steeds één elektron toe te voegen, ontstaan de elementen met oplopend atoomnummer. Tabel 1.3. laat zien hoe dat voor de eerste 19 elementen gaat:

TABEL 1.3. Elektronenkonfiguratie

element	atoom- nummer	n	l	m	s	totale elektronen konfiguratie
H	1	1(K)	0(s)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^1$
He	2	1(K)	0(s)	0	$+\frac{1}{2}$	$1s^2$
Li	3	2(L)	0(s)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^1$
Be	4	2(L)	0(s)	0	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2$
B	5	2(L)	1(p)	-1	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^1$
C	6	2(L)	1(p)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^2$
N	7	2(L)	1(p)	+1	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^3$
O	8	2(L)	1(p)	-1	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^4$
F	9	2(L)	1(p)	0	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^5$
Ne	10	2(L)	1(p)	+1	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6$
Na	11	3(M)	0(s)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^1$
Mg	12	3(M)	0(s)	0	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2$
Al	13	3(M)	1(p)	-1	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^1$
Si	14	3(M)	1(p)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$
P	15	3(M)	1(p)	+1	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^3$
S	16	3(M)	1(p)	-1	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^4$
Cl	17	3(M)	1(p)	0	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^5$
Ar	18	3(M)	1(p)	+1	$+\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6$
K	19	4(N)	0(s)	0	$-\frac{1}{2}$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^1$

TABEL 1.4. *Volgorde van energieniveaubezetting*



In de kolommen wordt alleen het kwantumgetal van het elektron aangegeven, dat toegevoegd moet worden om het volgende element te krijgen.

Neon (10) bevat 10 elektronen, waarvan de kwantumgetallen van de energieniveaus zijn aangegeven door de eerste 10 regels van de tabel. De regelmaat, waarmee de succesieve energieniveaus worden opgevuld wordt voor het eerst doorbroken voor het element kalium (K, 19). Het laatste elektron van argon (Ar, 18) zit op het niveau: ($n = 3$, $l = 1$, $m = +1$, $s = +\frac{1}{2}$) en het volgende elektron in kalium zou op het niveau ($n = 3$, $l = 2$, $m = -2$, $s = -\frac{1}{2}$) moeten komen, het gaat echter op het niveau ($n = 4$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$). Het blijkt, dat dit 4s niveau een lagere energie heeft dan het 3d niveau. Bij hogere energieniveaus wordt het opvullen nog gekompliceerder. De afwijkingen zijn een gevolg van het feit, dat in een atoom met vele elektronen interacties optreden tussen deze elektronen onderling, waardoor de hoogtes van de energieniveaus behorende bij combinaties van kwantumgetallen verschuiven t.o.v. de energieniveaus van het eenvoudige waterstof atoom. Het berekenen van deze verschuivingen is zelfs onder gebruikmaking van de modernste rekenmachines onmogelijk. Slechts voor het eenvoudige waterstof atoom zijnde Schrödinger vergelijkingen oplosbaar.

Door de emissiespektra van de verschillende atomen te meten, kan men gezien het tweede postulaat van Bohr de plaats van de energieniveaus experimenteel bepalen. In de eerste helft van deze eeuw was dit een geliefde sport, atoom spektroskopie geheten, voor fysici ook in Nederland (bijv. Prof. Zeeman in Amsterdam). Vandaag zijn de elektronenconfiguraties en niveaus van bijna alle elementen bekend. Tabel 1.4. laat zien, in welke volgorde de verschillende energieniveaus worden bezet. De uit deze tabel resulterende elektronenconfiguraties worden voor alle elementen in tabel 1.5. getoond.

Om de elektronenconfiguratie van een element overzichtelijk te omschrijven gebruikt men het volgende systeem. Bevinden zich bijv. 6 elektronen in het niveau ($n = 2$, $l = 1(p)$), dan schrijft men $2p^6$. In tabel 1.3. zijn de niveau bezettingen van de eerste 19 elementen aangegeven. Het element Na (11) wordt beschreven door $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$, $3s^1$ en het element Li (3) door $1s^2$, $2s^1$. Beide elementen hebben opgevulde energieniveaus plus 1 elektron in een nietgevulde buitenste schil. Geven ze dit elektron af, dan hebben beide een stabiele edelgaskonfiguratie: het element natrium die van neon en het element lithium die van helium. Uit chemisch oogpunt gedragen Na en Li zich op dezelfde wijze en daarom staan

	K		L			M			N				O				P			Q
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g	6s	6p	6d	7s	
53 jodium	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5								
54 xenon	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6								
55 cesium	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6					1			
56 barium	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6							2	
57 lanthanum	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1						2	
58 cerium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6							2	
59 praseodymium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	3	2	6							2	
60 neodymium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6							2	
61 promethium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6							2	
62 samarium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6							2	
63 europium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6							2	
64 gadolinium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1						2	
65 terbium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6							2	
66 dysprosium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6							2	
67 holmium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6							2	
68 erbium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6							2	
69 thulium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6							2	
70 ytterbium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6							2	
71 lutetium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1						2	
72 hafnium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2						2	
73 tantaal	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3						2	
74 wolfraam	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4						2	
75 rhenium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5						2	
76 osmium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6						2	
77 iridium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7						2	
78 platina	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	9						1	
79 goud	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						1	
80 kwik	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2	
81 thallium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 1	
82 lood	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 2	
83 bismuth	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 3	
84 polonium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 4	
85 astatine	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 5	
86 radon	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 6	
87 francium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 6 1	
88 radium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 6 2	
89 actinium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 6 1 2	
90 thorium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10						2 6 2 2	
91 protactinium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2					2 6 1 2	
92 uranium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3					2 6 1 2	
93 neptunium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	4					2 6 1 2	
94 plutonium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	5					2 6 1 2	
95 americium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	6					2 6 1 2	
96 curium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7					2 6 1 2	
97 berkelium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	8					2 6 1 2	
98 californium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	10					2 6 2	
99 einsteinium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	11					2 6 2	
100 fermium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	12					2 6 2	
101 mendelevium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	13					2 6 2	
102 nobelium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14					2 6 2	
103 lawrencium	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14					2 6 1 2	

ze in het periodiek systeem boven elkaar. Men kan algemeen zeggen, dat in het periodiek systeem, die elementen boven elkaar staan, die in de buitenste schillen gelijkvormige elektronenbezettingen hebben en derhalve chemisch eender reageren.

De edelgassen in de laatste kolom hebben een afgesloten elektronen configuratie, ze geven niet gemakkelijk een elektron af en zullen ook geen elektron extra opnemen. De edelgassen zijn daarom chemisch inert. De elementen van de 7de kolom zoals fluor, chloor, bromium enz. hebben 7 elektronen in hun buitenste schil en kunnen door het opnemen van één elektron een stabiele edelgaskonfiguratie aannemen. De verbinding keukenzout (NaCl) komt tot stand, doordat het elektron van het natrium-atoom naar het chloor-atoom gaat.

Sommige kolommen in het periodiek systeem hebben speciale namen gekregen, bijv. de elementen in de kolommen IA en IIA heten alkali metalen. Ze worden alkali metalen genoemd, omdat ze in een explosieve reactie met water een alkali vormen, wat een andere naam is voor base (natrium wordt daarom in kerosine bewaard). De elementen in de kolom VIIA heten halogenen (halogenen betekent zoutvormers) en de elementen in de kolommen IB, VIII B worden overgangsmetalen genoemd.

De elementen 57-71 hebben alle dezelfde elektronenbezetting in de buitenste schillen ($6s^2$) en zijn chemisch derhalve zeer identiek en moeilijk van elkaar te scheiden. Dit geldt ook voor de groep met atoomnummer 89-103 ($7s^2$). Men noemt deze elementen de zeldzame aarden, hoewel ze helemaal niet zo zeldzaam zijn. Zo komt het element cerium (Ce, 58) meer voor op aarde dan bijvoorbeeld lood (Pb, 82).

Met behulp van het periodiek systeem en de kennis van de elektronenkonfiguratie is het mogelijk voorspellingen te doen ten aanzien van het chemisch gedrag, de bindingstypen tussen elementen, de atoomdiameter, de kristalstructuur, de magnetische eigenschappen enz. In de volgende hoofdstukken zal hiervan gebruik gemaakt worden.

1.2. Kristalstructuur

In hoofdstuk 1.1. hebben we kennis gemaakt met de golfmechanische beschrijving van de elektronenconfiguraties in atomen en het is duidelijk, dat een dergelijke beschrijving ook gevonden kan worden voor de verbindingen tussen de elementen. Daar een dergelijke beschrijving echter in dit kader veel te ver zou voeren, wordt volstaan met de resultaten samen te vatten.

1.2.1. Bindingstypen

Men onderscheidt vier bindingstypen:

1. ionenbinding
2. kovalente binding
3. metallische binding
4. dipool binding

In zeer vele verbindingen komen verschillende bindingstypen tegelijk voor.

1.2.1.1. Ionenbinding

Dit bindingstype wordt het gemakkelijkst aan keukenzout (NaCl) geïllustreerd.

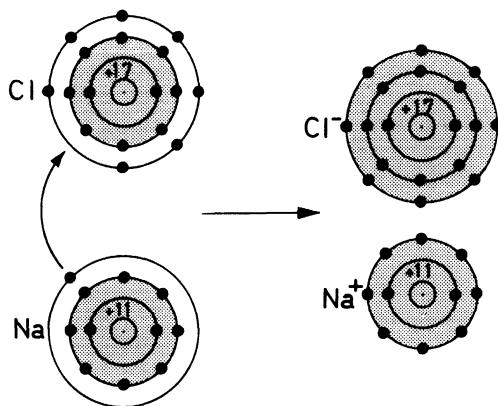


Fig.1.3. *Ionenbinding in NaCl*

Natrium (11) heeft totaal 11 elektronen, waarvan er volgens tabel 1.3. zich twee in de K schil en acht in de L schil bevinden, terwijl er zich een enkel elektron in de M schil ophoudt. Natrium heeft dus de edelgaskonfiguratie van neon (10) plus één elektron. Dit elektron zal gemakkelijk worden afgestaan, omdat dan de stabiele neonkonfiguratie ontstaat. Het atoom chloor (17) heeft op één elektron na de configuratie van het edelgas argon (18) en zal dus gemakkelijk een elektron opnemen. Brengen we natrium en chloor bijelkaar, dan gaat één elektron van het natrium over naar het chloor, natrium wordt positief, chloor negatief en de ionen trekken elkaar elektrostatisch aan en vormen een NaCl molekuul. Brengen we een groot aantal natrium en chloor atomen bijeen dan vormt zich een kristal zoals aangegeven in Fig.1.4.

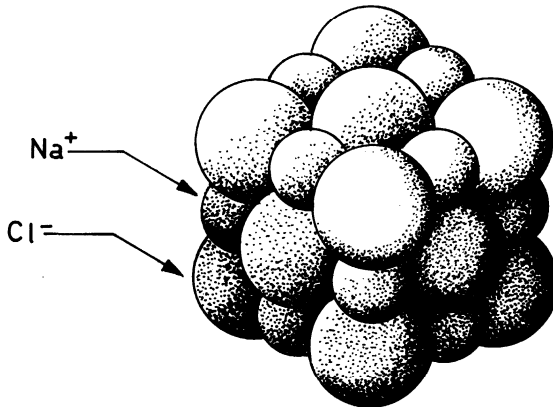


Fig.1.4. *Keukenzout kristalstructuur*

1.2.1.2. Kovalente binding

Dit bindingstype komt minder vaak in kristallen voor, maar is toch belangrijk, omdat de halfgeleidende elementen silicium (14) en germanium (32) en verder diamant (koolstof) dit type vertonen. In tegenstelling tot de ionenbinding is het niet eenvoudig de kovalente binding plausibel te maken zonder diepere kennis van de golfmechanika. Uit tabel 1.3.

blijkt, dat silicium (14) 4 elektronen in zijn niet gevulde M schil heeft. Deze elektronen kan het Si atoom met vier andere Si buuratomen delen (Fig.1.5.). De elektronen bevinden zich hoofdzakelijk tussen de atomen en dit leidt tot een aantrekkende kracht.

In tegenstelling tot de ionenbinding zijn de atomen in de kovalente binding elektrisch neutraal. Het meest eenvoudige voorbeeld van een kovalente binding is het H₂ molecuul.

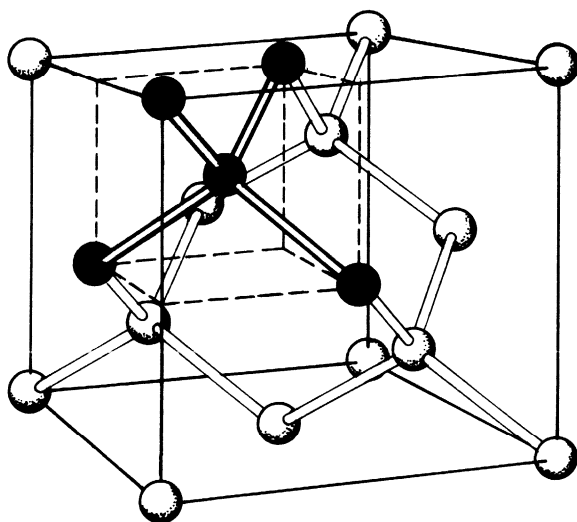


Fig.1.5. *Kovalente binding in silicium (diamant structuur)*

1.2.1.3. Metallische binding

In een metaal zijn de elektronen in de buitenste schil niet meer gebonden aan één of twee atomen, maar kunnen min of meer vrij door de vaste stof bewegen. We spreken dan van een elektronenzee of een elektronengas. De aantrekking tussen de negatief geladen elektronenzee en de resterende positief geladen metaalionen is verantwoordelijk voor de metallische binding.

1.2.1.4. Dipoolbindingen

Deze binding is relatief zwak en een gevolg van de aantrekking tussen atomen of molekulen, welke zich gedragen als elektrische dipolen. We onderscheiden permanente dipoolbindingen en wisselende dipool of Van der Waals bindingen. In het watermolekuul vallen de zwaartepunten van de positieve en negatieve ladingen niet samen, zodat een elektrische dipool ontstaat. De aantrekking tussen deze dipolen is verantwoordelijk voor de permanente dipoolbinding.

De Van der Waals binding is een gevolg van het feit, dat in een symmetrisch molekuul op een zeker ogenblik de elektronenconfiguratie om de atoomkern tijdelijk asymmetrisch is, zodat een dipool ontstaat. De binding als gevolg van deze dipolen is uiterst zwak en .o.a. verantwoordelijk voor het kondenseren van de edelgassen bij zeer lage temperaturen. De permanente dipoolbinding speelt een grote rol bij de koolwaterstoffen.

1.2.2. Vormen van de vaste stof

De vaste stof kan in drie verschillende toestanden voorkomen.

- a. Als éénkristal, de atomen zijn dan in het gehele kristal zeer regelmatig gerangschikt. Halfgeleider componenten worden op éénkristallijne Si-plaatjes vervaardigd.
- b. In polykristallijne vorm. Een stuk gietijzer bestaat uit een groot aantal kleine éénkristallen, zgn. kristallieten, welke over een korte afstand, d.w.z. van kristallietgrens tot kristallietgrens een regelmatige atoomschikking bezitten.
- c. En in amorfe vorm. Glas is hiervan een bekend voorbeeld. Hoewel op atomaire schaal een zekere structuur bestaat, is op grotere afstand geen regelmatige rangschikking van de atomen meer aanwezig. Men treft dit ook aan bij vloeistoffen, en men kan daarom de structuur van glas vergelijken met die van een onderkoelde vloeistof.

1.2.3. Bravaisrooster

Daar de structuur van een kristal regelmatig is en zich herhaalt, kan men een kristal beschrijven met behulp van zijn elementaircel (Fig.1.6).

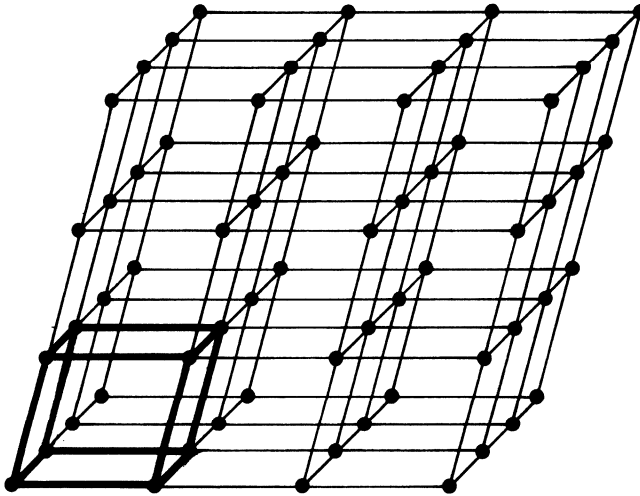


Fig.1.6. *Elementaircel in een kristalrooster*

De ribben van deze elementaircel kunnen verschillende hoeken met elkaar vormen en verschillende lengtes hebben. Bravais kwam in 1848 tot de konklusie dat alle kristalstructuren zich lieten beschrijven d.m.v. 14 elementaire cellen, wel Bravaisroosters genoemd.

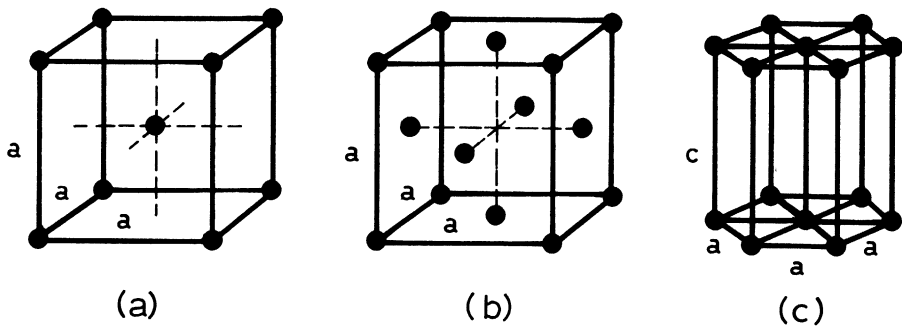


Fig.1.7. *Enige vaak voorkomende Bravaisroosters (a) Kubisch ruimtelijk gecentreerde structuur (b) Kubisch vlakken gecentreerde structuur (c) Hexagonale structuur*

Voor de inhoud van het kollege el.mat.I. zijn de volgende kristalroosters het belangrijkste:

a. de kubisch ruimtelijk gecentreerde structuur (krg) (Fig.1.7.a.)

Deze structuur bestaat uit een kubus met op de hoeken atomen en met één atoom in het centrum. IJzer kristalliseert in deze vorm.

b. de kubisch vlakken gecentreerde structuur (kvg) (Fig.1.7.b)

Deze structuur bestaat ook weer uit een kubus met atomen op de hoekpunten, maar nu bevinden zich ook atomen in de centra van de roostervlakken, terwijl in het centrum van de kubus geen atoom aanwezig is. Nikkel is een bekend voorbeeld.

c. de hexagonale structuur (Fig.1.7.c)

Deze structuur bestaat uit een regelmatige zeskant en een c ribbe, welke langer is dan de andere a ribben. Men vindt deze structuur bij cobalt.

Hoewel het op het eerste gezicht niet plausibel lijkt, zijn de kubisch vlakken gecentreerde structuur en de hexagonale structuur tamelijk eender. Ze stellen nl. de twee enige manieren voor, waarop bolvormige atomen zo dicht mogelijk opééngestapeld kunnen worden. In beide roosters heeft elk atoom 12 buuratomen en is het beschikbare volume voor 74% opgevuld, als we de atomen tenminste door tennisballen voorstellen.

Voor de kubisch ruimtelijk gecentreerde structuur vinden we voor elk atoom slechts 8 buuratomen en de ruimte is maar voor 68% gevuld, terwijl voor de diamant structuur (Fig.1.5.) er maar 4 buuratomen zijn en de ruimte slechts voor 34% gevuld is.

1.2.4. Kristalrichtingen en vlakken

De fysische eigenschappen van een kristal hangen veelal af van de richting in het kristal. Bij het publiceren van meetresultaten aan éénkristallen is het derhalve noodzakelijk de kristalrichting waarin gemeten is, te vermelden. Om dit efficiënt te kunnen doen, bedient men zich van de zogenaamde "indices". Een richting in de elementaircel wordt aangegeven door de vektor $\vec{r} = r_1\vec{a} + r_2\vec{b} + r_3\vec{c}$ langs de ribben van de cel (Fig.1.8.).

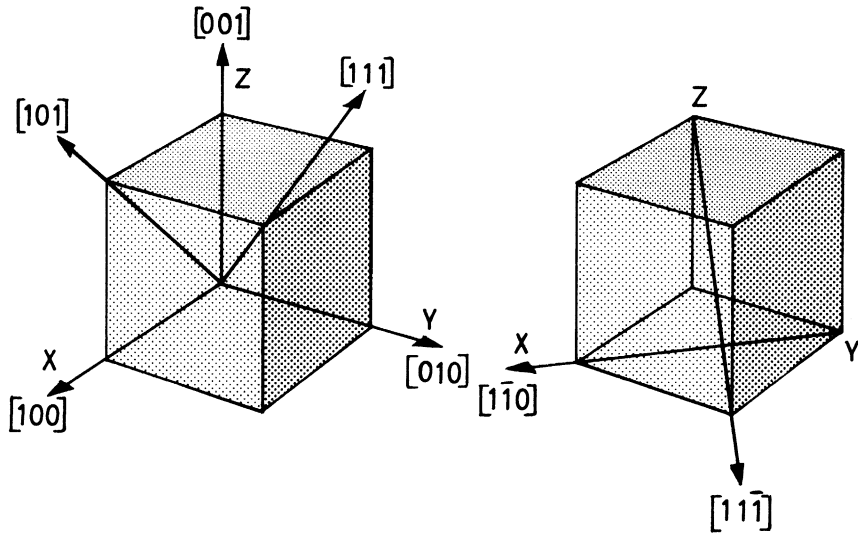


Fig.1.8. *Indices van verschillende richtingen in een kubusch kristal*

De lichaamsdiagonaal wordt dan bijvoorbeeld voorgesteld door $[111]$, waarbij de rechte haken aangeven, dat een kristalrichting bedoeld is. De ribben van de elementaircel worden voorgesteld door $[100]$, $[010]$, $[001]$. Een streepje boven een 1 betekent, dat de negatieve richting wordt bedoeld.

Vlakken worden door middel van "Miller indices" aangegeven. Snijdt een vlak van de ribben a , b en c van de elementaircel respectievelijk de lengtes x , y en z af, dan wordt dat vlak aangegeven door $(\frac{a}{x}, \frac{b}{y}, \frac{c}{z})$

Ronde haken worden gebruikt om vlakken aan te geven. Het is gebruikelijk, om zo mogelijk de kleinste gehele getallen tussen de haken te vermelden. Een vlak evenwijdig aan rib a snijdt een lengte $x = \infty$ van deze rib af, zodat tussen de ronde haken een nul komt te staan. De vlakken (001) , (010) en (100) zijn derhalve de vlakken van de elementaircel. In Fig.1.9. zijn voor een kubisch rooster enige voorbeelden gegeven. Voor dit eenvoudige geval geldt, dat $a = b = c$. Met behulp van het scalaire produkt van de normaalvectoren kan de hoek tussen twee kristalvlakken worden bepaald. Zo is bijv. dit produkt voor de vlakken (111) en $(10\bar{1})$ gelijk aan nul, dus de hoek tussen beide vlakken 90° .

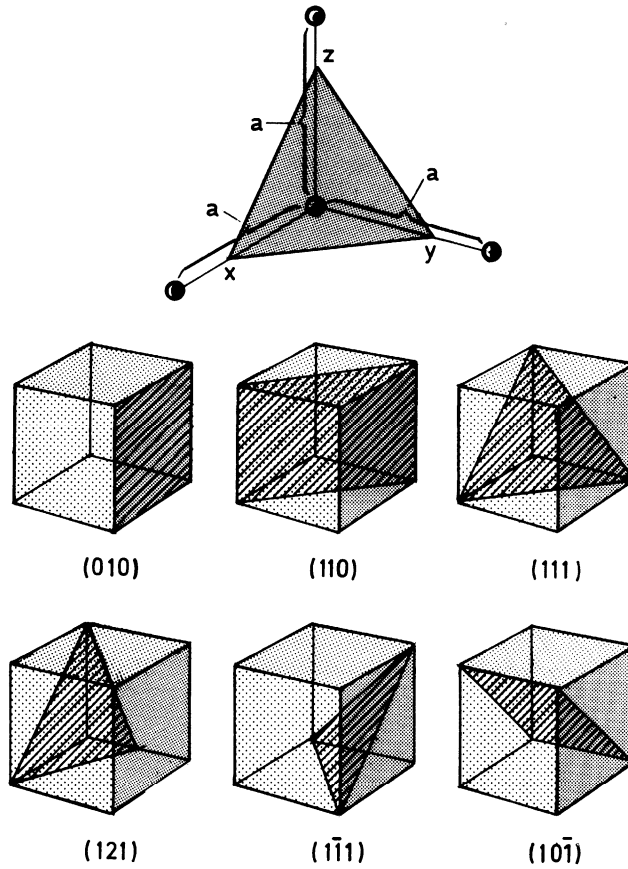


Fig.1.9. Miller indices van vlakken in een kubisch kristal

Hoofdstuk 2. ISOLATIE, DIËLEKTRISCHE, FERROËLEKTRISCHE en PIËZO-ELEKTRISCHE MATERIALEN

2.1. <u>Isolatie materialen</u>	blz. 2 - 1
2.1.1. Inwendige weerstand	2 - 1
2.1.2. Elektrische doorslag	2 - 1
2.2. <u>Diëlektrische materialen</u>	2 - 3
2.2.1. Formule van Clausius-Mossotti	2 - 3
2.2.2. Polarisatie mechanismen	2 - 8
2.2.3. Frekwentie afhankelijkheid	2 - 12
2.2.4. Verliezen	2 - 15
2.2.5. Materialen voor condensatoren	2 - 15
2.3. <u>Ferroëlektrische materialen</u>	2 - 19
2.4. <u>Piëzoëlektrische materialen</u>	2 - 23

Symbolen

ρ	= soortelijke weerstand
ϵ_0	= diëlektrische konstante van vakuüm
ϵ_r	= relatieve diëlektrische konstante
ϵ_r'	= reëel deel van ϵ_r
ϵ_r''	= imaginair deel van ϵ_r
α	= polariseerbaarheid
α_e	= polariseerbaarheid t.g.v. elektronenwolkdeformatie
α_i	= polariseerbaarheid t.g.v. ionenverschuiving
α_d	= polariseerbaarheid t.g.v. dipooldraaiing
P	= dipoolmoment per volume-eenheid
p	= dipoolmoment per atoom
N	= aantal atomen per volume-eenheid
Q	= lading
C	= capaciteit
V	= spanning
E	= elektrisch veld
E_i	= inwendig elektrisch veld
E_d	= elektrisch veld t.g.v. omgeving
δ	= verlieshoek
$\text{tg}\delta$	= verliesfactor

Formules

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E$$

$$D = \epsilon_0 E + P$$

$$P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E$$

$$Q = CV$$

$$E = \frac{V}{d} \text{ (vlakke platenkondensator)}$$

$$E_i = E + E_d$$

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}$$

Fysische konstanten

$$\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ Farad/meter}$$

$$1\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m.}$$

2. ISOLATIE, DIELEKTRISCHE, FERROËLEKTRISCHE en PIEZOËLEKTRISCHE MATERIALEN

2.1. Isolatie materialen

De belangrijkste in de elektrotechniek gebruikte isolatie materialen zijn: lucht, olie, rubber, glas, keramiek, papier, mika en kunststoffen. De keuze van het isolatie materiaal voor een bepaalde toepassing, wordt meestal meer door de prijs, de mechanische en de thermische eigenschappen van het materiaal bepaald, dan door de elektrische eigenschappen zoals 1. inwendige weerstand en ϵ_r

2. doorslagveldsterkte $t_g d$
oppervlakte weerstand

2.1.1. Inwendige weerstand

Het aantal vrije elektronen bij kamertemperatuur is, zoals later nog zal blijken in isolatoren zeer gering; de inwendige weerstand is daarom zeer hoog. De soortelijke weerstand van bijvoorbeeld een klassieke isolator als diamant is een faktor 10^{20} hoger dan die van een metaal zoals koper.

De in de praktijk gemeten inwendige weerstand van een isolator hangt niet zozeer af van het aantal vrije elektronen in het materiaal, maar veel meer van de bijkomende meetomstandigheden. Zo is het bijzonder moeilijk om het meetobject vrij van een vochtthuid te houden. Materialen, welke van nature waterafstotend zijn, zoals teflon hebben een zeer grote soortelijke weerstand ($\rho = 1 \times 10^{15}$ ohm cm), terwijl rubber, dat veel water opneemt, een relatief slechte isolator is. Ook de zuiverheid van het materiaal speelt een grote rol.

Een condensator kan onder ideale omstandigheden (droog en goed dicht) een lading zeer lang behouden. Zo zal een polystyreen filmcondensator, welke op 500 volt wordt opgeladen, in 5 jaar tijd slechts 30% van zijn lading verliezen. Het is gebruikelijk de kwaliteit van een isolator te beoordelen aan de hand van de zgn. relaxatietijd. Dit is de tijd, waarin de spanning op een condensatorachtige structuur, met de bewuste isolator als medium, tot $\frac{1}{e}$ (e is het grondtal van de natuurlijke logaritme en gelijk aan 2,7) maal de beginspanning is gereduceerd.

2.1.2. Elektrische doorslag

Men onderscheidt drie mechanismen, die tot doorslag kunnen leiden:

- a. elektronenlawine
- b. thermische doorslag
- c. brugvorming

a. Elektronenlawine

Dit mechanisme is verantwoordelijk voor de doorslag in lucht (onweer). Als gevolg van de kosmische straling bevinden zich vrije elektronen in de lucht. Wordt een sterk elektrisch veld aangelegd, dan worden deze elektronen zo versneld, dat ze in staat zijn luchtmolekulen te ioniseren en elektronen vrij te maken. Deze elektronen worden op hun beurt ook weer versneld, er ontstaat een elektronenlawine en elektrische doorslag vindt plaats. Bij een grote afstand tussen de platen vindt men voor lucht een doorslagveldsterkte van 3 kV/mm. Ook in kunststoffen kan dit mechanisme optreden, voor één van de beste, nl. teflon, vinden we een doorslagveldsterkte van 2000 kV/mm.

b. Thermische doorslag

Als gevolg van inhomogeniteiten in de meeste stoffen, wordt een doorslagveldsterkte gemeten, die lager is dan wat men op grond van het lawine effect zou verwachten. Als gevolg van deze inhomogeniteiten treden plaatselijk lekstromen op, die bij verhoogde spanning tot plaatselijke verwarming en verhoging van het geleidingsvermogen en daardoor tot doorslag leiden. Wordt het materiaal gekoeld, dan zal de doorslagveldsterkte toenemen, totdat het elektronenlawinemechanisme weer overweegt.

c. Brugvorming

Hoogspanningstransformatoren worden veelal gekoeld door olie. In deze olie kunnen zich kleine verontreinigingen bevinden met een afwijkende diëlektrische konstante. In een elektrisch veld, zullen deze deeltjes elkaar aantrekken en tot brugvorming aanleiding geven. Als gevolg van dit mechanisme vindt men in goed gezuiverde olie bij kamertemperatuur een doorslagveldsterkte van ongeveer 20 kV/mm. Daar de olie de neiging heeft te vervuilen is periodieke filtratie noodzakelijk. Tegenwoordig worden ook siliconen (een polymeer met Si) gebruikt.

2.2. Diëlektrische materialen

2.2.1. Formule van Clausius-Mossotti

Een diëlektrisch materiaal wordt makroskopisch gekenmerkt door de relatieve diëlektrische konstante ϵ_r . Mikroskopisch spreken we van de polariseerbaarheid α en bedoelen dan de mate waarin een atoom onder invloed van een elektrisch veld een elektrische dipool vormt.

De bedoeling van dit hoofdstuk is het verband te beschrijven, dat tussen ϵ_r en α bestaat. Hiertoe beschouwen we eerst, wat er gebeurt, wanneer we een diëlektrikum aanbrengen in een vlakke platenkondensator.

Verbinden we een lege vlakke platenkondensator met de polen van een batterij met spanning V , dan zal er een stroom lopen, zodanig, dat er op één plaat een opéénhopping en op de andere plaat een tekort aan elektronen zal ontstaan (Fig.2.1.a)

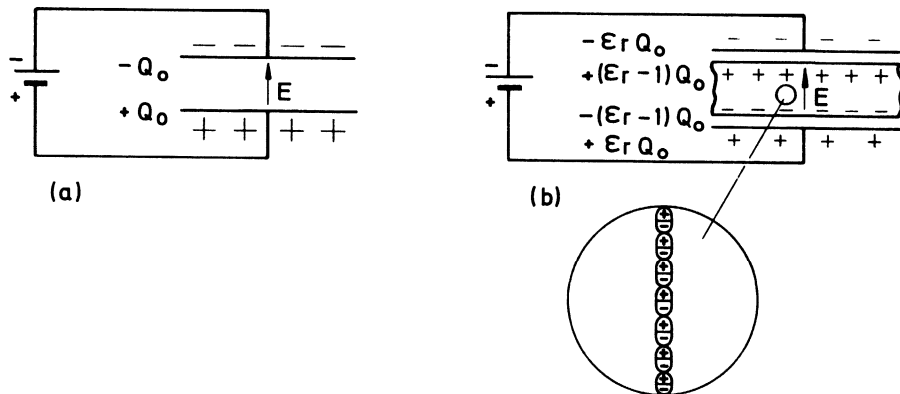


Fig.2.1. Kondensator (a) zonder en (b) met diëlektrikum

Deze stroom zal ophouden te bestaan, zodra de spanning op de kondensator dezelfde is als die op de batterij, dus V . Het elektrisch veld in de ruimte tussen de platen, vindt men bij een vlakke platenkondensator uit

$$E = \frac{V}{d} \quad (2.2.1.)$$

als d de afstand tussen de platen is.

Het verband tussen de lading Q_o en de spanning V is gegeven door:

$$Q_o = C_o V \quad (2.2.2.)$$

Voor een vlakke platenkondensator vindt men de capaciteit C_o uit:

$$C_o = \epsilon_o \frac{O}{d} \quad (2.2.3.)$$

waarin ϵ_o de diëlektrische konstante van vakuüm ($8.85 \times 10^{-12} \frac{\text{Farad}}{\text{meter}}$),

O het oppervlak van één plaat en d de afstand van de platen is.

1 Farad is een onpraktische eenheid, het is ongeveer de capaciteit van een vlakke platenkondensator met platen van 10×10 km en een afstand van 1 mm. We maken daarom gebruik van $1\mu\text{F} = 10^{-6}$ F, $1\text{nF} (= 1 \text{kpF}) = 10^{-9}$ F en $1 \text{pF} (= 1 \mu\mu\text{F}) = 10^{-12}$ F om de grootte van een capaciteit aan te geven. Een vlakke platenkondensator met lucht als diëlektrikum en platen van 1cm^2 en een afstand van 1 mm heeft een capaciteit van ongeveer 1 pF.

Schuift men nu een diëlektrisch materiaal tussen de platen (Fig.2.1.b.) dan worden er als gevolg van het elektrische veld E , mikroskopisch gezien, dipolen in dit materiaal geïnduceerd. Deze dipolen staan kop aan staart, zodat alleen aan de oppervlakken tegenover de condensatorplaten een oppervlaktelading verschijnt. Deze oppervlaktelading en de oorspronkelijke lading hebben een tegengestelde polariteit, met het gevolg, dat het elektrische veld E in het diëlektrikum afneemt en daar volgens (2.2.1.) $V = E.d$ neemt ook de spanning V af.

Daar de evenwichtstoestand de spanning op de condensator echter dezelfde moet zijn als die van de batterij, zal er weer een stroom gaan lopen net zo lang, totdat de spanningen weer gelijk zijn.

We nemen aan, dat er een lading $(\epsilon_r - 1)Q_o$ bij moet, zodat de totale lading op de condensatorplaten $Q_r = \epsilon_r Q_o$ wordt. De konstante ϵ_r is dimensieloos en representatief voor het materiaal en heet de relatieve diëlektrische konstante of ook wel de permittiviteit.

Daar nog steeds geldt, dat $Q = C.V$ en in het experiment V konstant gehouden is, vinden we voor de nieuwe C_r :

$$C_r = \frac{Q_r}{V} = \frac{\epsilon_r Q_o}{V} = \epsilon_r C_o = \epsilon_o \epsilon_r \frac{O}{d} \quad (2.2.4.)$$

De capaciteit van de condensator is met een faktor ϵ_r toegenomen. Om condensatoren met grote capaciteiten te maken is het dus zinvol de

ruimte tussen de platen te vullen met een diëlektrikum met een zo hoog mogelijke ϵ_r .

Er zijn materialen bijv. BaTiO_3 met een $\epsilon_r > 1000$.

Een diëlektrikum wordt door een elektrisch veld gepolariseerd en men spreekt in de literatuur van de polarisatie P . Deze polarisatie P is het dipoolmoment per volumeëenheid. Het dipoolmoment van onze kondensator is Pd . Een dipoolmoment is een lading maal een afstand en in ons geval $Q_p \times d$. De polarisatie van het ingeschoven diëlektrische materiaal maakte een toestroom van lading ter grootte van $(\epsilon_r - 1)Q_o$ noodzakelijk om de lading Q_p te neutraliseren. We vinden dus dat:

$$Q_p = (\epsilon_r - 1)Q_o$$

en

$$Q_p d = Pd$$

en daar volgens (2.2.1.), (2.2.2.) en (2.2.3.):

$$Q_o = \epsilon_o E O \quad \text{en} \quad Q_r = Q_p + Q_o = (P + \epsilon_o E) O \quad (2.2.5.)$$

vinden we dat

$$P = \epsilon_o (\epsilon_r - 1) E \quad (2.2.6.)$$

We hebben nu de makroskopische relatie gevonden tussen de polarisatie P en het in het diëlektrikum aanwezige resulterende elektrische veld E . We willen nu ook het mikroskopische verband afleiden tussen de polarisatie P en het veld E . Als gevolg van een elektrisch veld worden de positieve en negatieve ladingen in een atoom in tegengestelde richting verplaatst en ontstaat een kleine dipool. Is p het dipoolmoment per atoom en zijn er N atomen per volumeëenheid, dan is het verband tussen de makroskopische P en de mikroskopische p :

$$P = Np \quad (2.2.7.)$$

Het geïnduceerde dipoolmoment p van een atoom is evenredig met het op dat atoom werkende inwendige elektrische veld E_i , dus:

$$p = \alpha E_i \quad (2.2.8.)$$

en hieruit volgt dat:

$$P = N \alpha E_i \quad (2.2.9.)$$

De konstante α heet de polariseerbaarheid van het materiaal. Een moeilijkheid doet zich nu voor, omdat het op het atoom werkende elektrische veld E_i niet gelijk is aan het eerder genoemde veld E . Op een atoom werkt niet alleen het "uitwendige" veld E tengevolge van de lading $Q_r = \epsilon_r Q_0$ op de platen van de condensator en de lading $Q_p = (\epsilon_r - 1)Q_0$ als gevolg van de makroskopische polarisatie, maar ook een veld t.g.v. de omringende atomaire dipolen. Dit is in te zien met behulp van een gedachtenexperiment, waarbij we 1 atomaire dipool uit het materiaal verwijderen. In het gat zal nu een elektrisch veld E_d heersen als gevolg van de gepolariseerde omgeving. Voor het totale inwendige elektrische veld E_i vinden we daarom:

$$E_i = E + E_d \quad (2.2.10)$$

Het is plausibel, dat het veld E_d evenredig moet zijn met de polariseerbaarheid α van het materiaal en het aantal atomen per volume-eenheid N . In een gas is N zeer gering en kan E_d verwaarloosd worden, in een vaste stof echter in geen geval.

Daar de omringende dipolen veroorzaakt worden door het totale veld E_i is het bovendien logisch, dat E_d evenredig is met E_i . Voor E_d vinden we (zonder dat hier nu precies te bewijzen):

$$E_d = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} E_i = \frac{P}{3\epsilon_0} \quad * \quad (2.2.11.)$$

Vergelijking (2.2.10.) wordt dan:

$$E_i = E + \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} E_i \quad \text{of} \quad E_i \left(1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}\right) = E \quad (2.2.12.)$$

Uit (2.2.9.) en (2.2.12.) volgt nu de relatie tussen P en E :

$$P = \frac{N\alpha}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}} \cdot E \quad (2.2.13.)$$

* zie referenties 4 t/m 7

Uit (2.2.13.) en het eerder afgeleide verband tussen P en E in (2.2.6.), vinden we de gezochte relatie tussen ϵ_r en α :

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \quad (2.2.14.)$$

Deze formule heet de formule van Clausius-Mossotti en geeft het verband aan tussen de makroskopische ϵ_r en de mikroskopische α : In Fig.2.2 is het verband tussen ϵ_r en $\frac{N\alpha}{3\epsilon_0}$ geschetst.

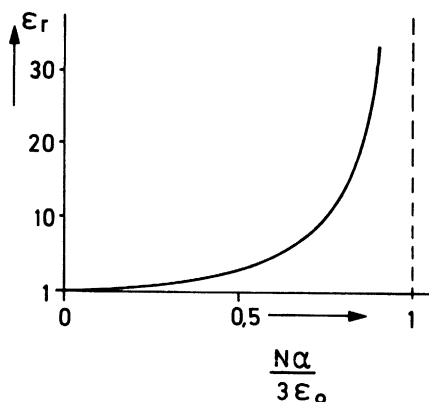


Fig.2.2. Verband tussen makroskopische ϵ_r en mikroskopische α

Het is interessant om te zien, dat voor grote α , een zeer kleine verandering van de polariseerbaarheid α een zeer grote verandering van ϵ_r veroorzaakt. Dit betekent, dat hoewel de spreiding $\epsilon_r(1 - 1000)$ relatief groot is, de spreiding in α toch relatief klein is. (Vb. BaTiO_3 , $\epsilon_r = 1000$, $\frac{N\alpha}{3\epsilon_0} = 0,997$ en TiO_2 , $\epsilon_r = 100$, $\frac{N\alpha}{3\epsilon_0} = 0,97$).

We willen nu nagaan, welke mechanismen verantwoordelijk zijn voor het vormen van elektrische dipolen in een diëlektrikum.

2.2.2. Polarisatie mechanismen

a. Elektronenwolkdeformatie

Een atoom is opgebouwd uit een kern met lading $+Ze$ en Z elektronen, die om de kern bewegen. In vele gevallen, zal het centrum van de positieve en negatieve lading samen vallen, zodat het atoom geen permanent elektrisch dipoolmoment heeft. Zo'n stof noemen we apolair. Wordt een apolaire stof in een elektrisch veld gebracht, dan worden de positieve en negatieve ladingen t.o.v. elkaar verschoven en ontstaat een dipoolmoment, omdat de centra van positieve en negatieve lading niet meer samen vallen (Fig.2.3. a, b, c.).

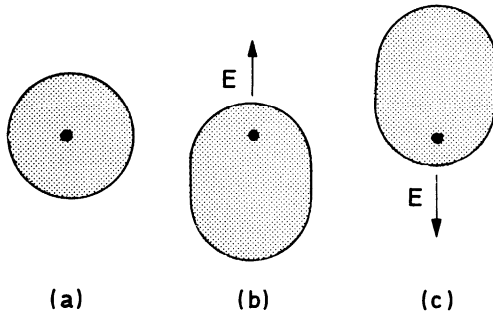


Fig.2.3. *Deformatie van de elektronenwolk van een atoom in een elektrisch veld*

Dit is het gemakkelijkst aan het eenvoudige waterstofatoom te illustreren. In een waterstofatoom beweegt één elektron om een proton in een $1s$ baan. Zoals aangegeven in Fig.1.1. is de omhullende van deze baan een bol met de positieve kern als middelpunt. De bol heeft een diameter van ongeveer $2,0 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ meter). Wordt nu waterstof in een elektrisch veld geplaatst, dan wordt de negatieve elektronenwolk iets ten opzichte van de positieve kern verplaatst.

Men kan uitrekenen, dat in een elektrisch veld van 30 kV/m de afstand tussen de centra van positieve en negatieve lading zeer klein is, (ongeveer 10^{-7} \AA). Daar bovendien het aantal atomen per m^3 zeer gering is, verschilt ϵ_r van waterstof en ook van andere gassen nauwe-

lijks van die van vacuüm. De ϵ_r van helium bij 0°C en 1 atm. druk is bijv.: 1,00007.

b. Ionenverschuiving

Plaatsen we een keukenzoutkristal in een elektrisch veld, dan treedt zgn. ionenverschuivingspolarisatie op. Het keukenzoutkristal bestaat uit een natrium (Na) en een chloor (Cl) atoom. Het elektron dat zich in het vrije Na atoom gemiddeld op de grootste afstand van de Na-kern bevindt, zal zich in de verbinding NaCl hoofdzakelijk bij het Cl atoom gaan ophouden. Het resultaat is een positief geladen Na ion en een negatief geladen Cl ion. Wordt een elektrisch veld aangelegd, dan bewegen deze ionen in tegengestelde richting en ontstaat er een dipoolmoment (Fig.2.4.).

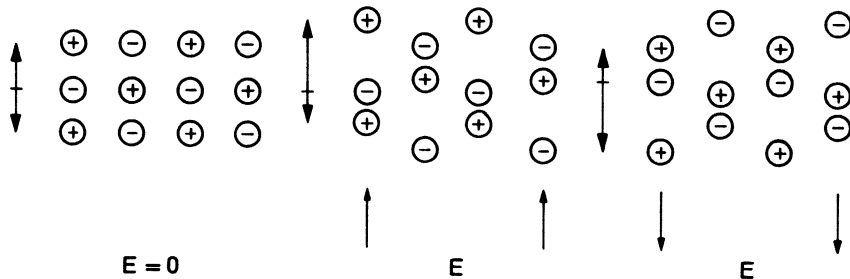


Fig.2.4. *Verplaatsing van ionen als gevolg van een elektrisch veld*

c. Draaiing van dipoolmomenten

In tegenstelling tot het eenvoudigste waterstofatoom, vindt men bij vele stoffen, dat de centra van de positieve en negatieve lading niet samenvallen, omdat het molekuul een asymmetrische opbouw heeft. Zulke stoffen noemt men polair; een veel geciteerd voorbeeld is water (Fig.2.5.). Een polair molekuul heeft van nature een permanente elektrische dipool. Bij kamertemperatuur vindt men in elke richting in de ruimte evenveel dipolen, zodat het totale elektrische dipoolmoment nul is. Wordt de stof in een elektrisch veld gebracht, dan zullen de di-

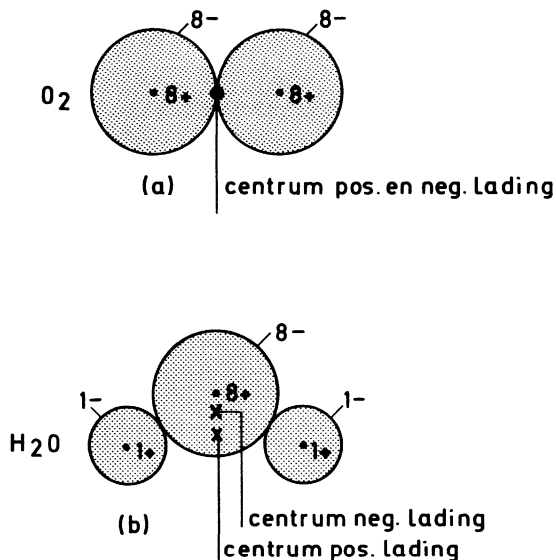


Fig. 2.5. Schematische voorstelling van (a) een apolair zuurstofmolekuul O_2 en (b) een polair watermolekuul H_2O

polen van molekulen trachten evenwijdig aan het elektrische veld te gaan staan. Dit wordt echter tegengewerkt door de zgn. warmtebeweging (botsen van molekulen). De warmtebeweging werkt elke orde tegen. Slechts bij zeer lage temperatuur of zeer hoge elektrische velden is volledige ordening mogelijk.

Fig.2.6. geeft de relatie tussen de polarisatie P en $\frac{E_i}{T}$. Eenzelfde soort kromme komt in de theorie van het paramagnetisme voor en wordt algemeen naar de opsteller LANGEVIN Langevin-functie genoemd. (hoofdstuk 4.2.2.). Voor de gebruikelijke temperaturen en elektrische velden is $\frac{E_i}{T}$ zo klein, dat alleen het lineaire stuk bij de oorsprong van belang is; hier is P evenredig met $\frac{E_i}{T}$ en dus $\frac{P}{E_i}$ evenredig met $\frac{1}{T}$. Voor gassen geldt, dat $E_i = E$ en volgens (2.2.6.) is $\frac{P}{E} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1)$, zodat $(\epsilon_r - 1)$ evenredig moet zijn met $\frac{1}{T}$.

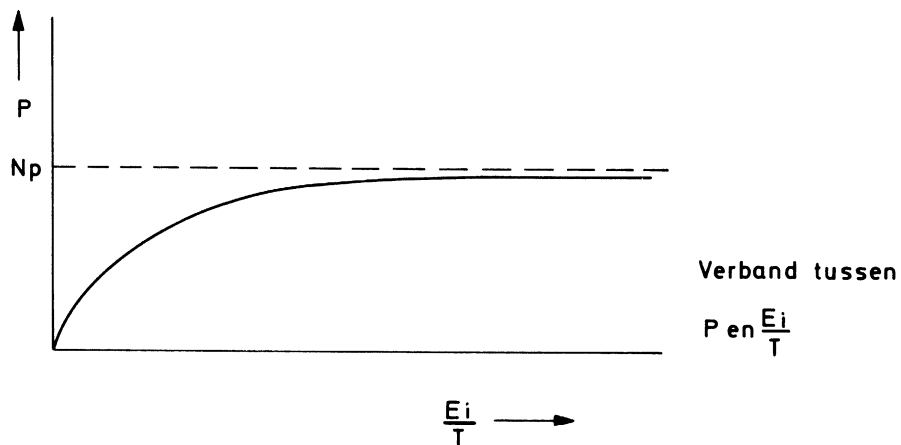


Fig.2.6. Verband tussen P en $\frac{E_i}{T}$

Metten we $\epsilon_r - 1$ als funktie van de temperatuur T (Fig.2.7.), dan zullen we voor apolaire gassen CH_4 en CCl_4 , waarin geen draaiïng van dipoolmomenten kan optreden, geen verandering en voor polaire gassen CHCl_3 , CH_2Cl_2 en CH_3Cl) een afname van $\epsilon_r - 1$ met toenemende temperatuur waarnemen.

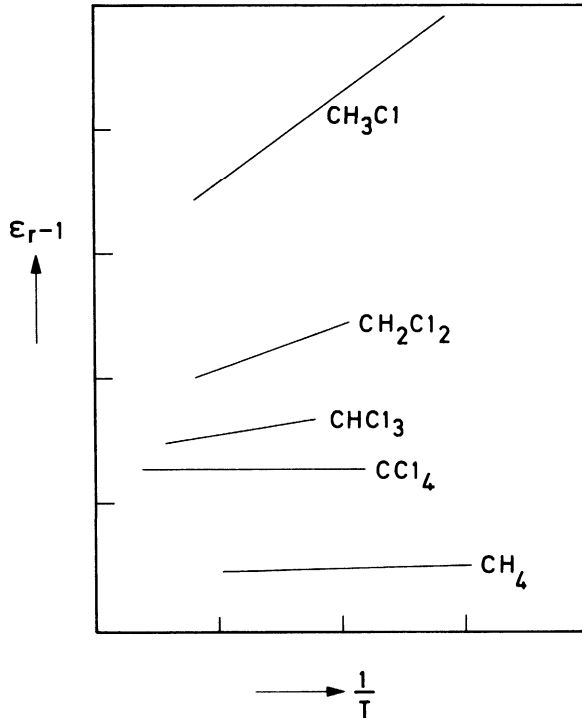


Fig.2.7. Diëlektrische konstante $\epsilon_r - 1$ als functie van de temperatuur voor polaire en apolaire gassen

2.2.3. Frekwentie afhankelijkheid

De belangrijkste toepassing van diëlektrische materialen vindt men bij de vervaardiging van condensatoren. De frekwentie afhankelijkheid van de relatieve diëlektrische konstante ϵ_r of, mikroskopisch gezien van de polariseerbaarheid α van het materiaal is dan zeer belangrijk. Om de frekwentie afhankelijkheid van α te onderzoeken, is het zinvol een materiaal te beschouwen, waarin alle drie de polarisatiemechanismen bij lage frekwenties voorkomen. Voor zo'n materiaal is in Fig.2.8. de totale polariseerbaarheid α_{tot} schematisch aangegeven als functie van de frekwentie:

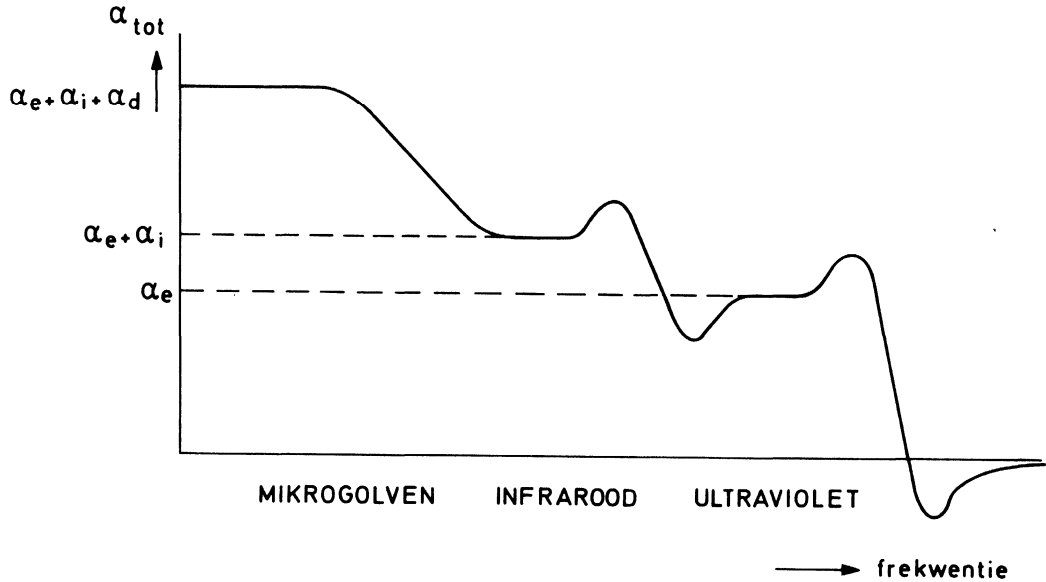


Fig.2.8. Schematische weergave van de polariseerbaarheid α_{tot} als functie van de frekwentie

Bij lage frekwenties bestaat de totale polariseerbaarheid uit de bijdrage t.g.v. de elektronenwolkdeformatie α_e , de ionenverschuiving α_i en de draaiing van de dipoolmomenten α_d .

Zoals uit Fig.2.8. blijkt, neemt α_d het eerste af. Dit gebeurt reeds in het mikrogolfgebied ($10^6 - 10^{10}$ Hz) en het is duidelijk, dat in dit frekwentiegebied apolaire materialen daarom de voorkeur genieten. De sterke afname van α_d bij mikrogolffrekwenties kan als volgt plausibel worden gemaakt. In een elektrisch veld worden de dipolen in het veld enigermate uitgericht. Wordt het elektrische veld vervolgens weer gereduceerd, dan blijft de oriëntatie in eerste instantie behouden en de polarisatie volgt niet het elektrische veld. Na enige tijd echter, zal als gevolg van de warmtebeweging van de molekulen de aanvankelijke polarisatie weer worden te niet gedaan. Dit is echter een relatief langzaam proces. In een vaste stof vindt dit proces nog weer langzamer plaats dan in een vloeistof. De diëlektrische konstante van ijs neemt bijv. reeds bij 10^4 Hz af, terwijl de afname bij water pas bij 10^9 Hz inzet.

De bijdrage α_i als gevolg van de ionenverschuiving neemt pas bij frequenties in het infrarood gebied (10^{13} Hz) af. De vorm, waarin dit gebeurt, is karakteristiek; de polariseerbaarheid vertoont een maximum gevolgd door een minimum. Dit verschijnsel hangt samen met het feit, dat bijv. in een NaCl kristal de krachten tussen het Na en Cl ion elastisch zijn (veermodel Fig.2.9.)

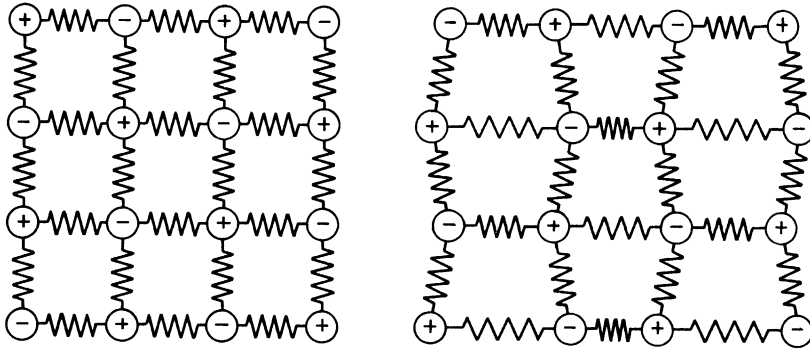


Fig.2.9. *Veermodel van een ionenrooster*

De bewegingsvergelijking van zo'n oscillator (ook L.C.R.kring) in zijn meest algemene vorm is:

$$a\ddot{x} + b\dot{x} + cx = Ke^{j\omega t}$$

waarin :

$a\ddot{x}$ = terugdrijvende kracht

$b\dot{x}$ = wrijvingsterm

cx = verplaatsingsterm

$Ke^{j\omega t}$ = sinusvormige aandrijvende kracht

Voor de ionenverschuivingspolarisatie is de wrijvingsterm $b\dot{x}$ klein en krijgt men het in Fig.2.8. geschetste gedrag. Het maximum gevolgd door het minimum geeft de eigen resonantiefrequentie van het polarisatie mechanisme aan. Voor de dipooloriëntatie is de wrijvingsterm (warmtebeweging!) juist zeer groot en zoals blijkt uit Fig.2.8. vindt hier een geleidelijke overgang plaats. Een exakte berekening

van bovengenoemd gedrag voor een diëlektrikum is relatief uitgebreid en wordt daarom hier niet gegeven.*

Bij nog hogere frekwenties (10^{15} Hz, ultraviolet) wordt ook de bijdrage van de elektronenwolkpolarisatie nul na ook weer een maximum en minimum doorlopen te hebben. De α wordt zelfs negatief, wat er op duidt, dat bij frekwenties juist boven de eigen frekwentie van dit mechanisme de polarisatie en het elektrische veld ruwweg antiparallel zijn.

2.2.4. Verliezen

Wordt een condensator met een verliesvrij diëlektrikum aangesloten op een wisselspanning, dan ijlt de wisselstroom door de condensator 90° voor t.o.v. de spanning. Is het materiaal niet verliesvrij dan is deze hoek kleiner $(90 - \delta)^\circ$.

Deze hoek δ heet de verlieshoek en daar $\text{tg}\delta$ evenredig is met de diëlektrische verliezen wordt deze waarde doorgaans vermeld, samen met de frekwentie, waarbij deze gemeten is.

Een andere wijze van beschouwen maakt gebruik van het beeld, dat de diëlektrische konstante complex is:

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (2.2.15.)$$

Hierin is ϵ_r' het reële en ϵ_r'' het imaginaire deel. De verliezen die optreden zijn evenredig met het imaginaire deel van ϵ_r^* en daar men kan bewijzen, dat:

$$\text{tg}\delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (2.2.16.)$$

blijkt ook weer, dat $\text{tg}\delta$ een maat is voor de diëlektrische verliezen bij een bepaalde frekwentie.

2.2.5. Materialen voor condensatoren

Een grote verscheidenheid aan materialen wordt als diëlektrikum in condensatoren gebruikt. We zullen de belangrijkste de revue laten passeren.

* zie referentie 8

a. Elektrolyten

Een eenvoudige elektrolytische condensator bestaat uit 2 folies van aluminium (Al) met ertussen een in een elektrolyt gedrenkt papier. Eén van de aluminium folies is anodisch geoxydeerd. Dit gebeurt in een tank gevuld met een zuurstofionen bevattende elektrolyt. Wordt in de tank de aluminium folie op een positieve en een andere elektrode op een negatieve spanning aangesloten, dan bewegen in de elektrolytische oplossing de negatieve zuurstofionen zich naar de folie (Fig.2.10.). Het aluminium wordt geoxydeerd tot het diëlektrikum

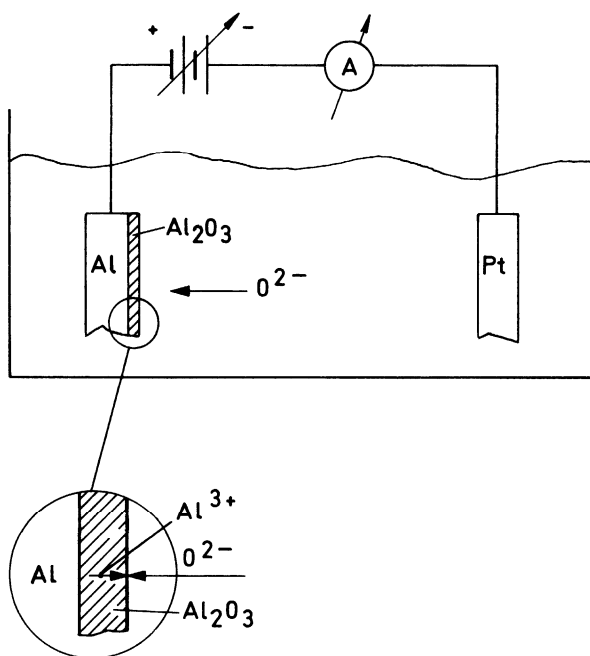


Fig.2.10. Schematische weergave van het anodisch oxyderen van aluminium

Al_2O_3 met $\epsilon_r = 8$. Het oxydatieproces vindt plaats, zolang Al ionen onder invloed van het elektrisch veld door de juist gevormde dunne Al_2O_3 laag naar het oppervlak kunnen diffunderen om zich met de zuurstofionen te verenigen. Hoe hoger de spanning, des te dikker wordt

de Al_2O_3 laag. Voor aluminium vindt men experimenteel ongeveer 12 Å/Volt. Men kan door middel van anodisch oxyderen zeer dunne lagen maken en zodoende zeer grote capaciteitswaarden bereiken. Ook in de elektrolytische condensator bevindt zich de geoxydeerde Al folie in contact met een papier gedrenkt in een elektrolyt (meestal van andere samenstelling). Het is nodig dat in gebruik de Al folie altijd op positieve spanning blijft; kleine gaatjes in het Al_2O_3 worden dan vanzelf gerepareerd. Ook tantaaloxys (Ta₂O₅) wordt met sukses toegepast, het voordeel van dit materiaal is de hoge ϵ_r van 28.

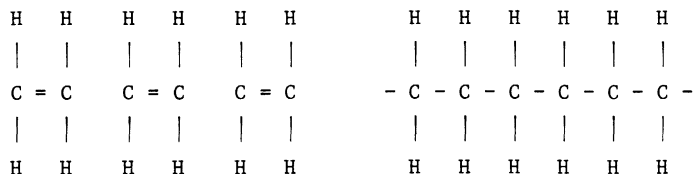
b. Keramische materialen

Keramische condensatoren bestaan meestal uit keramische plaatjes of buisjes met aan weerszijden een elektrode. Speelt voor de toepassing de verlieshoek niet zo'n grote rol, dan gebruikt men om de condensatoren zo klein mogelijk te kunnen maken, een materiaal met een hoge diëlektrische konstante, bijv.: bariumtitanaat (BaTiO_3) met ϵ_r van 3000 of titaniumoxyde (TiO_2) met een ϵ_r van 100. Speelt de verlieshoek, de temperatuurcoëfficiënt en de nauwkeurigheid wel een rol, dan is men genoodzaakt een diëlektrisch materiaal met een lage diëlektrische konstante te kiezen zoals magnesiumoxyde (MgO) of aluminiumoxyde (Al_2O_3).

c. Kunststoffen

Kunststoffen bestaan uit zeer lange draadvormige molekulen, zogenaamde polymeren. Het eenvoudigste polymeer polytheen (ook wel polyethyleen of polyetheen), wordt verkregen door polymerisatie van een etheen (C_2H_4). Het proces verloopt onder zeer hoge druk (1000 atm.) en een temperatuur van 200 °C en is in wezen niets anders dan het aaneenrijgen van vele etheenmolekulen, mogelijk gemaakt door het openklappen van de aanwezige dubbele bindingen. (Fig. 2.11.).

Polyetheen is in 1933 bij toeval ontdekt, het heeft zeer goede elektrische eigenschappen, omdat het apolair is, d.w.z. het heeft geen dipoolmoment bij afwezigheid van een elektrisch veld. Nadelen van polyetheen zijn, dat het reeds bij 110°C smelt en dat het brandbaar is. Vervangt men één van de vier waterstofatomen door chloor (Cl) dan ontstaat het niet brandbare polyvinylchloride (PVC). Als gevolg van het opnemen

Fig.2.11. *Polymerisatie van etheen*

van de Cl atomen zijn de molekulen sterk asymmetrisch geworden. Het materiaal is nu polair en de verliesfactor is relatief groot. Om PVC voor de verschillende toepassingen geschikt te maken, worden aan het PVC nog een aantal stoffen toegevoegd. Een andere bekende kunststof is polystyreen en wordt veel in condensatoren gebruikt. Deze stof ontstaat, wanneer we één van de vier waterstofatomen van polytheen vervangen, niet door Cl zoals bij PVC, maar door benzeen ringen (C_6H_5). Vervangen we alle waterstofatomen in polytheen door fluoratomen, dan hebben we polytetrafluoretheen, beter bekend als teflon. Dit materiaal heeft zeer goede elektrische eigenschappen; het is apolair evenals polytheen, maar heeft een zeer veel hoger smeltpunt. Een laatste in condensatoren veel gebruikte kunststof, is polyester (mylar) met een relatief gekompliceerde structuur. Het materiaal is erg geschikt om tot folie verwerkt te worden, de verliesfactor is echter relatief groot, omdat de molekulen polair zijn. In tabel 2.1. zijn enkele elektrische eigenschappen van de bekende kunststoffen aangegeven.

d. Mika

Voor kleine condensatoren, die over zeer lange tijd hun waarde moeten behouden, een goede temperatuur stabiliteit moeten hebben en die bij hoge frekwenties nog bruikbaar moeten zijn, past men nog steeds mika toe (0,1% variatie over 12 jaar, keramische condensatoren kunnen in deze periode tussen 2 en 24 % in capaciteit veranderen). Ondanks het feit, dat mika relatief duur is, het is immers een schaars natuurlijk produkt, is het nog niet door kunststoffen verdrongen.

TABEL 2.1. *Elektrische eigenschappen van enkele kunststoffen*

	polytheen	PVC	polystyreen	teflon	polyester
soort. weerstand ohm cm	$3 \cdot 10^{17} - 10^{20}$	$10^{10} - 10^{15}$	$10^{17} - 10^{19}$	10^{16}	10^{19}
ϵ_r	2.3	4-10	2.5	2.0	3.1
tg δ bij 10^6 Hz	0,0001	0,01-0,1	0,0002	0,0002	0,016
	apolair	polair	apolair	apolair	polair

2.3. Ferro-elektrische materialen

Het verband tussen de polarisatie P en de elektrische veldsterkte E in een materiaal is volgens (2.2.6.)

$$P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1)E \quad (2.2.6.)$$

Hierin is ϵ_0 de diëlektrische konstante van vacuüm en ϵ_r de relatieve diëlektrische konstante van het betreffende materiaal. Is ϵ_r een konstante en dit is het geval voor de meeste materialen bij kleine velden, dan hebben we een lineair verband tussen P en E. We kunnen dit zichtbaar maken met behulp van een oscilloskoop en het circuit van Fig.2.12.

De spanning V_x op de horizontale platen is evenredig met de spanning op de condensator C_x gevuld met het te onderzoeken materiaal en daar $E_x = \frac{V_x}{d}$, is V_x ook evenredig met de elektrische veldsterkte E_x in het materiaal. De horizontale uitwijking van de lichtstip op het scherm van de oscilloskoop is dan evenredig met het elektrische veld E_x in het te onderzoeken materiaal. De spanning V_y op de verticale platen is gelijk aan de spanning op C_y . Wordt een spanning aangelegd, zoals aan-

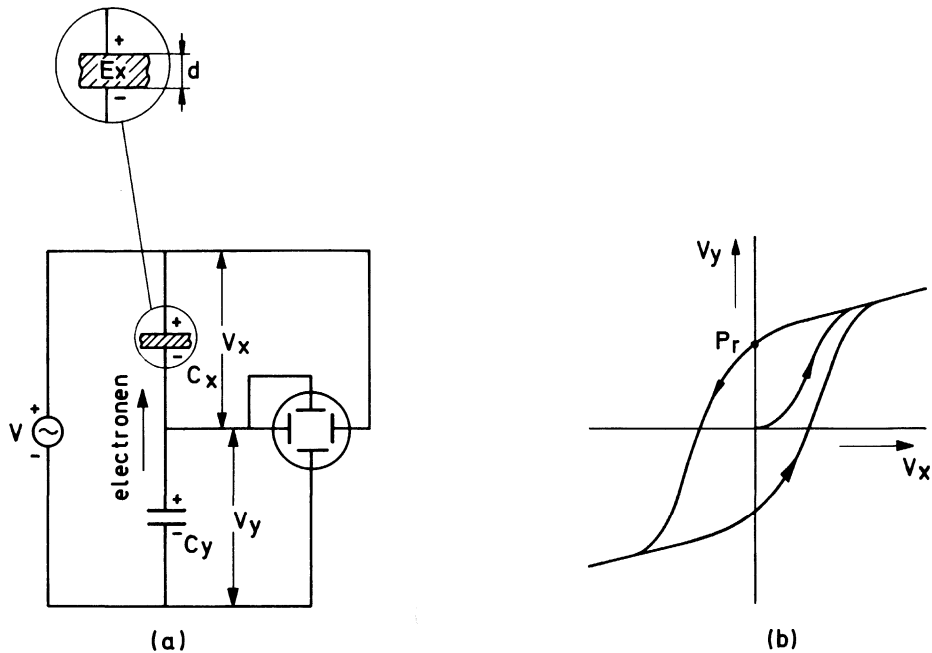


Fig.2.12. (a) Schakeling voor het meten van $P_x = f(E_x)$
 (b) Ferroelektrische hysteresislus

gegeven in Fig.2.12.a., dan zullen elektronen zich verplaatsen van C_y naar C_x . Daar geen elektronen verloren kunnen gaan, zal $Q_x = Q_y$. Het verband tussen de lading en de spanning op condensator C_y is gegeven door (2.2.2.)

$$Q_y = C_y V_y \quad (2.2.2.)$$

Het verband tussen de lading en de polarisatie wordt gegeven door (2.2.5.)

$$Q_x = (\epsilon_0 E_x + P_x) O \quad (2.2.5.)$$

waarin O de oppervlakte van één plaat van de condensator C_x voorstelt. Bovenstaande relaties leiden, indien we aannemen, dat C_y niet van V_y afhangt, tot:

$$V_y (:) \epsilon_o E_x + P_x \quad (2.3.1.)$$

De vertikale uitwijking van de lichtstip is evenredig met $(\epsilon_o E_x + P_x)$ van het te onderzoeken materiaal. Op het scherm verschijnt dan $\epsilon_o E_x + P_x$ als functie van E_x . (In plaats van de gelijkspanning wordt meestal een wisselspanning gebruikt, zodat het gehele verband tegelijk op het beeldscherm zichtbaar is).

Volgens (2.2.6.) geldt, dat:

$$P_x = \epsilon_o \epsilon_r E_x - \epsilon_o E_x$$

zodat

$$V_y (:) \epsilon_o \epsilon_r E_x \quad (2.3.2.)$$

Voor de meeste materialen is ϵ_r een konstante en er verschijnt een rechte lijn op het beeldscherm van de oscilloskoop. Er zijn echter ook materialen, de zogenaamde ferro-elektrische materialen, die in plaats van een rechte lijn een hysteresislus laten zien (Fig.2.12.b.)

Wordt een groot elektrisch veld aangelegd en vervolgens gereduceerd tot nul, dan blijft het materiaal gepolariseerd. Gezien relatie (2.3.1.) wil dit zeggen, dan indien E_x naar nul gaat, P_x niet nul wordt. Dit is in tegenstelling tot de niet ferro-elektrische materialen, waar de polarisatie gelijk aan nul wordt, voor $E_x = 0$. Bij de elektronenwolkdeformatie en de ionenverschuiving is het nul worden van P_x een gevolg van het elastische karakter van het polarisatie mechanisme, terwijl bij het dipool oriëntatie mechanisme als gevolg van de warmtebeweging van de atomen of molekulen bij afwezig zijn van een elektrisch veld de dipoolmomenten weer gelijkelijk over alle richtingen in de ruimte worden verdeeld, zodat de resulterende polarisatie P nul wordt.

Het feit, dat in een ferro-elektrisch materiaal een remanente polarisatie optreedt, schijnt erop te wijzen, dat ook bij afwezigheid van een uitwendig aangelegd veld in een ferro-elektrisch materiaal een inwendig veld werkzaam kan zijn, dat de warmtebeweging tegenwerkt. Nu hebben we in hoofdstuk 2.2.1. aangetoond, dat er een inwendig elektrisch veld E_d kan optreden indien de omgeving van een dipool gepolariseerd is.

Hoewel in de gebruikelijke ferro-elektrische materialen zoals seig-

nettezout en bariumtitaanaat (BaTiO_3) de processen veel ingewikkelder zijn, laat het verschijnsel van de ferro-elektriciteit zich het eenvoudigst aan een materiaal illustreren, waar het dipool oriëntatie mechanisme overheerst. Zoals reeds aangegeven in Fig.2.6. wordt het verband tussen P en E_i beschreven door de Langevin functie. Het inwendige veld is gelijk aan het uitwendige veld E plus het veld E_d , als gevolg van de dipoolomgeving. In de meeste stoffen is E_d erg klein, in ferro-elektrische materialen echter relatief groot. Verder hebben we gezien, dat E_d evenredig is aan P (2.2.11.). We kunnen zoals gedaan in Fig.2.13. beide relaties $P = f(E_i)$ en $E_d = f(P)$ uitzetten in één figuur bij konstante temperatuur.

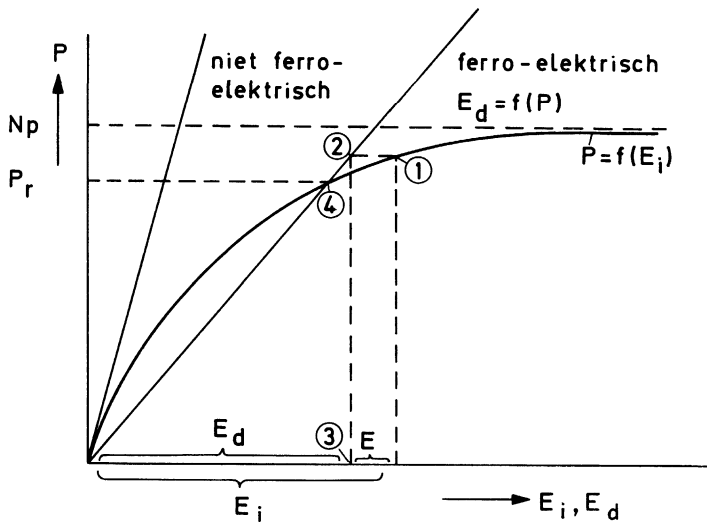


Fig.2.13. *Ontstaan van ferro-elektriciteit*

Voor een niet ferro-elektrisch materiaal ligt de lijn $E_d = f(P)$ dicht bij de P -as en heeft met de kromme $P = f(E_i)$ slechts een snijpunt in de oorsprong. Voor een ferro-elektrisch materiaal vinden we echter nog een snijpunt. Voor een gegeven E_i vinden we d.m.v. $P = f(E_i)$ de bijbehorende P (① in Fig.2.13). Met $E_d = f(P)$ vinden we dan de bijbehorende E_d (② en ③ in Fig.2.13.). Daar $E_i = E_d + E$, vinden we via deze constructie het uitwendige aangelegde veld E . Indien we nu E reduceren naar nul, dan verschuiven de

punten ① en ② naar links tot ze samenvallen in het snijpunt van de twee funkties (④ in Fig.2.13.).

Het blijkt dus, dat in een ferro-elektrikum ook zonder een uitwendig elektrisch veld een remanente polarisatie kan optreden. Zoals in hoofdstuk 2.2.1. aangetoond is het verband $P = f(E_1)$ temperatuur afhankelijk. Voor hogere temperaturen verschuift de kromme $P = f(E_1)$ t.o.v. de funktie $E_d = f(P)$ naar rechts. De remanente polarisatie zal dientengevolge afnemen en tenslotte nul worden. De temperatuur, waarbij dit gebeurt, heet de Curie-temperatuur van het materiaal.

Hoewel elk materiaal met meer dan één stabiele toestand interessant is voor toepassingen, zoals geheugens van rekenmachines, is het tot nu toe niet gelukt een nuttig gebruik van de ferro-elektrische materialen te maken. Dit komt omdat de schakeltijden te lang (10^{-6} sek.), de benodigde velden te groot (1000 kV/cm) en de schakelveldsterkten niet konstant zijn.

Permanente polarisatie kan men ook verkrijgen in een zgn. elektreet. Deze bestaat uit een folie, welke bij een temperatuur tussen 100° en 300° C in een sterk elektrisch veld van 1000 kV/cm wordt gebracht en daarna afgekoeld. Als gevolg van de temperatuurbehandeling worden elektrische dipolen georiënteerd en ingevroren. Met behulp van elektreten is het mogelijk mikrofoons te maken van hoge kwaliteit. De mikrofoon bestaat in wezen uit een kondensator gevormd door een elektreet en een metaal folie.

2.4. Piëzo-elektrische materialen

Wordt een kristal geplaatst in een elektrisch veld, dan zal het in de veldrichting iets langer worden. Men noemt dit effect elektrostriktie en het is een gevolg van de verplaatsing van positieve en negatieve ionen in het kristal in tegengestelde richtingen (Fig.2.14.). Het effect is niet omkeerbaar, d.w.z. verandert men de polariteit van het elektrisch veld, dan wordt het kristal niet korter, maar blijft even lang evenwijdig aan de veldrichting. Elektrostriktie is een zeer klein effect en wordt vaak verward met het veel grotere piëzo-elektrische effect. Piëzo-elektrischeit komt niet in alle materialen voor. Een zekere asymmetrie van het kristal is een voorwaarde zoals in Fig.2.14. aanschouwelijk is gemaakt. Wordt een symmetrisch kristal onder een mechanische druk gezet, dan worden alle dipoolmomenten evenredig groter of kleiner en de makroskopische polarisatie ondergaat geen verandering en blijft nul. Wordt een asymmetrisch kristal onder druk gezet, dan is de ver-

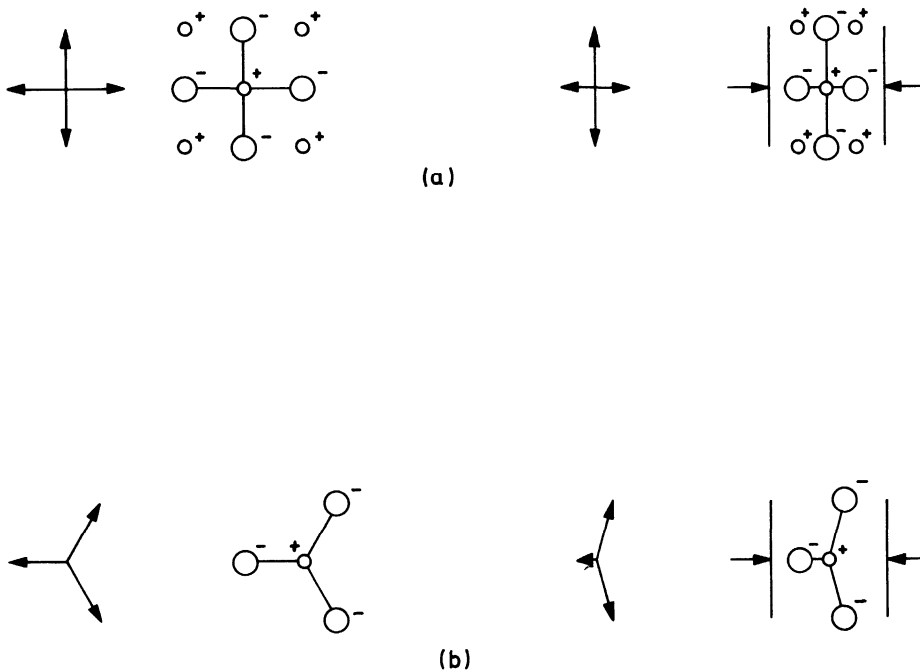


Fig.2.14. (a) *Samendrukken van een symmetrisch kristal levert geen en (b) van een asymmetrisch kristal wel een dipoolmoment op*

andering van de dipolen niet even groot en treedt een makroskopische polarisatie op; aan de elektroden wordt een spanning gemeten.

Wordt het kristal gerekt, dan keert ook de spanning van teken om, het effect is reversibel. Een mechanische lengteverandering treedt op, indien het kristal in een elektrisch veld wordt geplaatst. Piëzo-elektrische materialen hebben een groot aantal toepassingen gevonden. Het meest gebruikte materiaal is kwarts, terwijl ook keramische materialen zoals loodtitaanaat (PbTiO_3) toegepast worden.

Voor het stabiliseren van oscillatoren in het frequentiegebied tussen 10^3 en 2×10^8 Hz kunnen mechanisch trillende kwartsplaatjes gebruikt worden.

Piëzo-elektrische stoffen worden verder toegepast bij: gasaanstekers, ultrasoonboren, lassen en reinigen, akoestische stralers voor opsporing van duikboten, pick-up elementen, mikrofoons, filters en laagdiktemeters in opdampparaatuur en tegenwoordig ook in horloges.

Hoofdstuk 3. GELEIDERS, HALFGELEIDERS en SUPERGELEIDERS

	Blz.
3.1. <u>Inleiding</u>	3 - 1
3.2. <u>Bandentheorie</u>	3 - 3
3.3. <u>Fermi-Dirac verdeling</u>	3 - 10
3.4. <u>Geleiders</u>	3 - 14
3.5. <u>Intrinsieke halfgeleiders</u>	3 - 23
3.5.1. Inleiding	3 - 23
3.5.2. Elektronen en gaten	3 - 26
3.5.3. Soortelijk geleidingsvermogen van intrinsieke halfgeleiders	3 - 27
3.6. <u>Extrinsieke halfgeleiders</u>	3 - 33
3.6.1. Donor- en acceptorniveaus	3 - 33
3.6.2. Soortelijk geleidingsvermogen van extrinsieke halfgeleiders	3 - 37
3.7. <u>Mikroëlektronika</u>	3 - 42
3.7.1. Inleiding	3 - 42
3.7.2. Geïntegreerde schakelingen	3 - 44
3.7.3. Hybride schakelingen	3 - 55
3.7.3.1. Dunne laag schakelingen	3 - 55
3.7.3.2. Dikke laag schakelingen	3 - 57
3.8. <u>Supergeleiders</u>	3 - 57
3.8.1. Inleiding	3 - 57
3.8.2. B.C.S. theorie	3 - 61
3.8.3. Meissner effect	3 - 63
3.8.4. Type I en II supergeleiders	3 - 65
3.8.5. Toepassingen	3 - 67

Symbolen

ρ	= soortelijke weerstand
a_o	= interatomaire afstand
$F(W)$	= bezettingswaarschijnlijkheid
W_f	= Fermi niveau
σ	= elektrisch geleidingsvermogen
j	= stroomdichtheid
E	= elektrisch veld
V	= spanning
m_e^*	= effectieve massa van het elektron
m_p^*	= effectieve massa van het gat
τ	= tijd tussen twee botsingen van een elektron
N	= elektronendichtheid in een metaal
v_d	= driftsnelheid
μ	= beweeglijkheid
R_n	= vierkantsweerstand
λ_a	= absorptie-kant golflengte
ν_a	= absorptie-kant frekwentie
N_n	= elektronendichtheid
N_p	= gatendichtheid
μ_e	= elektronenbeweeglijkheid
μ_g	= gatenbeweeglijkheid
$N(W)$	= energieniveaudichtheid
W_g	= onderste niveau van de geleidingsband
W_v	= bovenste niveau van de valentieband
N_g	= equivalente elektronenniveaudichtheid
N_v	= equivalente gatenniveaudichtheid
W_{band}	= breedte van de verboden energieband
N_i	= intrinsieke elektronen- of gatendichtheid
σ_i	= elektrisch geleidingsvermogen van een intrinsieke halfgeleider
W_d	= donoratomen energieniveau
W_a	= acceptoratomen energieniveau
ϵ_o	= diëlektrische konstante van vacuüm
ϵ_r	= relatieve diëlektrische konstante
N_{nd}	= donoratomen dichtheid
N_{pa}	= acceptoratomen dichtheid
N_d	= geïoniseerde donoratomendichtheid
T_c	= kritische temperatuur
H_c	= kritisch magneetveld

Formules

$$R = \rho \frac{l}{O}$$

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

$$j = \sigma E$$

$$v_d = \frac{e E \tau}{m_e^*} = \mu E$$

$$\mu = \frac{e \tau}{m_e^*}$$

$$W_{\text{band}} = h v_a = \frac{hc}{\lambda_a}$$

$$\sigma = N_n e \mu_e + N_p e \mu_g$$

$$N(W) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{8m_e^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (W - W_g)^{\frac{1}{2}}$$

$$N_n = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-(W_g - W_f)/kT} = N_g e^{-(W_g - W_f)/kT}$$

$$N_p = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-(W_f - W_v)/kT} = N_v e^{-(W_f - W_v)/kT}$$

$$N_i = \sqrt{N_g N_v} e^{-W_{\text{band}}/2kT}$$

$$\sigma_i = 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_p^*)^{\frac{3}{4}} e^{-W_{\text{band}}/2kT} e^{(\mu_e + \mu_g)}$$

$$H_c = H_o \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right)$$

Fysische konstanten

k = konstante van Boltzmann	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$
m = massa elektron	$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
-e = lading elektron	$-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
h = konstante van Planck	$6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
c = lichtsnelheid	$3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
ϵ_o = diëlektrische konstante van vakuüm	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Farad/meter}$

Omrekenings faktor

$$1 \text{ J} = 6,242 \times 10^{18} \text{ eV}$$

3. GELEIDERS, HALFGELEIDERS en SUPERGELEIDERS

3.1. Inleiding

Meet men de weerstand van een groot aantal verschillende materialen, dan zal blijken, dat hierin grote verschillen optreden. Een faktor 10^{23} tussen de grootste en de kleinste weerstand is mogelijk; men onderscheidt empirisch isolatoren, halfgeleiders, geleiders en supergeleiders. Om onafhankelijk te zijn van de vorm van het meetobject wordt de soortelijke weerstand ρ gedefinieerd als:

$$R = \rho \frac{l}{O} \quad (3.1.1.)$$

waarin l de lengte, O het oppervlak van de doorsnede en R de gemeten weerstand van bijv. een ronde staaf is.

De soortelijke weerstand van enkele elementen en verbindingen uit de verschillende groepen zijn aangegeven in tabel 3.1.

TABEL 3.1. *Soortelijke weerstand van enige materialen bij 20°C*

	<u>Materiaal</u>	<u>Soort. weerst. ρ (ohm cm)</u>
Isolatoren	(Diamant	1×10^{14}
	(Teflon	1×10^{15}
	(Polystyreen	1×10^{17}
Halfgeleiders	(Germanium	$3 \times 10^{-3} - 60$
	(Silicium	$3 \times 10^{-4} - 2 \times 10^5$
	(Siliciumcarbide	$10^{-1} - 7 \times 10^4$
Geleiders	(Zilver	1.6×10^{-6}
	(Koper	1.7×10^{-6}
	(Aluminium	2.8×10^{-6}
Supergeleiders	(Niobium	$12,5 \times 10^{-6}, 0 (T < 9,5^\circ K)$
	(Lood	$20,6 \times 10^{-6}, 0 (T < 7,2^\circ K)$
	(Cadmium	$6,8 \times 10^{-6}, 0 (T < 1,2^\circ K)$

Meer informatie over de materialen krijgt men, als men de soortelijke weerstand als functie van de temperatuur meet en uitzet zoals in Fig.3.1.

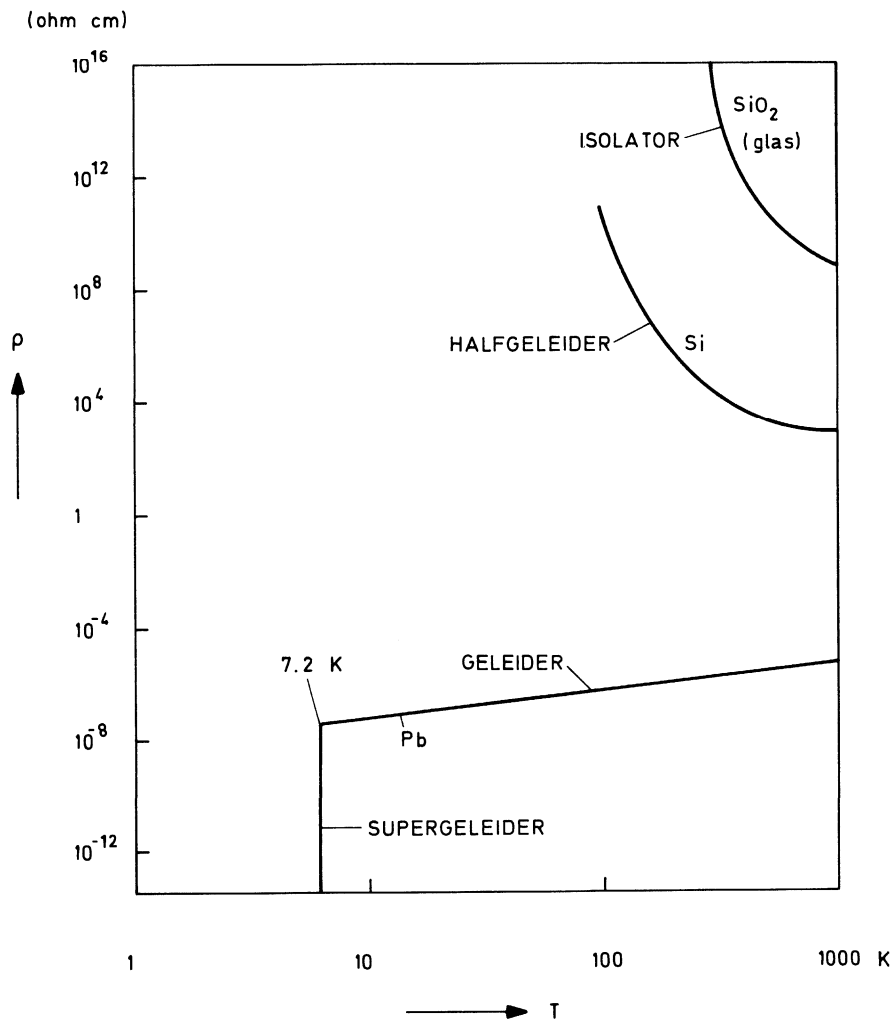


Fig.3.1. Soortelijke weerstand als functie van de temperatuur van een isolator, halfgeleider, geleider en supergeleider

De soortelijke weerstand van de geleiders wordt groter voor hogere temperatuur, terwijl die van isolatoren en halfgeleiders juist afneemt.

Men heeft reeds vroeg met wisselend succes geprobeerd de enorme verschillen in soortelijke weerstand en de verschillende temperatuurafhankelijkheid te verklaren. Pas met behulp van de moderne kwantummechanica is het gelukt een min of meer samenhangende beschrijving te geven van de verschillende geleidingsprocessen in de vaste stof. Dit gedeelte van de kwantummechanica staat bekend als de bandentheorie.

3.2. Bandentheorie

We hebben gezien in hoofdstuk 1.1., dat een vrij atoom bestaat uit een positieve kern, waaromheen zich een aantal negatieve elektronen in verschillende banen bewegen. De banen worden gekenmerkt door kwantumgetallen en hebben een door het hoofdkwantumgetal n bepaalde energie. Worden in een gedachtenexperiment twee atomen naar elkaar toegebracht om tezamen een molecuul te vormen, dan vindt er een interactie plaats tussen de elektronen en de kern van het ene atoom met de elektronen en de kern van het andere atoom. Deze interactie heeft tot gevolg, dat het oorspronkelijke atomaire energieniveau zich splitst in twee moleculaire energieniveaus. Bevinden zich bijvoorbeeld in een kristal N atomen zo dicht bij elkaar, dat beïnvloeding van de elektronen energieniveaus plaats vindt, dan zal elk atomair energieniveau in N niveaus gesplitst zijn.

De energieniveaus liggen zeer dicht bijelkaar in een kristal en men spreekt daarom bij voorkeur van energiebanden.

Het opsplitsen van atomaire energieniveaus kan men met behulp van het waterstofmolecuul of met behulp van een elektrisch analogon n.l. de gekoppelde LC oscillator plausibel maken.

1. Het waterstofmolecuul

Het is bekend, dat waterstof niet atomair, maar als het waterstofmolecuul H_2 voorkomt. Het waterstofmolecuul is een voorbeeld van het kovalente bindingstype. Om enigszins te begrijpen, waarom het H_2 molecuul energetisch gunstiger is, dan twee waterstofatomen apart, is het zinvol de interactie van twee elektrische dipolen te bestuderen.

Brengen we twee elektrische dipolen, zoals geschetst in Fig.3.2.a, b bijelkaar, dan zullen ze elkaar aantrekken en de totale energie neemt af, naarmate de afstand van de dipolen kleiner wordt.

Brengen we de dipolen naar elkaar toe zoals in Fig.3.2.c, d, waarbij we aannemen, dat de mechanische krachten aangrijpen op de positieve polen, dan zullen de dipolen elkaar afstoten en de negatieve polen van elkaar wegdraaien. De energie van het systeem neemt toe bij kleiner wordende afstand.

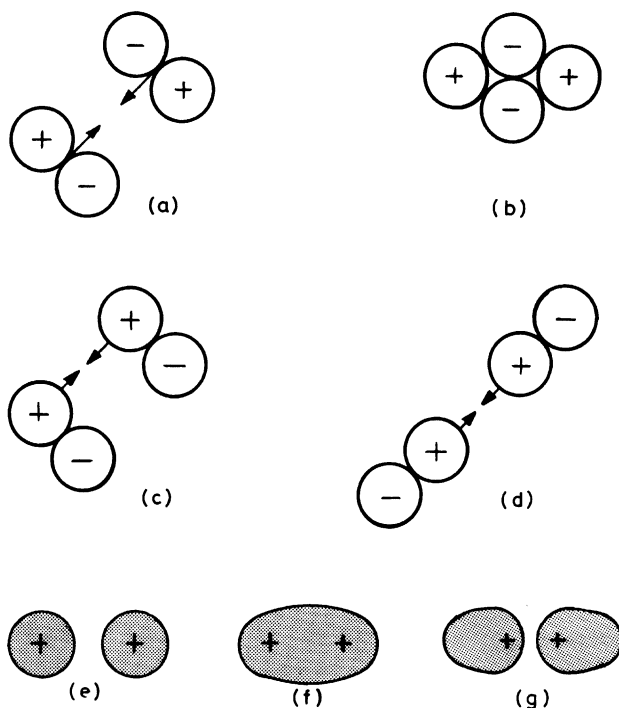


Fig.3.2. Model van interactie van twee waterstofatomen (a) en (b) dipolen antiparallel, (c) en (d) parallel, (e) twee afzonderlijke H atomen, (f) H₂-molekuul met spins antiparallel en (g) parallel

Iets dergelijks gebeurt er nu ook, indien we twee waterstofatomen elkaar laten naderen. Hoewel een enkel waterstofatoom zeker geen dipool is, laat het waterstofmolekuul zich wel enigermate door de twee konfiguraties (b) en (d) van Fig.3.2. voorstellen. In geval (b), waar

dipoolaanrekking plaats vindt, bevinden zich de twee elektronen tussen de twee positieve kernen en bezetten ze min of meer dezelfde ruimte. Ze zullen dan ook beschreven moeten worden door dezelfde oplossingen van de Schrödinger vergelijkingen. Dit is echter, gezien het Pauli-principe, alleen mogelijk, indien de elektronen tegengestelde spins hebben.

Beschouwen we nu twee waterstofatomen op grote afstand van elkaar, dan is er 50% kans, dat van deze onafhankelijke atomen de spins antiparallel zijn en 50% kans, dat ze parallel zijn. Brengen we deze twee atomen bij elkaar, dan zullen de atomen elkaar aantrekken in het geval van antiparallelle spins. De totale energie neemt af, naarmate de atomen dicht bij elkaar zijn (Fig.3.3. lijn a). Komen de atomen

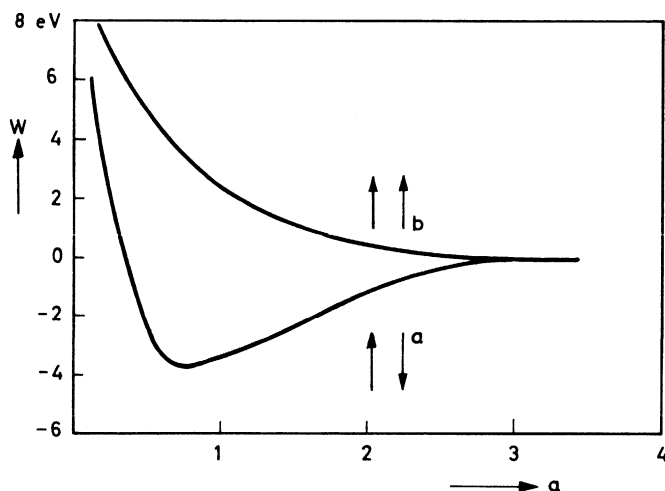


Fig.3.3. *Energie van het waterstofmolekuul als functie van de afstand a tussen de atomen voor het geval (a) dat de spins antiparallel en het geval (b) dat de spins parallel zijn*

te dicht bij elkaar, dan neemt de energie weer toe, omdat dan de positieve kernen elkaar gaan afstoten en bovendien de elektronenwolken te veel vervormd raken. Brengen we echter atomen met parallelle spins bij elkaar, dan is vanwege het Pauli principe de molekuulstructuur van

van Fig.3.2.b. niet mogelijk.

De elektronenwolken blijven juist op een zo groot mogelijke afstand van elkaar, zodat twee elektrische dipolen ontstaan, die elkaar afstoten, zoals aangegeven in Fig.3.2.d. De energie van het paar waterstofatomen neemt toe naarmate de afstand kleiner wordt (Fig.3.3. lijn b). De meer realistische elektronenwolk omhullenden voor beide gevallen is geschetst in Fig.3.2.f en g. Het dipoolmodel maakt het plausibel, dat in het waterstofmolekuul de oorspronkelijke enkele atomaire energieniveaus opsplitsen in twee molekulare niveaus. Zouden we 10 waterstofatomen bij elkaar kunnen brengen (H_{10}), dan zouden de atomaire niveaus zich elk in 10 niveaus opsplitsen.

2. Elektrisch analogon

In dit model, dat de E-ingenieur ongetwijfeld meer aanspreekt en toch het opsplitsen van energieniveaus redelijk verduidelijkt, worden de H-atomen voorgesteld door twee identieke gekoppelde LC kringen (Fig.3.4.)*

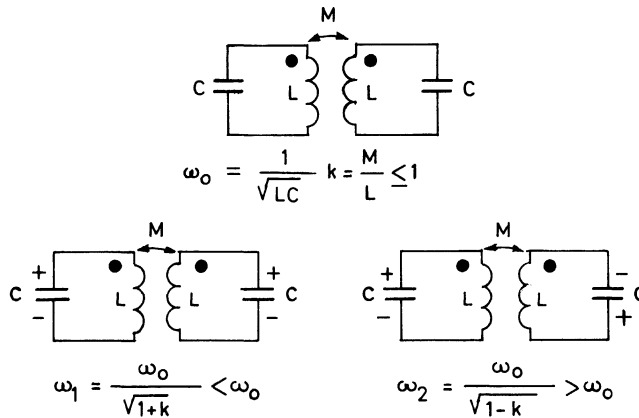


Fig.3.4. Gekoppelde LC kringen (a) $\omega_1 < \omega_0$
(b) $\omega_2 > \omega_0$

Zonder koppeling zal de resonantie frekwentie van beide circuits gegeven worden door $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Bringen we de spoelen dicht genoeg bij

*J. Davids: "Grondslagen van de elektronika 2", blz. 233

elkaar, dan zal er wederzijdse beïnvloeding van de circuits plaats vinden, met het gevolg, dat twee oscillatie frekwenties gaan optreden, de één lager en de ander hoger dan de oorspronkelijke resonantie frekwentie. Naarmate de koppeling groter wordt gemaakt, zal het frekwentieverval ook toenemen. Het is te verwachten, dat indien we 3 of liever algemeen N identieke LC circuits bij elkaar in de buurt brengen, N frekwenties het resultaat zullen zijn.

In de vaste stof zijn de afstanden tussen de atomen altijd zodanig, dat de energieniveaus van de buitenste elektronenbanen tot banden zijn verbreed. Het blijkt, dat het splitsen van de energieniveaus tot geheel verschillende bandstructuren voor de verschillende materialen kan leiden en het zijn deze bandstructuren, die op hun beurt weer het geleidings-type bepalen. In koper bijvoorbeeld (Fig.3.5.) treedt overlapping van de 3d en 4s banen op, wat koper, zoals we in een volgend hoofdstuk zullen zien, tot een goede geleider maakt.

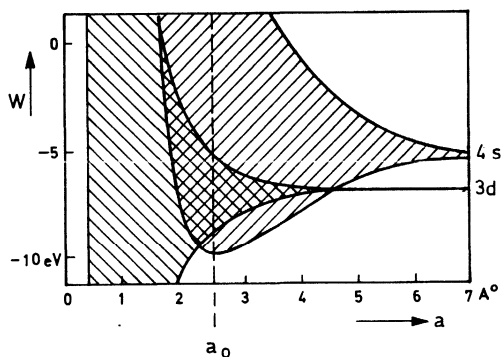


Fig.3.5. Opsplitsing van de atomaire energieniveaus voor koper als functie van de afstand a van de atomen (De interatomaire afstand $a_0 = 2,55 \text{ \AA}$)

In silicium (Fig.3.6.) treedt bij een interatomaire afstand $a_0 = 2.34 \text{ \AA}$ gedeeltelijke overlapping van het 3p en 3s niveau op, terwijl ook een verboden band zichtbaar is. Gezien het belang van de halfgeleiders is het zinvol, deze bandstructuur wat nader te analyseren.

Volgens tabel 2.2. is het Si-atoom daardoor gekenmerkt, dat in zijn buitenste banen het 3s niveau met 2 elektronen en het 3p niveau ook met

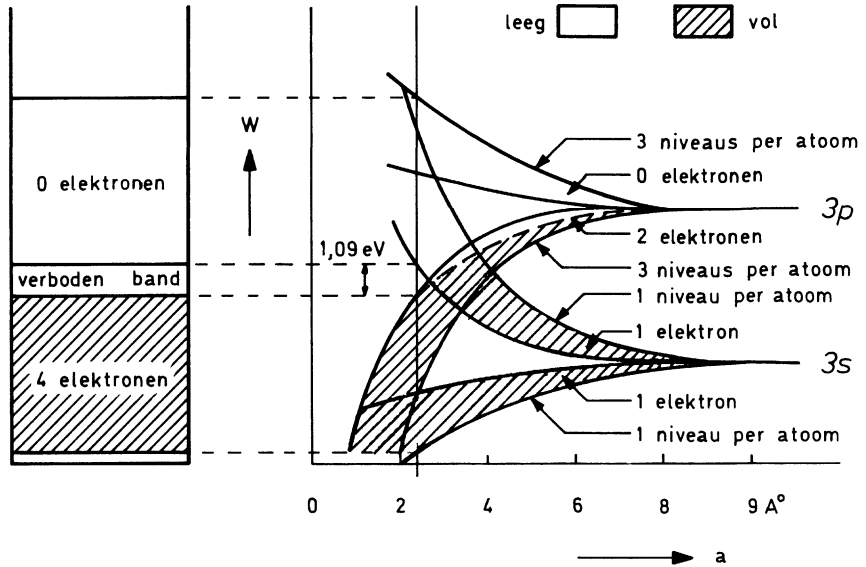


Fig.3.6. Opsplitsing van de atomaire energieniveaus voor silicium als functie van de afstand a van de atomen ($a_0 = 2.34 \text{ \AA}$)

2 elektronen bezet zijn. Het 3s niveau is vol bezet, terwijl het 3p niveau nog 4 elektronen meer zou kunnen bevatten (dit is pas voor argon het geval).

Volgens Fig.3.6. splitsen bij kleiner wordende atoomafstand de 3s en 3p niveaus zich ieder in twee banden. Si is van het kovalente bindingstype en het is daarom plausibel, dat het opsplitsen van de banden lijkt op het opsplitsen van de energieniveaus in het kovalente H_2 zoals geschetst in Fig.3.3. De bandenstructuur in Fig.3.6. wijkt af van de bandenstructuur, die men meestal in de leerboeken aantreft. In de meeste bandenplaatjes wordt het opsplitsen van de 3s en 3p niveaus elk in één, zoals in koper, in plaats van in twee banden geschetst, wat tot een onbevredigende verklaring van de verboden band in silicium leidt.

Volgens Fig.3.6. splitst het 3p niveau zich in een bovenste en een onderste band, welke elk $3N$ elektronen kunnen bevatten, indien het kristal uit N atomen bestaat. (N Si-atomen op grote afstand van elkaar hebben $6N$ 3p-niveaus). Het 3s niveau splitst zich ook in een bovenste en een onderste band, welke elk N elektronen kunnen bevatten (N afzonderlijke atomen hebben $2N$ 3s-niveaus). Wordt de interatomaire

afstand verkleind tot ongeveer 4 \AA , dan beginnen de onderste 3p en de bovenste 3s band elkaar te overlappen. Bij de werkelijke interatomaire afstand $a_0 = 2.34 \text{ \AA}$, welke voor silicium experimenteel is bepaald, gaan de 3s en 3p band weer uit elkaar en ontstaat de zgn. verboden band. Wel vindt er nu een overlapping van de onderste 3p en de onderste 3s band plaats. Het resultaat laat zich nu als volgt voor silicium samenvatten. Als gevolg van het overlappen van de 3s en 3p niveaus ontstaan twee toegestane banden gescheiden door een verboden band. De onderste band komt tot stand door de overlapping van de onderste 3p en de onderste 3s band en bevat 4 elektronen, waarvan er één afkomstig is van de onderste 3s band, er één afkomstig is van de bovenste 3s band en er twee elektronen afkomstig zijn van de onderste 3p band. Daar de onderste band, valentieband geheten, 4 niveaus en ook 4 elektronen per atoom bevat, is deze band geheel gevuld. De bovenste band, geleidingsband geheten, komt tot stand door overlapping van de bovenste 3p en de bovenste 3s band. Deze band bevat in totaal 4 niveaus per atoom, maar deze niveaus zijn niet bezet, daar elektronen bij voorkeur de laagste energieniveaus van de valentieband zullen bezetten.

Silicium, maar ook germanium en koolstof in de diamantstructuur, kenmerken zich door een compleet gevulde valentieband van lage energie, gescheiden door een verboden band van een geheel lege geleidingsband met hogere energie. De breedte van de verboden band bepaalt of we met een halfgeleider (Si 1,09 eV) of met een isolator (diamant 6,0 eV) te doen hebben.

Om nu de aan het begin van dit hoofdstuk besproken experimentele resultaten te verklaren, is het niet alleen nodig de plaats van de toegestane en de verboden energieniveaus te kennen, maar het is ook noodzakelijk te weten met welke waarschijnlijkheid de toegestane niveaus bezet zullen zijn. In het volgende hoofdstuk zullen we de door Fermi en Dirac afgeleide bezettingskans van een energieniveau toelichten.

3.3. Fermi-Dirac verdeling

Beschouwen we een systeem bestaande uit een zeer groot aantal deeltjes bijv. luchtmolekulen of elektronen in een metaal en nemen we aan, dat het systeem als geheel een zekere energie heeft, dan kunnen we vragen naar de energie of snelheidsverdeling van de afzonderlijke deeltjes.

De vorm van de verdeling hangt af van het wel of niet aanwezig zijn van een interactie tussen de deeltjes. Is er geen interactie, zoals bij een gas in een besloten volume bij een bepaalde temperatuur, dan krijgt men de zgn. Maxwell-Boltzmann verdeling. In Fig.3.7. is de snelheidsverdeling van zuurstof en waterstof bij verschillende temperaturen geïllustreerd.

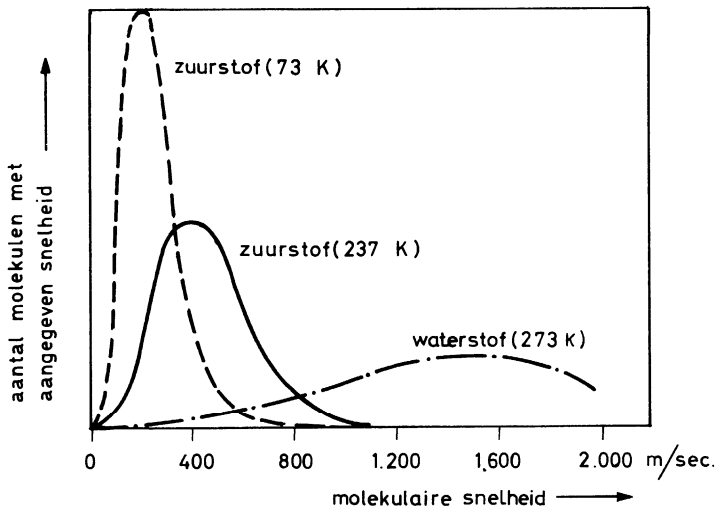


Fig.3.7. Molekulare snelheidsverdeling van zuurstof en waterstof bij verschillende temperaturen (Maxwell-Boltzmann verdeling)

Bij het absolute nulpunt 0K hebben alle molekulen, welke met een Maxwell-Boltzmann verdeling beschreven worden de snelheid nul.

Is er wel interactie, zoals bij de elektronen in een metaal, dan spreekt men van de Fermi-Dirac verdeling. De interactie in dit

geval bestaat uit het Pauli-verbod, dat zegt, dat één energieniveau hoogstens door 2 elektronen met tegengestelde spin bezet kan worden. Zijn de niveaus bezet, dan wordt een derde elektron "gedwongen" een niveau met een hogere energie te gaan innemen. In Fig.3.8. is de Fermi-Dirac verdeling getoond voor het absolute nulpunt en voor twee hogere temperaturen.

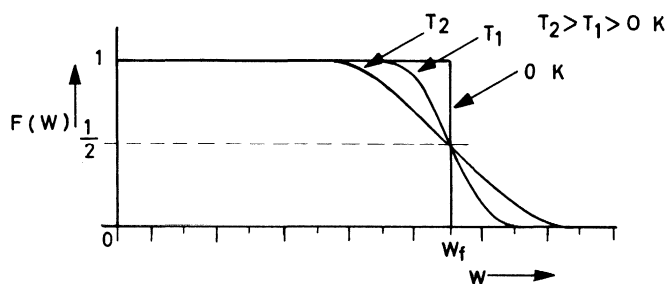


Fig.3.8. *Bezettingswaarschijnlijkheid van de elektronen-energieniveaus bij 0 K en bij hogere temperaturen voor de Fermi-Dirac verdeling ($T_2 > T_1 > 0 K$)*

In tegenstelling tot de Maxwell-Boltzmann verdeling hebben bij 0 K de elektronen energieën tot een maximum W_f , het zgn. Fermi-niveau. Wordt de temperatuur verhoogd, dan worden energieniveaus boven W_f gedeeltelijk gevuld door elektronen uit niveaus juist onder W_f . Bij elke temperatuur is de bezettingswaarschijnlijkheid (niet de bezetting) bij W_f de helft van die bij 0 K, wat uit de formule voor de Fermi-Dirac verdeling volgt:

$$F(W) = \frac{1}{1 + e^{(W-W_f)/kT}} \quad * \quad (3.3.1.)$$

Om nu voor isolatoren, geleiders en halfgeleiders de energieverdeling van de elektronen te berekenen, is het nodig de energieniveaudichtheid te vermenigvuldigen met de bezettingswaarschijnlijkheid van de Fermi-Dirac verdeling. Doet men dit voor verschillende temperaturen, dan moet de temperatuurafhankelijkheid van de soortelijke weerstand hieruit blijken.

* zie referenties 9 en 10

Samenvattend kan men de verschillen in de soortelijke weerstand en diens temperatuurafhankelijkheid op de volgende wijze beschrijven. In Fig.3.9. zijn de Fermi-Dirac verdeling, het Fermi-niveau (hier W_f) en die banden, die maatgevend zijn voor het geleidingsproces, geschetst.

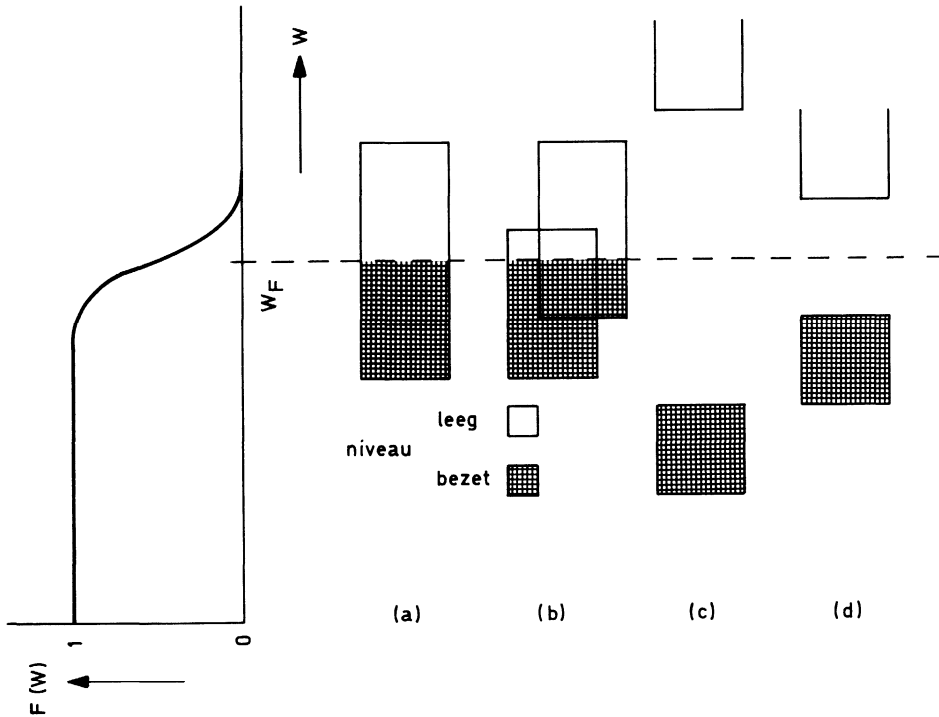


Fig.3.9. Fermi-Dirac verdeling van de elektronen in metalen (a) en (b), isolatoren (c) en halfgeleiders (d)

Geleiders

In Fig.3.9.a. en b. is de situatie voor een metaal getekend. Er zijn 2 mogelijke gevallen. Het kan zijn, dat een band niet geheel gevuld is en het kan ook zijn, dat twee banden elkaar overlappen. Wordt een elektrisch veld aangelegd, dan zullen de elektronen in dit veld versneld worden en energie kunnen opnemen. In beide geschetste bandsituaties is dit mogelijk, daar er genoeg hogere en niet bezette energieniveaus beschikbaar zijn.

Wordt de temperatuur verhoogd, dan zal het aantal beschikbare elek-

tronen niet noemenswaard toenemen, maar wel de interactie van de elektronen met het kristalrooster (botsingen), waardoor de soortelijke weerstand toeneemt bij verhogen van de temperatuur. In het hoofdstuk geleiders wordt hier nader op ingegaan.

Isolatoren

In Fig.3.9.c. is de bandstructuur voor een isolator aangegeven. De Fermi-energie bevindt zich halverwege een volledig gevulde band van lage energie en een geheel lege band van hoge energie. De Fermi-verdeling links in het beeld geeft aan, dat de bezettingswaarschijnlijkheid van de energieniveaus in de bovenste band praktisch nul is. Geleiding in een isolator kan slechts optreden, indien het elektron in het elektrisch veld voldoende energie opneemt om de verboden band te passeren. Voor een bandafstand van 2 eV is hier echter reeds een elektrisch veld voor nodig van 1.6×10^8 V/m. (zie formules op blz. 3 - 17). Voor diamant is deze verboden band zelfs 6 eV.

Halfgeleiders

Is de verboden band smaller dan 3 eV (Fig.3.9.d.), dan blijkt uit de Fermi-Dirac verdeling, dat enkele elektronen voldoende thermische energie bezitten om de verboden band te overbruggen. In de onderste band, valentieband geheten, ontbreken dan enkele elektronen, terwijl men in de bovenste, geleidingsband geheten, enkele elektronen aantreft. Legt men nu een elektrisch veld aan, dan kunnen de elektronen in de geleidingsband versneld worden, omdat er voldoende energieniveaus beschikbaar zijn. Omdat er ook in de valentieband enige energieniveaus vrij zijn kunnen ook elektronen in de valentieband versneld worden en tot het elektrische geleidingsvermogen bijdragen.

Wordt de temperatuur verhoogd, dan wordt de Fermi-Dirac verdeling vlakker (Fig.3.8.) en bevinden zich meer elektronen in de geleidingsband en minder in de valentieband. Dit geldt voor een halfgeleider, zowel als voor een isolator, al is in het laatste geval het aantal elektronen zeer gering. Daar de soortelijke weerstand afneemt, naarmate er zich meer elektronen in de geleidingsband bevinden, is het duidelijk, waarom voor halfgeleiders en isolatoren de soortelijke weerstand ρ afneemt voor toenemende temperatuur. (Fig.3.1.)

In metalen hangt het aantal elektronen, dat aan het geleidingsproces deelneemt, niet af van de temperatuur en we zullen in eerste instantie

verwachten, dat de soortelijke weerstand van metalen onafhankelijk is van de temperatuur. Zoals we in het volgende hoofdstuk echter zullen zien, hangt de snelheid van de elektronen door het kristalrooster wel af van de temperatuur, zodat in tegenstelling tot de halfgeleiders de soortelijke weerstand van metalen toeneemt, indien de temperatuur verhoogd wordt.

Nu de kwantummechanische achtergrond van de verschillende geleidingsprocessen enigszins duidelijk is geworden, willen we, meer in detail, de verschillende eigenschappen bespreken.

3.4. Geleiders

Zoals aangegeven in Fig.3.9., ligt het Fermi-niveau in een metaal in een toegestane energiebend. Wordt een geleider in een elektrisch veld gebracht, dan zijn er genoeg lege energieniveaus beschikbaar, zodat de elektronen in het elektrische veld kunnen worden versneld. Na een zekere tijd vindt een botsing plaats met een storing in het kristalrooster, waarbij het elektron zijn in het veld opgenomen kinetische energie weer geheel afstaat. Het versnellingsproces begint nu weer opnieuw.

De elektrische stroom als gevolg van deze herhaalde versnellingsprocessen blijkt direkt evenredig te zijn met het elektrische veld. Dit empirische verband wordt de wet van Ohm genoemd en wordt als volgt geschreven:

$$j = \sigma E \quad (3.4.1.)$$

waarin σ het elektrisch geleidingsvermogen, j de stroomdichtheid en E het elektrische veld is. Hebben we een cilindrische staaf, met een lengte l en oppervlakte O van de doorsnede loodrecht op de stroomrichting, welke aangesloten is op een spanning V , dan ontstaat de konventionele vorm van de wet van Ohm:

$$V = IR$$

Daar $E = V/l$; $I = jO$ en $R = l/\sigma O$ vinden we bovenstaand verband tussen

de stroomdichtheid j en het elektrische veld E . Het verrassende nu is, dat hoewel het geleidingsproces een zeer gekompliceerd verschijnsel is, het elektrisch geleidingsvermogen σ onafhankelijk is van de grootte van het elektrische veld. Om dit te begrijpen, zullen we aan de hand van Fig.3.10. de beweging van de elektronen in een geleider nader bestuderen.

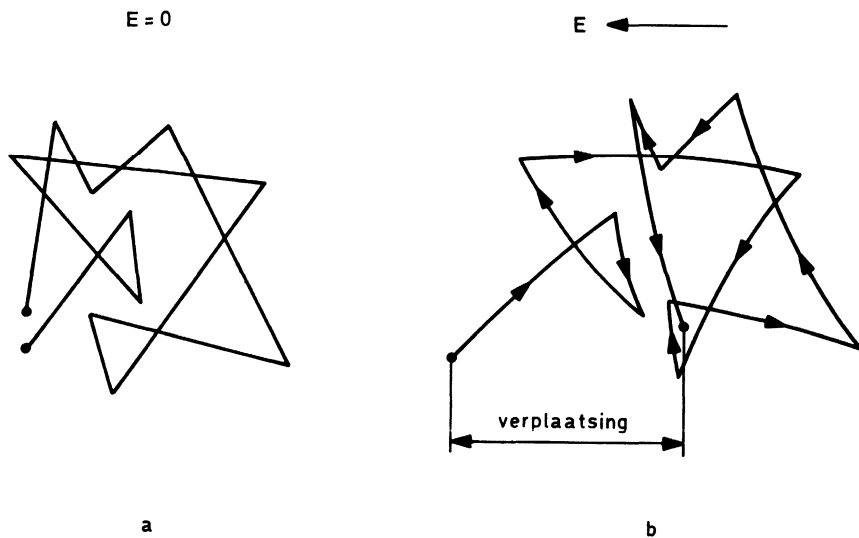


Fig.3.10. *Willekeurige bewegingen van een elektron in een metaal (a) zonder elektrisch veld en (b) met elektrisch veld*

Bij een van nul verschillende temperatuur zullen de elektronen in een kristal kinetische energiebezitten tengevolge van de wanordelijke warmtebeweging; deze energie ligt voor de voor het geleidingsproces verantwoordelijke elektronen in de buurt van de Fermi-energie, zodat geldt:

$$\frac{1}{2} m v^2 = W_f \quad (3.4.2.)$$

Bij kamertemperatuur bedraagt deze zgn. thermische snelheid ongeveer

$v = 10^6$ m/sek. De bewegingen zijn geheel willekeurig, zodat het elektron na een zekere tijd weer op zijn uitgangspunt zal terugkeren. Er treedt in geen enkele richting een gemiddelde elektronenstroom op. Leggen we een elektrisch veld aan, dan krijgen de elektronenbanen een parabolische vorm en treedt een netto elektronenstroom tegengesteld aan het elektrische veld op. De zgn. driftsnelheid v_d van de elektronen is zeer klein, voor koper is deze voor een elektrisch veld van 1 Volt/cm slechts 0,42 m/sek. De driftsnelheid is zeer veel kleiner dan de thermische snelheid van de elektronen. De gemiddelde tijd τ (voor koper is τ ongeveer 27×10^{-15} sek.) tussen twee botsingen van het elektron met een storing in het kristalrooster zal daarom bijna uitsluitend bepaald worden door de thermische snelheid en onafhankelijk zijn van de driftsnelheid en het aangelegde elektrische veld. Uit de mechanica kennen we de relatie:

$$F = m \cdot a \quad (3.4.3.)$$

waarin F de kracht is, uitgeoefend op een deeltje met massa m en a de resulterende versnelling is. Voor een elektron in een geleider hebben we:

$$F = eE, m = m_e^* \text{ en } a = \frac{dv}{dt}$$

zodat:

$$eE = m_e^* \frac{dv}{dt} \quad (3.4.4.)$$

Voor de massa van het elektron schrijven we m_e^* (de zogenaamde effectieve massa) om aan te geven, dat deze massa verschilt van de massa van het elektron in vacuüm. De correctie is nodig, om de invloed van het periodieke krachtenveld van het kristalrooster op de elektronenbeweging in rekening te brengen. In metalen is in tegenstelling tot de halfgeleiders het verschil tussen m_e^* en m_e niet al te groot, zo is voor aluminium $m_e^*/m_e = 0,97$, voor zink $m_e^*/m_e = 0,85$ en voor koper $m_e^*/m_e = 1,47$. Is t_0 de tijd na een botsing, dan zal de snelheid van het elektron gelijk zijn aan:

$$v(t_0) = \int_0^{t_0} a dt = \frac{eEt_0}{m_e^*} \quad (3.4.5.)$$

De snelheid van één elektron zal met de tijd variëren, zoals is aangegeven in Fig. 3.11. In dit model nemen we aan, dat na elke botsing de driftsnelheid tot nul gereduceerd wordt.

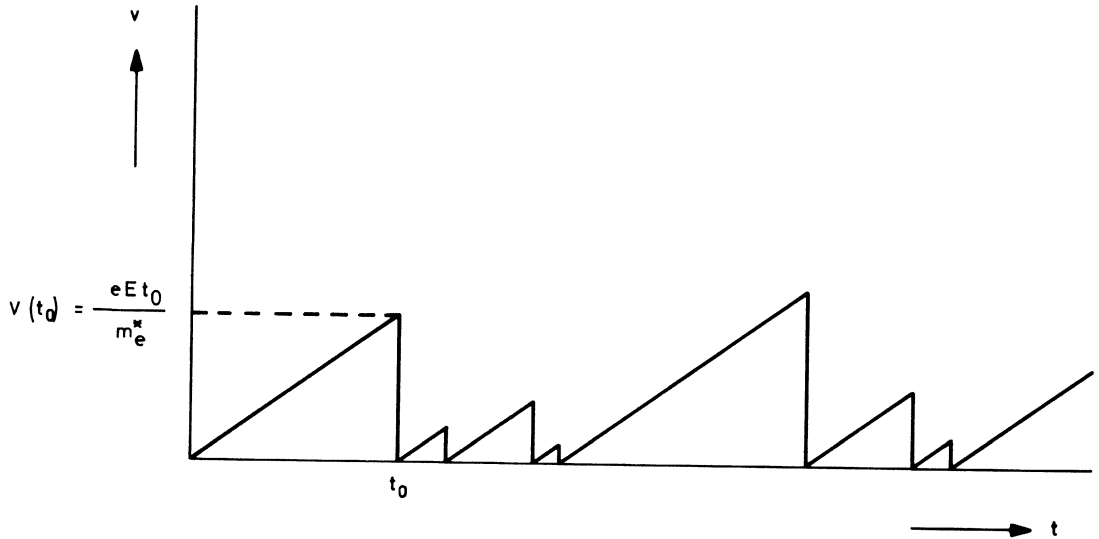


Fig.3.11. De snelheid van het elektron in een richting tegengesteld aan het elektrische veld als functie van de tijd

We zijn echter niet geïnteresseerd in de snelheid van één elektron, maar in de gemiddelde driftsnelheid van alle elektronen. Als τ de gemiddelde tijd is tussen twee botsingen, zal op een willekeurig ogenblik de "gemiddelde tijd na een botsing" voor alle elektronen ook τ zijn. Sommige elektronen zullen juist een botsing achter zich hebben, terwijl voor andere elektronen dit al veel langer dan τ geleden is. De gemiddelde driftsnelheid van alle elektronen is dan

$$\langle v_d \rangle = \frac{eE\tau}{m_e^*} = \mu E \quad *$$
(3.4.6.)

met

$$\mu = \frac{e\tau}{m_e^*}$$
(3.4.7.)

* zie referentie 11

De konstante μ heet de elektronenbeweeglijkheid. Voor de stroomdichtheid vinden we

$$j = Ne\langle v_d \rangle = Ne \mu E = \sigma E \text{ met } \sigma = Ne\mu \quad (3.4.8.)$$

waarin N de elektronendichtheid, e de lading van het elektron is. We zien, dat, indien de tijd τ en dus de beweeglijkheid μ niet afhangen van de elektrische veldsterkte, de driftsnelheid en dus de stroomdichtheid inderdaad evenredig zijn met de elektrische veldsterkte, d.w.z. dat de wet van Ohm geldig is. Voor metalen geldt de wet van Ohm ook voor zeer hoge veldsterkten, dit in tegenstelling tot de halfgeleiders, zoals Fig.3.12. laat zien.

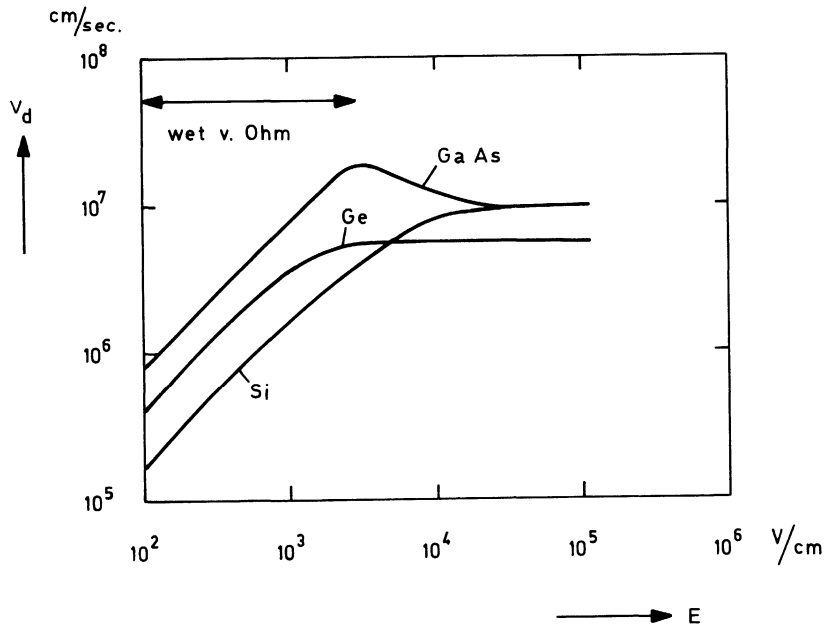


Fig.3.12. Driftsnelheid van elektronen als functie van het elektrisch veld voor zeer zuiver Si, Ge en GaAs. Voor elektrische velden groter dan 10^3 V/cm is μ veldafhankelijk en geldt de wet van Ohm niet meer

In de gebruikelijke halfgeleider-komponenten zijn de elektrische velden echter van dien aard, dat de wet van Ohm altijd van toepassing blijft. De elektrische weerstand van de vaste stof wordt veroorzaakt door het feit, dat gemiddeld het elektron na elke botsing de energie, opgenomen in het elektrische veld, weer verliest aan het kristalrooster in de vorm van warmte. De enige weerstand, die men in de praktijk meet, is een gevolg van verstoringen, die veroorzaakt worden door:

- a. thermische trillingen van atomen in het kristalrooster (bij 0 K is deze component nul)
- b. roosterfouten, zoals kristalgrenzen, dislokaties, vakatures en vreemde atomen en
- c. oppervlakte effecten. (de soortelijke weerstand van een dunne laag is hoger dan die van het materiaal zelf)

Het blijkt nu, dat men voor de soortelijke weerstand kan schrijven:

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{T}} + \rho_{\text{r}}$$

waarin ρ_{T} de temperatuurafhankelijke term (Fig.3.13) en ρ_{r} de temperatuur-onafhankelijke restweerstand (Fig.3.13) is. Men noemt dit verband de wet van Matthiesen (1864). Fig.3.13. toont de experimentele bevestiging van deze wet voor Cu-Ni legeringen, waarbij het Ni als een onzuiverheid is op te vatten.

De restweerstand ρ_{r} neemt af voor afnemend Ni gehalte en de soortelijke weerstand neemt lineair toe met de temperatuur. Deze toename is een gevolg van de groter wordende amplitude A van de roostertrilling voor hogere temperaturen. De botsingskans is evenredig met het kwadraat van de amplitude A. Verder is A^2 evenredig met de totale thermische vibratie-energie, welke weer evenredig is met de absolute temperatuur. Zodoende is ρ_{T} evenredig met de absolute temperatuur. Daar de restweerstand een maat is voor roosterfouten en verontreinigingen, wordt de weerstand van een materiaal bij de temperatuur van vloeibaar helium (4 K) gemeten, om de zuiverheid van het materiaal te controleren. Met de restweerstand methode kan men kleinere percentages verontreinigingen detekteren dan met de gebruikelijke fysische of chemisch-analytische methoden.

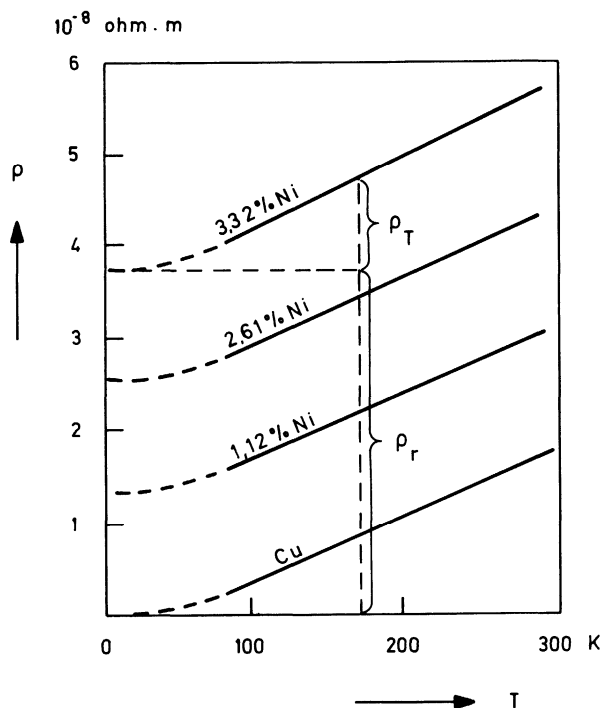


Fig.3.13. De soortelijke weerstand van Cu-Ni legeringen als functie van de temperatuur met het Ni-gehalte als parameter

Bij energietransport in de elektrotechniek is men vooral geïnteresseerd in geleiders met een kleine weerstand, terwijl men voor het maken van weerstanden juist geleiders met een grote soortelijke weerstand nodig heeft. De beste geleiders zijn zilver ($\rho = 1.6 \times 10^{-6}$ ohm cm), koper ($\rho = 1.7 \times 10^{-6}$ ohm cm), goud ($\rho = 2.2 \times 10^{-6}$ ohm cm) en aluminium ($\rho = 2.8 \times 10^{-6}$ ohm cm). Goud en zilver zijn te duur en te zwaar, terwijl aluminium mechanische nadelen heeft en bijv. moeilijk gesoldeerd kan worden. Daarom geniet koper voor bijna alle toepassingen de voorkeur. Alleen in de mikro-elektronika, waar andere eisen gesteld worden, wordt veel gebruik gemaakt van Au en Al.

Vooral bij kabels voor energietransport speelt het gewicht en de materiaalprijs een zeer belangrijke rol. Daar natrium erg licht is en bovendien, wat betreft het op aarde voorkomen, het zesde element en

daarom goedkoop is, heeft men in de U.S.A. proeven met 15 kV natrium kabels genomen. In tabel 3.2. ziet men, dat de kwaliteitsfaktor van natrium, welke het produkt van soortelijke weerstand, soortelijk gewicht en de prijs is, ongeveer 7 maal beter is dan die van koper.

TABEL 3.2.

Metaal	ρ (ohm cm)	soort. gewicht (g/cm^3)	prijs (\$ per kg)	kwal. faktor
koper	1.72×10^{-6}	8,89	0,80	12.2
aluminium	2.83×10^{-6}	2,70	0,54	4.1
natrium	4.88×10^{-6}	0,972	0,38	1.8

Het ernstige nadeel van natrium is, dat het heftig met water reageert onder het vormen van NaOH en dat daarom speciale afsluitingen van de kabels nodig zijn.

Weerstandsmaterialen worden in de elektrotechniek gebruikt voor het maken van weerstanden en verwarmingsspiralen. Men gebruikt legeringen met een hoge soortelijke weerstand zoals constantaan (55 % Cu, 45 % Ni) met een ρ van 49×10^{-6} ohm cm, manganine (86 % Cu, 2 % Ni, 12 % Mn) met $\rho = 43 \times 10^{-6}$ ohm cm nichroom (80 % Ni, 20 % Cr) met $\rho = 110 \times 10^{-6}$ ohm cm, koolstof en koolstoflegeringen en tinoxide (SnO_2). Grote weerstanden kan men ook maken door geleidende en isolerende materialen met elkaar te mengen. Een bekend voorbeeld is een materiaal, dat aangeduid wordt met de naam "cermet" en bestaat uit de isolator siliciumoxide (SiO) en het metaal chroom (Cr). Voor veel toepassingen is het zeer belangrijk, dat de weerstand weinig van de temperatuur afhangt.

De temperatuurscoëfficiënt van manganine is bijv. slechts $+10^{-5}/^\circ\text{C}$, wat betekent, dat voor 1°C temperatuursstijging de weerstand R verandert in $(1 + 0,00001)R$. Koolstofweerstand hebben een negatieve temperatuurscoëfficiënt tussen -150 en $-500 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Weerstand worden vooral in de vorm van dunne lagen gemaakt, zowel voor diskrete weerstanden als voor weerstandsnetwerken. Om de weerstand van een dunne laag aan te geven, maakt men gebruik van de term vierkantsweerstand. De weerstand van een vierkante laag met zijden groot a en dikte d is

$$R_{\square} = \rho \frac{l}{O} = \rho \frac{a}{d \cdot a} = \frac{\rho}{d}$$

De weerstand R_{\square} is onafhankelijk van a en daarom karakteristiek voor het weerstandsmateriaal. Zo is de weerstand van a), b), c), d) in Fig.3.14. respectievelijk R_{\square} , R_{\square} , $5R_{\square}$ en $0,2 R_{\square}$.

Algemeen is de weerstand van een rechthoek met zijden a en b , waarbij $b > a$ in de richting parallel aan b :

$$R_b = \frac{b}{a} R_{\square}$$

en in de richting parallel aan a :

$$R_a = \frac{a}{b} R_{\square}$$

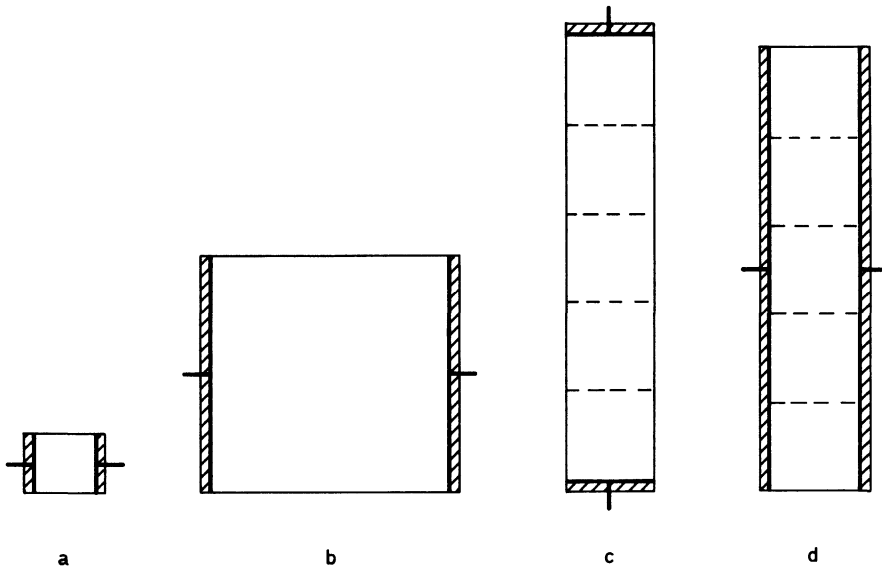


Fig.3.14. De weerstand van een laag wordt gekarakteriseerd door de vierkantsweerstand R_{\square} . De weerstanden van a), b), c) en d) zijn resp. R_{\square} , R_{\square} , $5R_{\square}$ en $0,2R_{\square}$.

3.5. Intrinsieke halfgeleiders

3.5.1. Inleiding

Het elektrisch geleidingsvermogen van halfgeleiders ligt bij kamertemperatuur, zoals blijkt uit tabel 3.1. en Fig.3.1., tussen die van de geleiders en die van de isolatoren. Zoals aangegeven in Fig.3.9., worden halfgeleiders, evenals isolatoren gekenmerkt door een verboden band. Meestal rekent men materialen met een bandafstand van 0 - 3 eV tot de halfgeleiders en materialen met een bredere verboden band tot de isolatoren. Bij 0 K zijn in een halfgeleider alle niveaus van de valentieband vol en alle niveaus van de geleidingsband leeg. Stroomdoorgang is niet mogelijk en de halfgeleider is bij 0 K in feite een goede isolator. Bij kamertemperatuur en niet al te brede band (daarom is de grens 3 eV), zal als gevolg van de thermische beweging een gedeelte van de elektronen uit de valentieband overgaan naar de geleidingsband. Omdat in de geleidingsband voldoende lege niveaus zijn, kunnen deze elektronen in een elektrisch veld energie opnemen en vindt een gering elektronentransport plaats, vandaar de naam halfgeleider. Bij zeer hoge temperatuur bevinden zich veel meer elektronen in de geleidingsband dan bij kamertemperatuur en neemt het materiaal het karakter aan van een geleider. Bovenstaande beschouwingen gelden alleen voor zeer zuivere materialen. Het elektrische geleidingsvermogen van halfgeleiders wordt namelijk sterk beïnvloed door het toevoegen van vreemde atomen en door kristalroosterafwijkingen. Men onderscheidt daarom intrinsieke en extrinsieke halfgeleiders. In vele intrinsieke halfgeleiders mogen slechts 1 op 10^9 vreemde atomen voorkomen, wat een zeer zware eis is.

De elementen die tot de intrinsieke halfgeleiders gerekend kunnen worden, zijn met hun bandafstand aangegeven in het "kleine" periodieke systeem van tabel 3.3.

De elementen Si en Ge zijn verreweg het beste bestudeerd en technisch ook de belangrijkste. In kolom IV is koolstof in de vorm van diamant een goede isolator, zijn Si en Ge halfgeleiders, is grauw tin iets tussen een metaal en een halfgeleider en zijn wit tin en lood geleiders. Het verschillend gedrag van de elementen in kolom IV komt voort uit de verschillende mate van binding in deze elementen. Diamant heeft de

TABEL 3.3. *Periodiek systeem met intrinsieke halfgeleiders*

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Li	Be	B 1.28	C	N	O	F	Ne
Na	Mg	Al	Si 1.10	P 2.1	α -S 2.6	Cl	Ar
Cu	Zn	Ga	Ge 0.72	As 1.2	Se 2.31	Br	Kr
Ag	Cd	In	α -Sn 0.08	Sb 0.11	Te 0.32	I	Xe
Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn

sterkste kovalente binding en daarom de kleinste interatomaire afstand (tabel 3.4.). Zoals we gezien hebben in Fig.3.6. neemt de breedte van de verboden band af voor groter wordende interatomaire afstand, wat in overeenstemming is met de resultaten van tabel 3.4.

TABEL 3.4. *Verband tussen interatomaire afstand en bandafstand*

Element	C(diamant)	Si	Ge	α -Sn (grauw)
Interatomaire afstand (\AA)	2.34	2.42	2.44	2.80
Verboden band	6.0	1.1	0.72	0.08

Behalve elementen kunnen ook verbindingen halfgeleidend zijn. Vele hebben een diamantstructuur en zijn van het kovalente bindingstype. De meeste verbindingen bestaan uit een driewaardig element uit kolom III en een vijfwaardig element uit kolom V; ook vele II - IV verbindingen zijn halfgeleidend. In tabel 3.5. is de bandafstand voor deze halfgeleiders gegeven. Ook verbindingen bestaande uit 3 elementen zoals CuAlS_2 of CuInSe_2 kunnen halfgeleidend zijn. Verder heeft men bij

sommige koolwaterstoffen halfgeleiding gekonstateerd.

TABEL 3.5. *Bandafstand van III-V en II-VI verbindingen*

III \ V	N	P	As	Sb	II \ VI	O	S	Se	Te
Al	-	3.00	2.40	1.70	Zn	3.2	3.7	2.3	2.1
Ga	3.34	2.40	1.38	0.77	Cd	3.0	2.4	1.7	1.45
In	-	1.25	0.35	0.27	(Pb)	2.3	1.4	0.35	0.28

De bandafstand kan met verschillende methoden bepaald worden, hiervan willen we hier de absorptiemethode kort toelichten. Brengen we een dun halfgeleiderplaatje in een bundel monochromatisch licht, dan zal dit plaatje het licht voor een groot gedeelte absorberen. De intensiteit van de bundel binnen het materiaal neemt exponentieel met de afstand af:

$$I(z) = I(0) \exp(-\alpha z)$$

waarin α de absorptiecoëfficiënt is, uitgedrukt in cm^{-1} .

Reduceren we de golflengte van het monochromatisch licht, dan zal bij een zekere golflengte λ_a het uitgezonden lichtkwant $h\nu_a$ groot genoeg zijn om elektronen uit de valentieband naar de geleidingsband te brengen en er treedt een duidelijke toename van de absorptiecoëfficiënt op (Fig.3.15.). Door nu deze golflengte λ_a te bepalen kan men, daar geldt, dat

$$W_{\text{band}} (\text{eV}) = h\nu_a = \frac{hc}{\lambda_a} = \frac{12,4 \times 10^3}{\lambda_a (\text{\AA})} \quad (3.5.1.)$$

waarin h de konstante van Planck en c de lichtsnelheid in vakuüm is, de bandafstand berekenen.

De methode is niet zonder bezwaren, vooral omdat de "absorptie kant λ_a " vaak niet zo duidelijk meetbaar is. Voor de bandafstand van de meer exotische halfgeleiders, treft men dan ook in de literatuur vaak zeer verschillende waarden aan. Voor Ge en Si ligt λ_a in het infrarood (18000 \AA en 12000 \AA resp.) terwijl voor CdS $\lambda_a = 5250 \text{ \AA}$ (groen) in het zichtbare spectrum ligt. CdS wordt daarom vaak voor elektrische belichtingsmeters gebruikt.

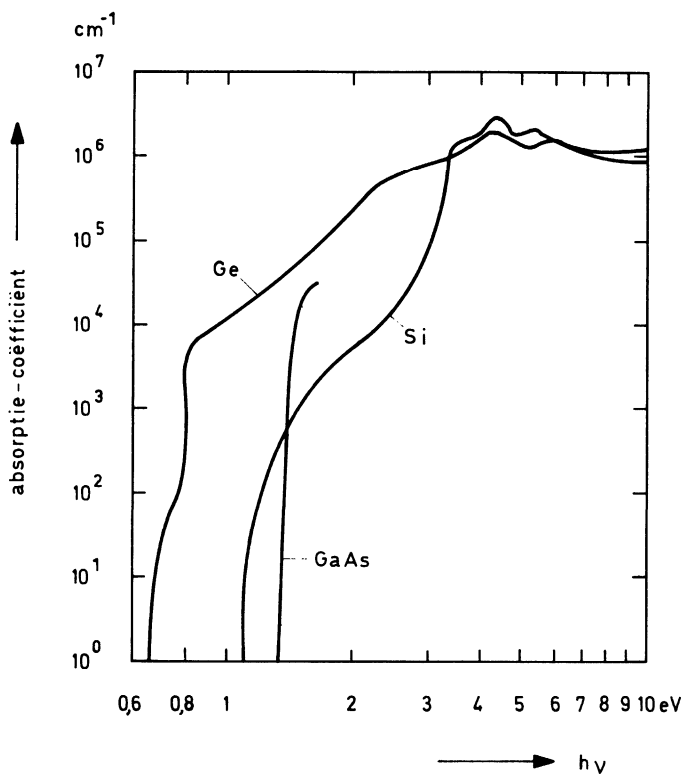


Fig.3.15. *Optische absorptie van germanium, silicium en gallium-arsenide bij kamertemperatuur als functie van de energie van het lichtkwant*

3.5.2. Elektronen en gaten

Zoals reeds opgemerkt, hebben de meeste halfgeleiders de kubische vlakken gecentreerde diamantstructuur (Fig.1.5.) en zijn van het kovalente bindingstype. Elk van de 4 elektronen in de buitenste schil van bijv. Si vormen een paar met één van de elektronen van een buuratoom in het rooster. Deze elektronen bevinden zich hoofdzakelijk tussen de atomen net als in het waterstofmolekuul (Fig. 3.2.b, f) en worden beschreven door één oplossing van de Schrödinger vergelijkingen; hun spins moeten dan ook antiparallel zijn. Bij kamertemperatuur is er een geringe kans, dat als gevolg van de

thermische vibratie een binding tussen 2 atomen wordt verbroken. In Si is deze kans 1 op $7 \cdot 10^{13}$ per seconde. Daar praktisch alle bindingen wel compleet zijn, kan het vrijgeworden elektron zich in het kristalrooster bewegen, zonder snel weer ingevangen te worden. In de bandentheorie zegt men dan, dat het elektron thermisch aangeslagen wordt en zich van de valentie naar de geleidingsband begeeft.

Een konsekwentie van het aanslaan van een elektron is, dat een inkomplete binding een zgn. "gat" achter blijft. Een elektron van een naburige binding kan naar de inkomplete binding verhuizen, daarbij op zijn oude plaats een nieuw gat kreërend. Dit kan zich weer herhalen, zodat het lijkt, alsof het gat zich door het kristalrooster verplaatst als een positief geladen deeltje. Zonder elektrisch veld zal deze gatenbeweging willekeurig zijn, zodat geen driftstroom resulteert. In een elektrisch veld echter bewegen de gaten zich in de richting van dit veld.

Indien in de halfgeleider geen verontreinigingen voorkomen, moet het aantal elektronen en gaten gelijk zijn. De thermische agitatie vormt altijd een gat en een elektron tegelijk, men noemt dit paarvorming. Wanneer een elektron bij zijn weg door het kristalrooster een gat treft, dan zullen ze beide als ladingdragers verdwijnen, dit proces noemt men rekombinatie. Bij elke temperatuur is de paarvorming gelijk aan de rekombinatie. Bij 0 K zijn beide processen gereduceerd tot nul.

3.5.3. Soortelijk geleidingsvermogen van intrinsieke halfgeleiders

In hoofdstuk 3.4. hebben we gezien, dat voor geleiders de volgende betrekking geldt:

$$\sigma = Ne\mu \quad (3.4.8.)$$

Hierin is N de elektronendichtheid, $-e$ de lading van het elektron en μ de elektronenbeweeglijkheid. Het is aannemelijk, dat voor halfgeleiders ook een dergelijk verband zal gelden, alleen moeten we nu rekening houden met het bestaan van twee soorten ladingdragers elektronen en gaten. We krijgen daarom:

$$\sigma = N_n e \mu_e + N_p e \mu_g \quad (3.5.2.)$$

met:

N_n = elektronendichtheid = aantal elektronen per volumeëenheid

N_p = gatendichtheid = aantal gaten per volumeëenheid

μ_e = elektronenbeweeglijkheid

μ_g = gatenbeweeglijkheid

Om σ te berekenen, moeten we de elektronendichtheid N_n en de gatendichtheid N_p kennen.

a. Elektronendichtheid

De elektronendichtheid in de geleidingsband N_n (Fig.3.16) is het produkt

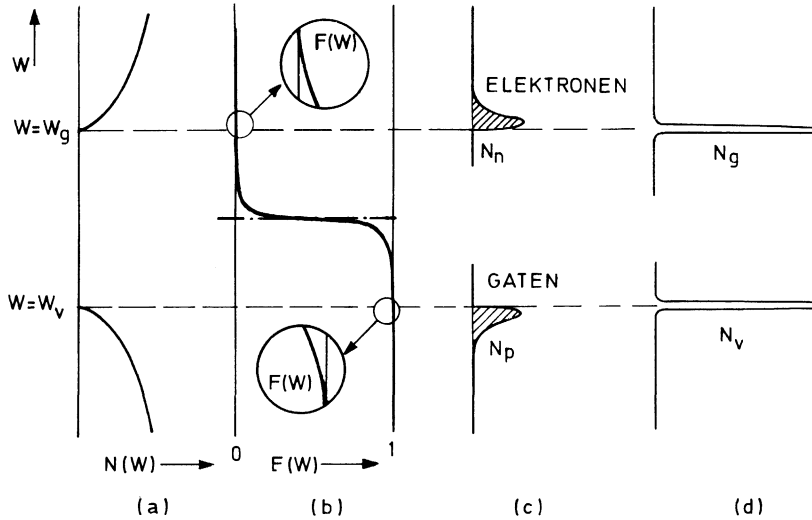


Fig.3.16. Schematische voorstelling van de factoren, welke de elektronen en gatendichtheid in een halfgeleider bepalen (a) energieniveaudichtheid $N(W)$, (b) Fermi-bezettingswaarschijnlijkheid $F(W)$ voor elektronen, (c) elektronen en gatendichtheid en (d) equivalente elektronen (N_g) en gaten niveaudichtheid (N_v)

van de energieniveaudichtheid $N(W)$ en de Fermi-bezettingswaarschijnlijkheid $F(W)$ (zie hoofdstuk 3.3.) en wel geïntegreerd over de geleidingsband

$$N_n = \int_{W_g}^{\infty} N(W)F(W)dW$$

Men kan afleiden (het zou echter te ver voeren, dat hier te doen)*, dat voor de energieniveaudichtheid $N(W)$, d.w.z. het aantal niveaus, welke door elektronen bezet kunnen worden geldt:

$$N(W) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{8m_e^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (W - W_g)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.3.)$$

Hierin is m_e^* de effectieve massa van het elektron, h de konstante van Planck en W_g het laagste niveau van de geleidingsband. Voor $W = W_g$ is $N(W) = 0$, de vorm van $N(W)$ is een parabool, zoals geschetst in Fig.3.16.a.

Een elektron in een halfgeleiderkristal moet ook voldoen aan de Schrödinger vergelijkingen van dat makroskopische systeem. Voor $W = W_g$ is er geen oplossing en daarom is de energieniveaudichtheid $N(W) = 0$. Voor hogere W neemt het aantal oplossingen van de Schrödinger vergelijkingen met de wortel van de energie toe en leidt tot de parabool van Fig.3.16.a.

De bezettingswaarschijnlijkheid is, daar elektronen beschreven worden door de Fermi-Dirac verdeling:

$$F(W) = \frac{1}{1 + e^{(W-W_f)/kT}} \quad (3.3.1.)$$

en daar $(W-W_f) \gg kT$, kunnen we schrijven:

$$F(W) = e^{-(W-W_f)/kT}$$

We vinden nu:

$$N_n = \int_{W_g}^{\infty} \frac{\pi}{2} \left(\frac{8m_e^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (W - W_g)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-(W-W_f)/kT} dW \quad (3.5.4.)$$

en

$$N_n = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-(W_g-W_f)/kT} = N_g \cdot e^{-(W_g-W_f)/kT} \quad (3.5.5.)$$

N_g (geleidingsband) heet de equivalente niveaudichtheid

* zie referentie 12

b. Gatendichtheid

We kunnen eenzelfde berekening uitvoeren voor gaten. Een gat is een onbezet energieniveau. De waarschijnlijkheid, dat een niveau niet bezet is, is $1 -$ de kans, dat het wel bezet is. Deze kans $F(W)$ dus:

$$F_{\text{onbezet}}(W) = 1 - F_{\text{bezet}}(W) = 1 - \frac{1}{1 + e^{(W-W_f)/kT}} = \frac{e^{(W-W_f)/kT}}{1 + e^{(W-W_f)/kT}} = \frac{1}{e^{(W_f-W)/kT} + 1} \quad (3.5.6.)$$

Daar W een energieniveau is in de valentieband en W_f halverwege de verboden band ligt (we zullen dat nog bewijzen) is $W_f - W \gg kT$. Hieruit volgt, dat

$$F_{\text{onbezet}}(W) = e^{-(W_f-W)/kT}$$

De gatendichtheid N_p is

$$N_p = \int_0^{W_v} N(W) F_{\text{onbezet}}(W) dW$$

W_v is het hoogste energieniveau in de valentieband, $N(W)$ is weer een parabool en

$$N_p = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-(W_f-W_v)/kT} = N_v \cdot e^{-(W_f-W_v)/kT} \quad (3.5.7.)$$

Hier is N_v (valentieband) weer de equivalente niveaudichtheid, maar nu voor de valentieband.

c. Produkt $N_n N_p$

Vermenigvuldigen we N_n met N_p , dan krijgen we:

$$N_n N_p = N_g N_v e^{-(W_g-W_v)/kT} = N_g \cdot N_v e^{-W_{\text{band}}/kT} \quad (3.5.8.)$$

waarin W_{band} de breedte is van de verboden band. In een intrinsieke halfgeleider moet het aantal elektronen en gaten gelijk zijn, dus:

$$N_n = N_p = N_i \text{ en } N_n N_p = N_i^2 \text{ (intrinsiek)} \quad (3.5.9.)$$

Interessant is, dat N_i niet van het Fermi-niveau W_f afhangt, maar alleen van de breedte van de verboden band:

$$N_i = \sqrt{N_g N_v} e^{-W_{\text{band}}/2kT} \quad (3.5.10.)$$

Bij kamertemperatuur vinden we voor germanium:

$$N_i = 2.4 \times 10^{13} / \text{cm}^3$$

en voor silicium:

$$N_i = 1.5 \times 10^{10} / \text{cm}^3$$

Daar er ongeveer 5×10^{22} atomen per cm^3 in Si en Ge zijn, zien we, dat slechts een zeer klein gedeelte van de kovalente bindingen bij kamertemperatuur verbroken zijn! Vergeleken met een geleider, waar het aantal elektronen van dezelfde grootte orde is als het aantal atomen, is een halfgeleider dus een zeer slechte geleider.

d. Plaats van het Fermi-niveau in een intrinsieke halfgeleider

De plaats van het Fermi-niveau in een intrinsiek materiaal vindt men uit het feit, dat N_n gelijk aan N_p moet zijn,

$$N_g \cdot e^{-(W_g - W_f)/kT} = N_v \cdot e^{-(W_f - W_v)/kT} \quad (3.5.11.)$$

Nemen we aan, dat $m_e^* \approx m_p^*$ dan is:

$$-(W_g - W_f) = -(W_f - W_v)$$

en

$$W_f = \frac{W_g + W_v}{2} \quad (3.5.12.)$$

In een intrinsieke halfgeleider ligt het Fermi-niveau dus halverwege de verboden band (Fig.3.16.), In het voorafgaande, hebben we aangenomen, dat $W_g - W_f \gg kT$ en $W_f - W_v \gg kT$ golden. Voor Si is de verboden band 1.1 eV en $|W_g - W_f| = |W_f - W_v| = 0,55$ eV, en de waarde kT is

slechts 0,0259 eV

zodat blijkt, dat de bovenstaande benaderingen zijn toegestaan.

Voor het elektrisch geleidingsvermogen σ_i van een intrinsieke halfgeleider kunnen we nu schrijven:

$$\sigma_i = N_n e \mu_e + N_p e \mu_g \quad (3.5.2.)$$

$$\sigma_i = N_i e (\mu_e + \mu_g) = \sqrt{N_n N_p} e^{-W_{band}/2kT} e^{(\mu_e + \mu_g)} \quad (3.5.13.)$$

$$\sigma_i = 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_p^*)^{\frac{3}{4}} e^{-W_{band}/2kT} e^{(\mu_e + \mu_g)} \quad (3.5.14.)$$

De temperatuurafhankelijkheid van een intrinsieke halfgeleider wordt door de exponentiële term overheerst. De $T^{\frac{3}{2}}$ term verandert relatief langzaam t.o.v. de e-macht term. Verder is uit de literatuur bekend,* dat de beweeglijkheid van elektronen en gaten in een intrinsieke halfgeleider afnemen, indien de temperatuur verhoogd wordt. Dit is evenals in geleiders (zie hoofdstuk 3.4.) een gevolg van de toename van de roostertrillingen bij hogere temperaturen.

Zetten we nu $\ln \sigma$ tegen $1/T$ uit voor Si en Ge, dan vinden we zoals te verwachten is een rechte lijn (Fig.3.17.)

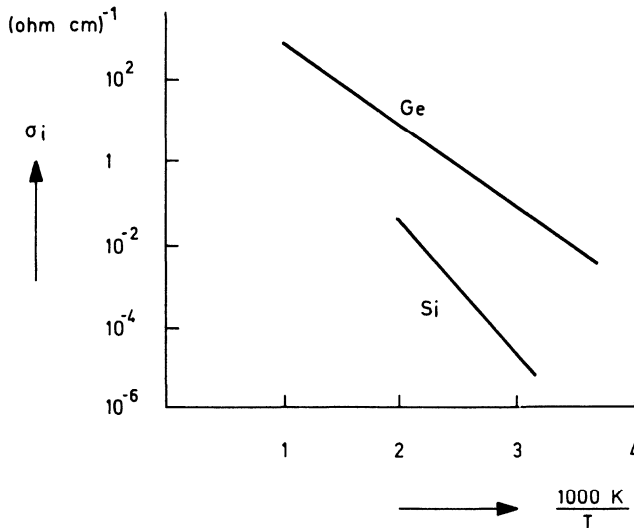


Fig.3.17. *Temperatuurafhankelijkheid van het soortelijk geleidingsvermogen σ_i van de intrinsieke halfgeleiders Si en Ge*

* zie referentie 13

Voor eenzelfde temperatuur is σ_i van Ge groter dan de σ_i van Si, omdat de verboden band in Si breder is dan die in Ge en deze in de bovenstaande relatie voor σ_i , in de exponentiële term voorkomt.

3.6. Extrinsicieke halfgeleiders

3.6.1. Donor en acceptorniveaus

Het elektrische geleidingsvermogen van halfgeleiders kan sterk beïnvloed worden door het toevoegen van verontreinigingen. Vervangt men bijvoorbeeld 1 op de 10^5 Si atomen in een Si kristal door een boor (B) atoom, dan wordt het elektrisch geleidingsvermogen van Si 10^3 maal groter. Daar het zeer moeilijk is om zeer zuivere materialen te maken, zal bij kamertemperatuur het geleidingsvermogen hoofdzakelijk bepaald worden door de aanwezige verontreinigingen; we spreken dan van extrinsicieke halfgeleiders.

Men onderscheidt twee soorten verontreinigingen, donoren en acceptoren. Een donor is een atoom uit de vijfde kolom van het periodiek systeem, bijv. P, As en Sb. Deze elementen zijn vijfwaardig. De elektronenconfiguratie van de buitenste schil van deze elementen is resp. $3s^2 3p^3$, $4s^2 4p^3$ en $5s^2 5p^3$. Stel dat in een Si-kristal één Si-atoom vervangen is door een donor atoom. Vier van de vijf valentie-elektronen van het donoraatoom zullen dan aan de kovalente binding deelnemen en daarom sterk gelokaliseerd zijn halverwege tussen de atomen, zoals schematisch is aangegeven in Fig.3.18.a.

Het vijfde elektron van het donoraatoom is niet nodig voor de kovalente binding en kan zich tamelijk vrij in het kristalrooster verplaatsen. Alleen bij 0 K bevindt het vijfde elektron zich dicht bij het donor-atoom. Daar vijfwaardige elementen extra elektronen leveren, worden ze donoren genoemd.

Elementen uit de derde kolom zoals B, Al en Ga met elektronenconfiguraties in de buitenste schil van $2s^2 2p^1$, $3s^2 3p^1$, $4s^2 4p^1$ kunnen ook in het Si rooster worden opgenomen (Fig.3.18.b.).

De kovalente binding in Si vindt plaats d.m.v. vier valentie-elektronen, de vreemde driewaardige atomen brengen echter slechts drie valentie-elektronen mee, één plaats blijft onbezet en we noemen dit een gat. Deze toestand is bij 0 K stabiel. Verhogen we echter de

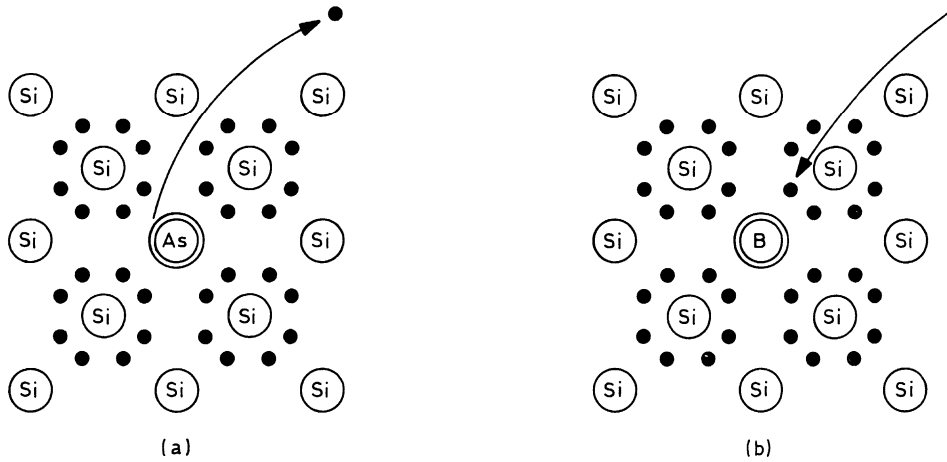


Fig.3.18. *Schematische weergave van een (a) donortoom en een (b) acceptortoom in een Si kristalrooster. De zwarte punten stellen de valentie-elektronen voor*

temperatuur, dan kan een kovalente binding tussen naburige Si atomen verbroken worden en kan het daarbij vrijkomende elektron zich naar het vreemde atoom begeven om daar de viervoudige kovalente binding compleet te maken. Op de plaats, waar de verbinding verbroken is, ontstaat dan een nieuw gat. Dit gat kan op zijn beurt ook weer opgevuld worden door een naburig elektron. Driewaardige vreemde atomen leveren gaten en worden daarom acceptoren genoemd.

Het energieniveau van de donor atomen W_d ligt vlak onder het laagste energieniveau van de geleidingsband W_g (Fig.3.19.a), het acceptorniveau W_a juist boven de valentieband W_v (Fig.3.19.b).

In tabel 3.6. wordt het gedeelte van het periodiek systeem rondom de halfgeleiders Si en Ge getoond met de bindingsenergie van de donoren ($W_g - W_d$) en acceptoren ($W_a - W_v$) in Si.

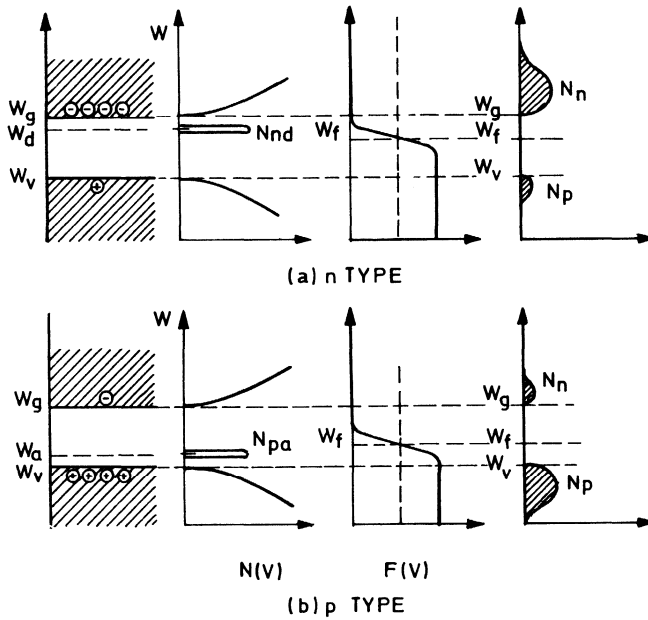


Fig.3.19. Bandenstructuur, Fermi-niveau en ladingdragersdichtheid in (a) n-type en (b) p-type halfgeleider

TABEL 3.6. Acceptor- en donorniveaus in Si

III acceptor (eV)	IV halfgeleider	V donor (eV)
B 0,045	C	N -
Al 0,057	(Si)	P 0,044
Ga 0,065	Ge	As 0,049
In 0,16	Sn	Sb 0,039
Tl 0,26	Pb	Bi 0,067

Donor gedoopt silicium wordt n-type silicium genoemd, omdat de ladingdragers hoofdzakelijk uit elektronen bestaan, de elektronen zijn hier de meerderheids-ladingdragers en de gaten de minderheids-ladingdragers.

In vergelijking tot de verboden band in Si van 1.1. eV is de afstand van het acceptorniveau tot het bovenste energieniveau in de valentieband en de afstand van het donorniveau tot het onderste energieniveau van de geleidingsband relatief gering. Voor bijv. het laatste geval, laat zich dat als volgt plausibel maken. Vervangt men een Si atoom door een P atoom, dan wordt één elektron niet gebruikt voor de kovalente binding. Het elektron blijft bij zeer lage temperatuur in de buurt van het positief geladen P-ion. Het donor-atoom kan met het waterstofatoom vergeleken worden, waar immers ook één elektron aangetrokken wordt door één positief geladen proton. Het enige verschil is, dat het donor-ion en het vijfde elektron zich bevinden in een Si omgeving met een diëlektrische konstante $\epsilon_r = 12$. De energie van het eerste elektron in waterstof kan berekend worden met de onjuiste Bohr-Sommerfeld of de juiste Schrödinger theorie (hoofdstuk 1.1.) en blijkt gelijk te zijn aan:

$$W_n = - \frac{e^4 m}{n^2 8 \epsilon_0^2 h^2} = - 13,6 \text{ eV} \quad (3.6.1.)$$

waarin $-e$ de lading van het elektron, m de massa van het elektron, ϵ_0 de diëlektrische konstante en h de konstante van Planck is. Het hoofdkwantumgetal n is voor het 1s elektron van waterstof gelijk aan 1.

Om de bindingsenergie van een elektron tot het donor-atoom in een Si omgeving te berekenen, moeten we daarom in bovenstaande uitdrukking ϵ_0^2 vervangen worden door $\epsilon_r^2 \epsilon_0^2$; de bindingsenergie wordt dan:

$$W_g - W_d = \frac{13,6}{144} = 0,09 \text{ eV}$$

Deze waarde is van dezelfde orde van grootte als de waarden in tabel 3.6. De afwijkingen zijn een gevolg van het feit, dat de effectieve massa m^* van het elektron verschilt van het elektron in vacuüm en dat de voorstelling van het periodieke Si rooster door een continuüm met $\epsilon_r = 12$ toch wat te primitief is.

3.6.2. Soortelijk geleidingsvermogen van extrinsieke halfgeleiders

Om het soortelijk geleidingsvermogen te berekenen is het nodig het aantal elektronen in de geleidingsband en het aantal gaten in de valentieband te kennen. Deze aantallen hangen weer sterk af van de plaats van het Fermi-niveau. In een intrinsieke halfgeleider ligt het Fermi-niveau halverwege de verboden band. Voegt men nu donor-atomen toe, dan zal het aantal elektronen in de geleidingsband toenemen. Dit heeft tot gevolg, dat het Fermi-niveau ook omhoog gaat. Het toevoegen van acceptor-atomen verlaagt juist het Fermi-niveau. Omdat een Si-kristal elektrisch neutraal is, moet het aantal elektronen in de geleidingsband N_n gelijk zijn aan de som van de gaten N_p in de valentieband en het aantal geïoniseerde donor atomen N_d

$$N_n = N_p + N_d \quad (3.6.2.)$$

De aantallen N_n en N_p hebben we reeds in hoofdstuk 3.5.3. berekend, zodat ons rest N_d te berekenen. De kans, dat een donor-atoom geïoniseerd is, d.w.z. dat een elektron op het donorenergieniveau ontbreekt, is gelijk aan 1 min de kans dat het elektron er wel is, dus

$$F_d = 1 - F(W_d) = 1 - \frac{1}{\frac{1}{2} e^{(W_d - W_f)/kT} + 1} \quad (3.6.2.)$$

In deze formule voor $F(W_d)$ komt een factor $\frac{1}{2}$ voor, dit in tegenstelling tot de formule voor de Fermi-verdeling, gebruikt in hoofdstuk 3.5.3. Dit heeft de volgende oorzaak. In de kovalente binding moeten de twee bindingselektronen tussen de twee Si-atomen antiparallelle spins hebben. De kans, dat een willekeurig elektron rekombineert met een gat is 50%, omdat slechts in de helft van de gevallen het aankomende elektron een spin heeft antiparallel aan het zich reeds tussen de Si-atomen bevindende elektron. Bovengenoemde restrictie is niet van toepassing op elektronen, welke donorniveaus bezetten. Het vijfde elektron, dat niet aan een kovalente binding meedoet, kan beide spinrichtingen innemen en heeft dus tweemaal zoveel mogelijkheden als het gebonden elektron. Dit leidt tot de factor $\frac{1}{2}$ in bovengenoemde verdeling. Het aantal geïoniseerde donor-atomen is:

$$N_d = F_d N_{nd} = N_{nd} \frac{1}{1 + 2e^{(W_f - W_d)/kT}} \quad (3.6.3.)$$

met N_{nd} gelijk aan het aantal elektronen, dat maximaal op het donorniveau aanwezig kan zijn. Gezien de herkomst van deze elektronen is het logisch, dat N_{nd} gelijk is aan het aantal donor atomen.

De neutraliteitsvoorwaarden kunnen we nu als volgt schrijven:

$$N_g e^{W_f - W_g/kT} = N_v e^{W_v - W_f/kT} + N_{nd} \frac{1}{1 + 2e^{(W_f - W_d)/kT}} \quad (3.6.4.)$$

waarbij we opmerken, dat het Fermi-niveau W_f hier anders ligt dan in het geval van de intrinsieke halfgeleider.

Deze vergelijking is niet op een eenvoudige manier op te lossen en daarom bekijkt men drie speciale gevallen: a) hoge, b) kamer en c) zeer lage temperatuur.

a. Als we aannemen, dat de temperatuur zeer hoog is, dan zal het aantal elektronen in de geleidingsband, dat afkomstig is uit de valentieband zeer veel groter zijn dan het maximaal mogelijke aantal elektronen N_{nd} uit het donorniveau. De laatste term van de bovenstaande neutraliteitsvoorwaarde kunnen we in dit geval verwaarlozen en het materiaal is zo goed als intrinsiek en er geldt dan, zoals afgeleid in hoofdstuk 3.5.3.

$$N_n = N_p = N_i = \sqrt{N_v N_g} e^{-W_{band}/2kT} \quad (3.5.10.)$$

Voor het Fermi-niveau vinden we

$$W_f = \frac{W_v + W_g}{2}$$

Het Fermi-niveau bevindt zich zoals in een intrinsiek materiaal halverwege de verboden band.

Het is duidelijk, dat naarmate de donor-atoomconcentratie groter is, de temperatuur, waarbij het materiaal zich intrinsiek gaat gedragen hoger is. Eén en ander is in de bovenste helft van Fig.3.20. geïllustreerd. Ook voor de acceptor-niveaus in een p-type Si is eenzelfde redenering mogelijk. Het gedrag is dan gespiegeld, zoals in de

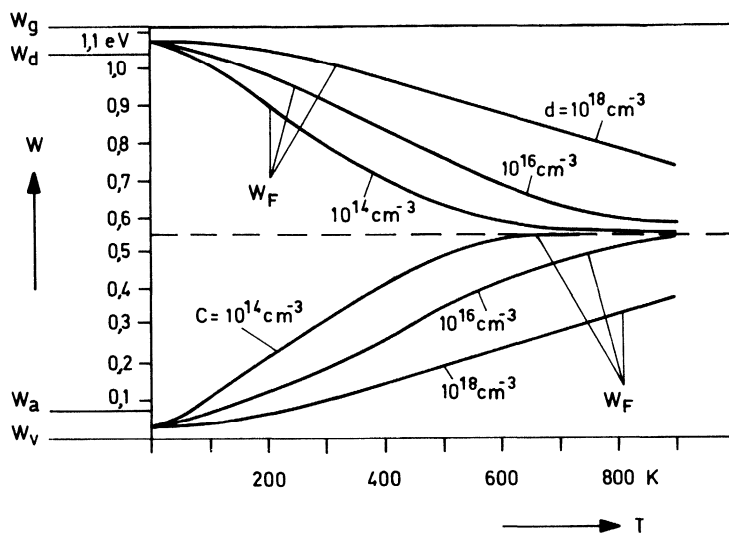


Fig.3.20. Plaats van Fermi-niveau W_f in de verboden band voor Si als functie van de temperatuur en de dopstoffen-koncentratie C

onderste helft van Fig.3.20 is aangegeven.

De elektronendichtheid N_n als functie van de temperatuur is weergegeven in Fig.3.21.

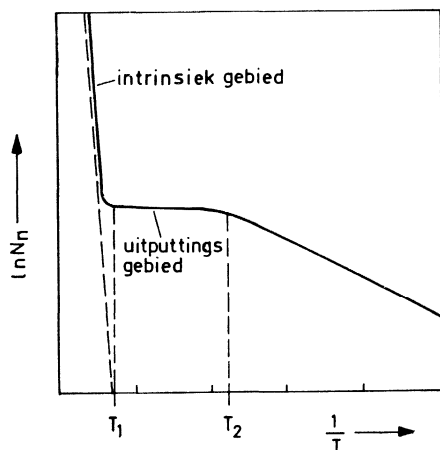


Fig. 3.21. Schematische weergave van de elektronendichtheid als functie van de temperatuur in een n-type halfgeleider

Voor hoge temperaturen (links in de figuur) vinden we een rechte lijn voor het verband tussen $\ln N_n$ en $1/T$, welke karakteristiek is voor het intrinsieke gebied (zie ook Fig.3.17.).

- b. Bij niet al te hoge temperatuur (kamertemperatuur) is het mogelijk, dat net alle donor-atomen geïoniseerd zijn, maar dat $N_d \gg N_p$, d.w.z. het aantal geïoniseerd donor-atomen veel groter is, dan het aantal gaten in de valentieband. Dan is

$$N_n = N_d = N_{nd}$$

wat wil zeggen, dat het aantal elektronen in de geleidingsband gelijk is aan het aantal donor-atomen. Dit geldt niet voor één temperatuur, maar voor een geheel temperatuurgebied, uitputtingsgebied geheten, (zie Fig.3.21.). Het Fermi-niveau bevindt zich iets onder het donor-niveau. Het blijkt, zonder dat hier te bewijzen, dat:

$$W_f = W_g - kT \ln \frac{N_g}{N_{nd}} \quad (3.6.5.)$$

- c. Voor zeer lage temperaturen is het mogelijk, dat slechts een deel van de donor-atomen geïoniseerd is. In de literatuur wordt aangetoond, dat dan

$$W_f = \frac{W_g + W_d}{2}$$

Het Fermi-niveau ligt halverwege de onderkant van de geleidingsband en het donor-energieniveau, zoals aangegeven in Fig.3.20., geheel links in de figuur. Voor een p-type halfgeleider geldt, dat het Fermi-niveau halverwege ligt tussen de bovenkant van de valentieband en het acceptor-niveau.

Voor het aantal elektronen in de geleidingsband vinden we:

$$N_n = \sqrt{N_g N_{nd}/2} e^{-(W_g - W_d)/2kT} \quad (3.6.6.)$$

wat niet onlogisch is, als we deze uitdrukking vergelijken met die voor N_n in het intrinsieke geval (hoofdstuk 3.5.3.a.).

Resumerend zien we, dat voor lage temperaturen het Fermi-niveau in n-type silicium halverwege het donorniveau en het onderste geleidingsbandniveau ligt. Voor hogere temperatuur daalt het Fermi-niveau onder het donorniveau, terwijl voor nog hogere temperaturen het n-silicium zich gaat gedragen als een intrinsieke halfgeleider met het Fermi-niveau halverwege de verboden band.

Voor de toepassingen van halfgeleiders is het belangrijk, dat het aantal ladingdragers niet al te sterk afhangt van de temperatuur. In Fig.3.21. is deze afhankelijkheid geschetst. Voor Si en Ge ligt de kamertemperatuur tussen T_1 en T_2 , d.w.z. dat bij normale temperatuur het aantal ladingdragers gelijk is aan het aantal donoratomen en dus tamelijk onafhankelijk is van de temperatuur. Bij een temperatuur T_1 begint het intrinsieke en voor toepassingen zeer ongunstige gebied. Hoe breder de verboden band in een halfgeleider is, des te hoger zal T_1 zijn. Zo is voor Ge met een $W_{\text{band}} = 0,7 \text{ eV}$, $T_1 \approx 100 \text{ }^\circ\text{C}$, voor Si met $W_{\text{band}} = 1,1 \text{ eV}$ is $T_1 \approx 200 \text{ }^\circ\text{C}$ en voor diamant met $W_{\text{band}} = 6 \text{ eV}$ is $T_1 \approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$. Omdat $T_1(\text{Si}) > T_1(\text{Ge})$ gebruikt men vandaag bijna uitsluitend het meer stabiele silicium. Voor het soortelijk geleidingsvermogen geldt de volgende relatie:

$$\sigma = N_n e \mu_e + N_p e \mu_g \quad (3.5.2.)$$

Voor een n-type silicium in het uitputtingsgebied is $N_n = N_{nd}$ en N_p zeer klein, we hebben dan:

$$\sigma = N_{nd} e \mu_e$$

Het soortelijk geleidingsvermogen σ is indien μ_e een konstante is, evenredig met de donoratoomconcentratie en dit maakt het mogelijk op een relatief eenvoudige wijze σ te veranderen. In Fig.3.22. is als illustratie de soortelijke weerstand ρ ($\rho = \frac{1}{\sigma}$) uitgezet als functie van de doopstoffenconcentratie voor een n-type Si. Beide parameters zijn logaritmisch uitgezet, zodat een ruwweg rechte lijn het resultaat is. De afwijking van de rechte lijn is een gevolg van het feit, dat de beweeglijkheid μ_e ook een functie van de doopstoffenconcentratie is.

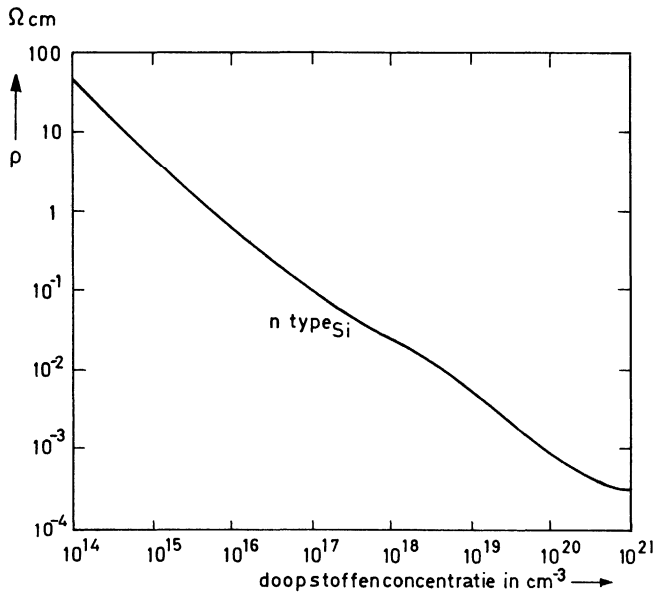


Fig.3.22. Soortelijke weerstand ρ van n-type silicium als functie van de dopstoffenconcentratie bij kamertemperatuur

3.7. Mikroelektronika

3.7.1. Inleiding

In de mikroelektronika bouwt men een schakeling, zoals een versterker, schuifregister e.d. niet op uit afzonderlijk componenten, zoals transistoren, weerstanden, spoelen e.d., maar zijn deze elementen tezamen verkregen door een siliciumplaatje of een isolerend substraat te onderwerpen aan een groot aantal processtappen. Het gebied der mikroelektronika bestaat uit een aantal deelgebieden zoals aangegeven in Fig.3.23. Geïntegreerde silicium schakelingen, ook wel kristalschakelingen of monolieten genoemd, worden gekenmerkt door het feit, dat zowel de actieve componenten (transistor) als de passieve componenten (weerstand, condensator, diode) in het Si-plaatje tegelijk worden vervaardigd.

Hybride schakelingen daarentegen bestaan uit een substraat, waarop passieve componenten d.m.v. een aantal specifieke processtappen worden aangebracht en waaraan naderhand de actieve componenten, welke met de

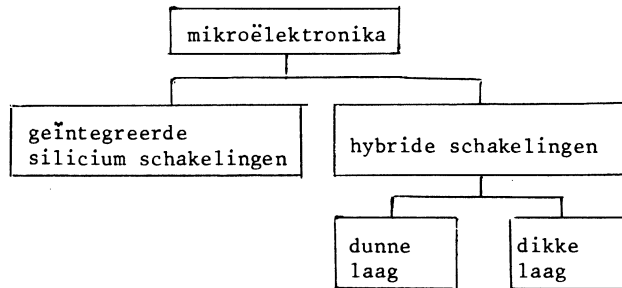


Fig.3.23. *Overzicht mikroëlektronika*

gebruikelijke Si-technologie worden vervaardigd, met behulp van soldeer- of lastechnieken worden toegevoegd.

In de afgelopen tien jaar zijn beide soorten geïntegreerde schakelingen intensief bestudeerd, waarbij aanhangers van de verschillende technieken vaak fel tegenover elkaar stonden. Nu de storm wat geluwd is, blijken de technieken niet concurrerend te zijn, maar elkaar uitstekend aan te vullen. Schakelingen, welke goedkoop moeten zijn en waar de toleranties minder belangrijk zijn, worden uitsluitend vervaardigd met behulp van de siliciumtechnologie.

Dunne laag schakelingen daarentegen worden voor professionele toepassingen, zoals bijvoorbeeld in weerstandsnetwerken, gebruikt, waar de toleranties belangrijker zijn dan de prijs.

Dikke lagen werden aanvankelijk gebruikt om op een zeer goedkope en eenvoudige manier hybride schakelingen te maken, waar de transistoren later aan toegevoegd werden. De huidige ontwikkeling laat zien, dat er een tendentie bestaat om i.p.v. de transistoren, gehele Si-geïntegreerde schakelingen te monteren. De dikke-laag-techniek wordt dan gebruikt om op een goedkope manier een aantal Si-schakelingen tot een systeem te verenigen.

In de volgende hoofdstukken zullen de verschillende technieken kort worden beschreven, voor de verschillende hierbij tersprake komende componenten wordt verwezen naar andere kolleges* en de literatuur.

* J. Davidse: "Grondslagen van de elektronica"1 en 2

3.7.2. Geïntegreerde schakelingen

Dit gebied laat zich verdelen in twee groepen:

- a. schakelingen met bipolaire componenten; de term bipolair duidt aan, dat zowel meerderheids- als minderheidsladingdragers belangrijk zijn bij het functioneren van de componenten.
- b. schakelingen gemaakt met de MOS (metal-oxide-semiconductor) techniek, waar alleen meerderheidsladingdragers belangrijk zijn.

Daar vele processtappen voor beide soorten schakelingen gelijk zijn, zullen we ze niet afzonderlijk behandelen. Voor de fabricage van Si-schakelingen zijn een groot aantal verschillende technieken zoals kristalgroei, diffusie, fotolithografie etc., nodig, welke we hier in het kort de revue laten passeren.

a. Kristalgroei

Voor het vervaardigen van halfgeleider componenten is monokristallijn Si nodig. De bekendste methode om Si-éénkristallen te maken is die van Czochralski (Fig.3.24). Bij deze methode wordt silicium in een edelgas

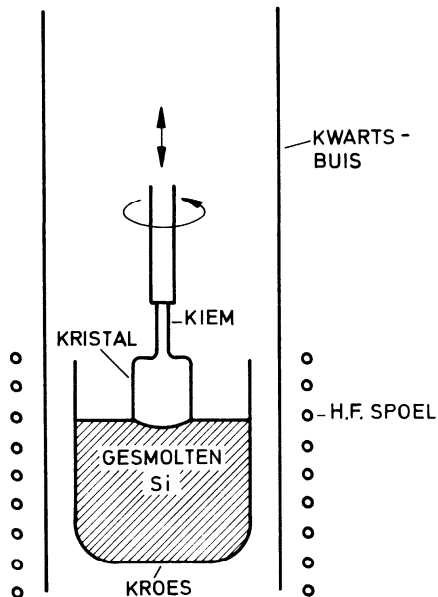


Fig.3.24. Schematische voorstelling van de Czochralski-methode

atmosfeer in een kroes d.m.v. hoogfrequent verwarming gesmolten. Vervolgens wordt een klein zuiver Si-éénkristalletje in het gesmolten Si gedompeld en er al ronddraaiend weer langzaam (1 mm/min) uitgetrokken. Is de temperatuur van het Si zeer konstant, dan kan men met deze methode éénkristallijne staven met bijv. een diameter van 2,5 cm en een lengte van 25 cm vervaardigen.

b. Zagen en polijsten

De Si-staven worden met behulp van een ringvormige diamantzaag, waarbij de binnenrand de snijkant is, in plakken gezaagd. Daar het oppervlak van de Si-schijven hierna nog veel te ruw is, worden ze in een aantal stappen mechanisch gepolijst onder gebruikmaking van steeds fijner diamantpoeder. De laatste polijststap is meestal chemisch. De plaatjes hebben tenslotte een dikte van 200 μ en een spiegelend oppervlak.

c. Epitaxie

De zo geprepareerde Si-plakken kunnen nu gebruikt worden voor de fabricage van de diverse componenten en schakelingen. In vele gevallen echter zal men eisen stellen t.a.v. de soortelijke weerstand en de dikte van de plak, waaraan met bovenstaande en volgende processtappen niet gemakkelijk kan worden voldaan. Men maakt dan gebruik van het epitaxiale groeiproces (Fig.3.25.).

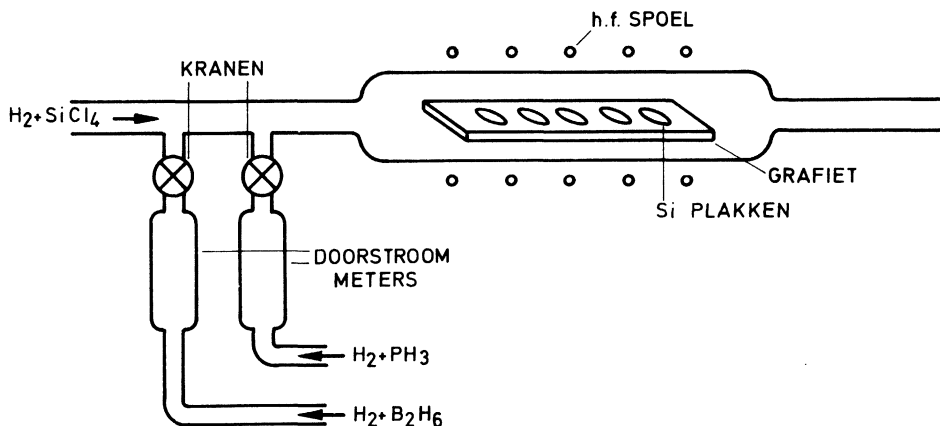
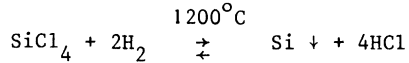


Fig.3.25. *schematische voorstelling van een epitaxie-reaktor*

In de kwartsbuis brengt men de zorgvuldig geëtte Si-plakken op 1200°C d.m.v. hoogfrequent verhitting. Langs de Si-plakken laat men een mengsel van waterstof en silicium tetrachloride SiCl_4 stromen, als gevolg waarvan Si neerslaat op de Si-plak. De epitaxiale groei berust op de reactie:



Indien de procesparameters goed worden gekozen, zal de nieuwe laag monokristallijn zijn en precies overeenstemmen met het kristalrooster van het Si-plaatje. Om het geleidingstype en het geleidingsvermogen in te stellen voegt men nog andere gassen toe aan SiCl_4 . Voor een n-type epitaxie gebruikt men fosfine (PH_3), voor een p-type epitaxie diboraan (B_2H_6). Daar deze twee gassen ook boven het Si-plaatje ontleden, worden fosfor- en boor-atomen in de Si-epitaxiale laag ingebouwd.

d. Oxydatie

Teneinde de gewenste componenten op het Si-plaatje te kunnen vervaardigen is het nodig om op het plaatje in bepaalde gebiedjes het geleidingstype en het geleidingsvermogen te veranderen. Dit vindt plaats d.m.v. oxydemaskering. In een opstelling zoals geschetst in Fig.3.26 laat men zuurstof

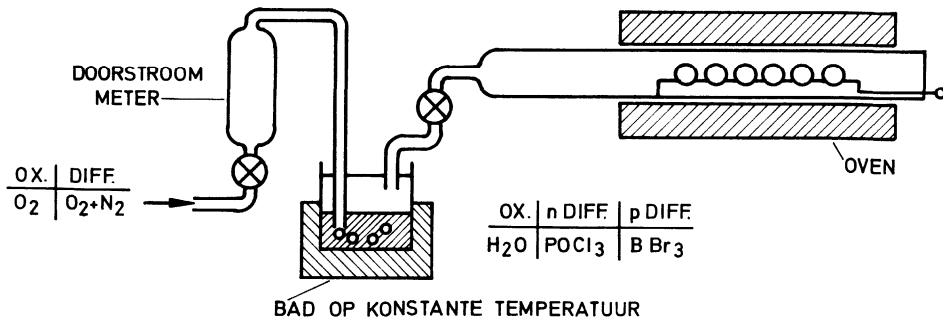


Fig.3.26 Schematische weergave van oxydatie-en diffusie-opstelling

eventueel direkt (droge oxydatie) of via een waterbad (natte oxydatie) over de Si-plakken strijken, welke op een temperatuur van circa 1200°C

zijn gebracht in een oven. Er vormt zich een SiO_2 -laag op het Si, met een dikte afhankelijk van de temperatuur, tijd en wijze van oxyderen. (Vb. natte oxydatie, watertemperatuur 80°C , oventemperatuur 1200°C , 10 min geven ongeveer 10.000 \AA SiO_2). Deze SiO_2 -laag is, indien hij dik genoeg is, een effectieve barriere voor de gebruikelijke doopstof-atomen. Etst men vensters in het SiO_2 , dan zal in een later te bespreken diffusiestap alleen in het Si door deze vensters diffusie van doopstofatomen optreden, terwijl het geleidingsvermogen van het Si onder het SiO_2 na de diffusie onveranderd is.

e. Fotolithografie

De gaten in het SiO_2 worden vervaardigd, met behulp van fotolithografische technieken. De eerste tekening van bijv. de emitter-openingen wordt vergroot niet op papier, maar op een materiaal, rubilith geheten, aangebracht. Rubilith bestaat uit een harde witte en zachte rode plastic laag. De rode laag wordt d.m.v. een scherp mesje op een precisie tekenapparaat (koördinatograaf) gesneden en uit de gaten verwijderd. De rubilith tekening wordt ongeveer 20 maal verkleind op voor rood licht ongevoelige HR (high resolution) -platen. Veelal vervaardigt men enige honderden identieke schakelingen tegelijk op één Si-plak, we hebben daarom maskers nodig met een groot aantal identieke configuraties. Deze maskers maakt men met zgn. "step and repeat" -kamera's. De HR-plaat met het origineel wordt (bijv. 10 maal) gereduceerd afgebeeld op een nieuwe HR-plaat. Na de belichting wordt de tweede HR-plaat bijv. 1 mm in x- of y-richting verschoven, net zo lang tot er bijv. honderd identieke beeldjes zijn gevormd. De zo gevormde plaat kan nu gebruikt worden om de vensters in de SiO_2 -laag te vervaardigen. Zoals aangegeven in Fig.3.27. wordt de geoxydeerde Si-plak bedekt met een dun laagje lichtgevoelige lak. In een uitrichtapparaat wordt het fotomasker op de Si-plak gedrukt en met UV belicht. In een fotolak-ontwikkelaar wordt de ongewenste lak verwijderd. Men onderscheidt negatief en positief werkende fotolakken. Gebruikt men een negatieve lak (KTRF: Kodak thin film resist) dan zal het onbelichte gebied in de ontwikkelaar oplossen, gebruikt men een positieve lak (AZ 1350, Shipley), dan juist het belichte gebied. De zo behandelde Si-plak wordt nu in een SiO_2 -etsmiddel (fluorwaterstof) gebracht. De fotolak maskeert het etsproces. Nadat het SiO_2 op de gewenste plaatsen is weggeëtst - zie Fig.3.27. - wordt het voor de SiO_2 - etst achtergebleven lakmasker verwijderd en resteren er de openingen, waar-

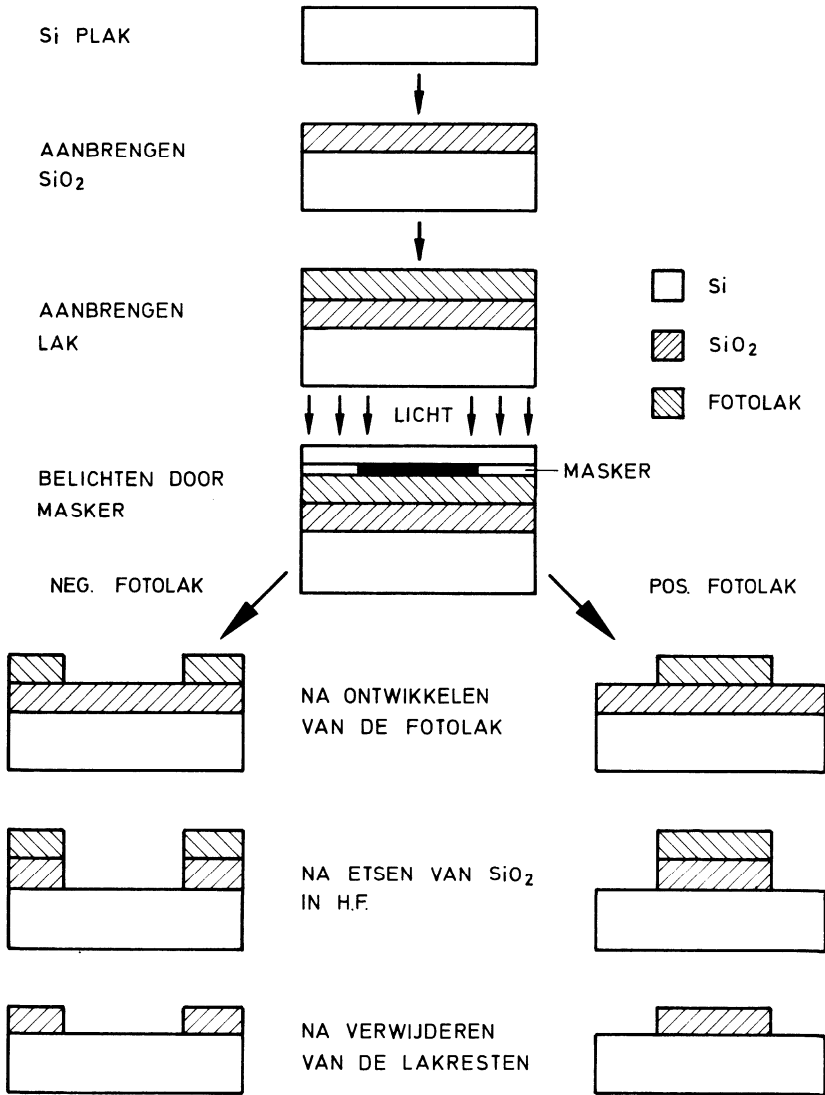


Fig.3.27. Schematische voorstelling van het fotolithografische proces

door de diffusie kan plaats vinden. Tijdens de fabricage van de schakeling, wordt de processtappenserie: oxydatie, fotolak-bedekking, fotolak-belichting, fotolak-ontwikkeling en oxyde etsen enige malen herhaald.

f. Diffusie

De diffusie vindt plaats in een opstelling, die identiek is aan die, welke gebruikt wordt voor de oxydatie (Fig.3.26.). Men leidt een mengsel van O_2 en N_2 door een vloeibare doopstoffenbron zoals $POCl_3$ voor een n-type diffusie en BBr_3 voor een p-type diffusie en vervolgens over de op een hoge temperatuur (bijv. $1100^\circ C$) gebrachte Si-plakken. De doopstofatomen diffunderen in het Si daar waar geen SiO_2 is. Het diffusieprofiel is een functie van de temperatuur en de diffusietijd en wordt veelal empirisch bepaald. Door nu enkele malen de cyclus te herhalen, kunnen zo de verschillende componenten in de planaire geïntegreerde schakelingen techniek vervaardigd worden. In Fig.3.28. is aangegeven, hoe dit voor een npn-transistor op een

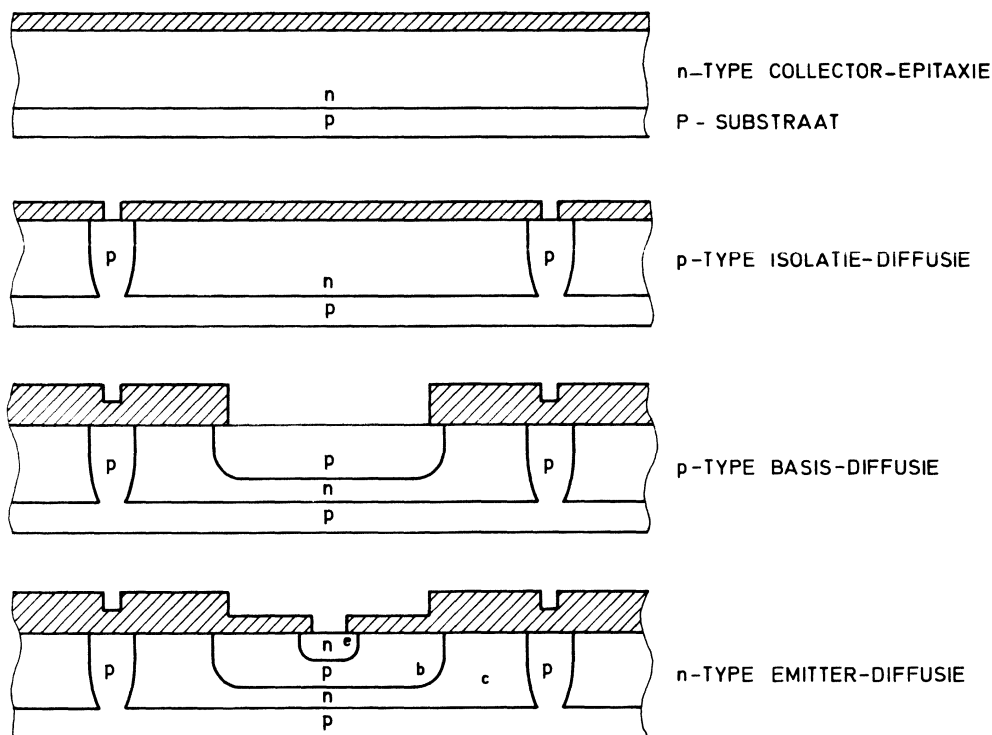


Fig.3.28. Vervaardiging van een planaire npn-transistor

p-substraat gebeurt. Men gaat uit van een n-type epilaag op een p-substraat. De eerste diffusie (p-type) dient meestal om de verschillende componenten elektrisch van elkaar te scheiden en heet isolatie-diffusie. De n-kollektor epilaag vormt met het p-substraat en de p-isolatie-kanalen een pn-overgang, welke in de sperrichting wordt ingesteld door het p-substraat aan de meest negatieve spanning aan te sluiten. De volgende p-type diffusie dient om het basisgebied te vormen. Het diffusieprofiel is zodanig, dat zoals geschetst in Fig. 3.29. op een afstand x_{bc} de concentratie van de p-type doopstoffen

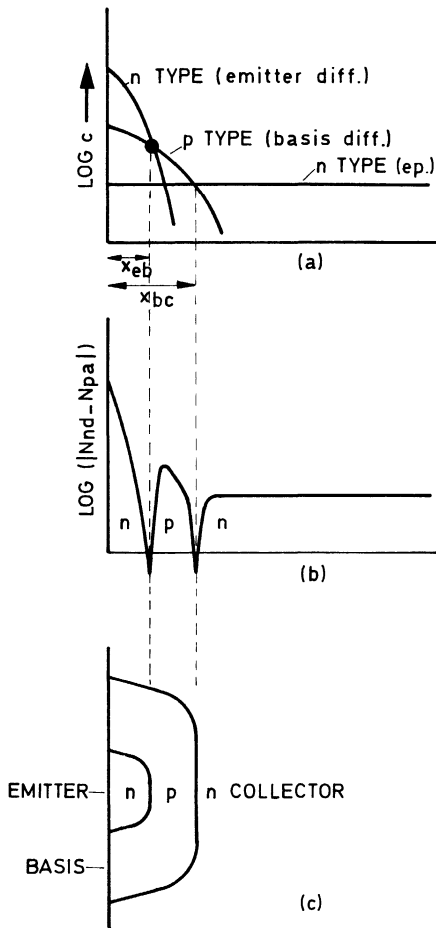


Fig.3.29. Schematische weergave van concentratie c , ladingdragersconcentratie ($N_{nd} - N_{pa}$) en n-en p-gebieden in een planaire transistor

gelijk is aan de concentratie van de n-type dopstoffen in de epilaag.

De ladingdragersconcentratie is gelijk aan $|N_{nd} - N_{pa}|$, daar de elektronen als gevolg van de donor-atomen niet in de geleidingsband komen maar de gaten t.g.v. acceptor-atomen opvullen. In een volgende stap wordt met behulp van de fotomaskeertechniek een gat in de SiO_2 -laag gemaakt voor de n-type emitter diffusie. De concentratie en het profiel zijn zodanig, dat op de afstand x_{eb} de n en p-type dopstoffen elkaar weer compenseren. In Fig.3.29.b. is de resulterende ladingdragersconcentratie aangegeven en de vorming van de n, p en n-gebieden in een transistor geïllustreerd.

g. Metallisatie

Nadat alle diffusies zijn uitgevoerd moet men nog contacten maken en de componenten onderling verbinden. Dit wordt bijna altijd gerealiseerd door het opdammen van metalen in vacuüm. De gebruikelijke metalen zijn aluminium en goud. In een vacuümklok, zoals schematisch is weergegeven in Fig.3.30., wordt het metaal verhit in een kroesje, waardoor het ver-

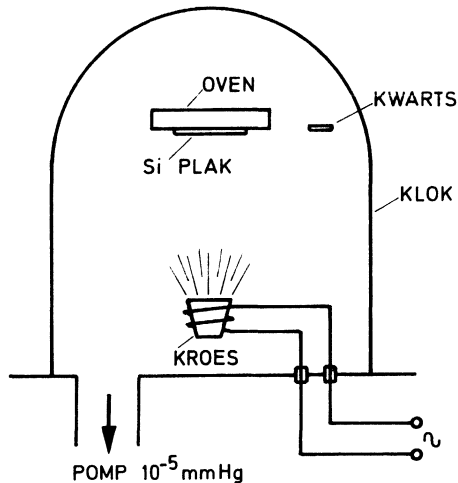


Fig.3.30. Schematische weergave van het opdamproces

dampt en neerslaat op de veel koudere klokwand en ook op het Si-plaatje, dat meestal op $200-400^{\circ}\text{C}$ wordt gehouden door een verwarmingselement. De dikte van de laag kan men tijdens het opdammen bepalen, door de verande-

ring van de resonantie-frekwentie van een kwartskristalplaatje te meten. De frekwentie neemt af naarmate de massa van het plaatje als gevolg van de opgedampte laag toeneemt, Gebruikelijke laagdikten zijn een paar duizend Å. De gehele Si-plak wordt met het metaal bedekt en het is nodig het overbodige materiaal met een fotolithografische stap te verwijderen. Belangrijk is, dat de verschillende metaalkontakten op de emitter, basis of kollektor gebiedjes ohms karakter hebben, d.w.z., dat de stroomspanningskarakteristiek een rechte lijn is. Het is daarom vaak nodig, de kontakten nog een temperatuurbehandeling te laten ondergaan, als gevolg waarvan het contactmetaal met de onderliggende halfgeleider legeert.

h. Componenten

Met behulp van bovenstaande technieken is het mogelijk alle componenten uit de elektronica zowel afzonderlijk, als onderdeel van een geïntegreerde schakeling te fabriceren. De belangrijkste componenten zijn afgebeeld in Fig.3.31. De reeds beschreven npn transistor op p-substraat

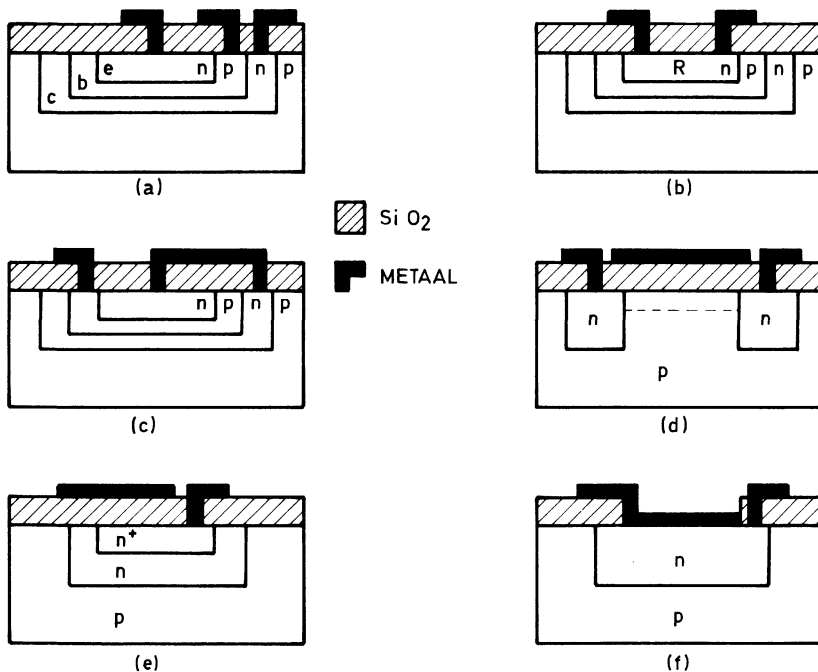


Fig.3.31. Diverse componenten uit de mikroëlektronika (a) npn-transistor (b) Weerstand, (c) diode, (d) MOSFET, (e) kondensator, (f) Schottky-diode

is weergegeven in (a), (b) is een weerstand, (c) is een diode, waarbij de kollektor en de emitter verbonden zijn om de pn-kapaciteit te verdubbelen, (d) is een zgn. MOSFET, dit actieve element bestaat uit twee np-diodes in serie met de doorlaatrichtingen antiparallel. De metaal elektrode op het SiO_2 vormt met het p-materiaal een condensator, een positieve spanning zal een dun n-kanaal onder het SiO_2 induceren, (e) is een condensator, waar het metaal en het n^+ (de + slaat op een extra zwaar gedoteerd gebied) de elektroden en het SiO_2 het diëlektrikum vormt, (f) is een zgn Schottky-diode, welke bestaat uit een geschikt metaal direkt opgedampt op de halfgeleider.

i. Afwerking

Nadat alle processtappen zijn uitgevoerd, beschikken we over een Si-plak, waarop een groot aantal identieke geïntegreerde schakelingen zich bevinden. Met behulp van een testapparaat, waarvan het belangrijkste deel een kop met een groot aantal testpennen is, worden de individuele schakelingen getest. Met behulp van een inktpen worden de schakelingen gemerkt, welke niet aan het testprogramma voldoen. In een volgende stap worden de schakelingen van elkaar gescheiden door tussen de gebiedjes met een diamant te krassen en dan het plaatje met behulp van een rubberrol in een groot aantal stukjes kristal te breken ($\approx 1 \text{ mm}^2$). Het wordt hierna vastgezet op de bodem van een houder. Deze bevat een groot aantal pennen voor het contact met de buitenwereld. Met behulp van een miniatuur koudlasapparaat (Fig.3.32) worden de contactvlakken op het Si-plaatje verbonden met de pennen d.m.v. zeer dunne gouddraden (20μ). Met de waterstofvlam worden eerst kleine contactbolletjes aan de gouddraad gesmolten, die dan m.b.v. het capillair op het contactvlak van het voorverwarme Si-kristalplaatje worden gedrukt. Het capillair wordt hierna omhoog en tevens in horizontale richting verplaatst, totdat het zich boven een pen van het huisje bevindt. Door de capillair naar beneden te drukken wordt het gouddraadje aan de pen gelast. De houder wordt nu afgesloten met een dekseltje of gevuld met een kunststof. Een voorbeeld van een eenvoudige geïntegreerde schakeling, verkregen met bovenstaande serieprocesstappen is samen met het bijbehorende principe schema weergegeven in Fig.3.33.

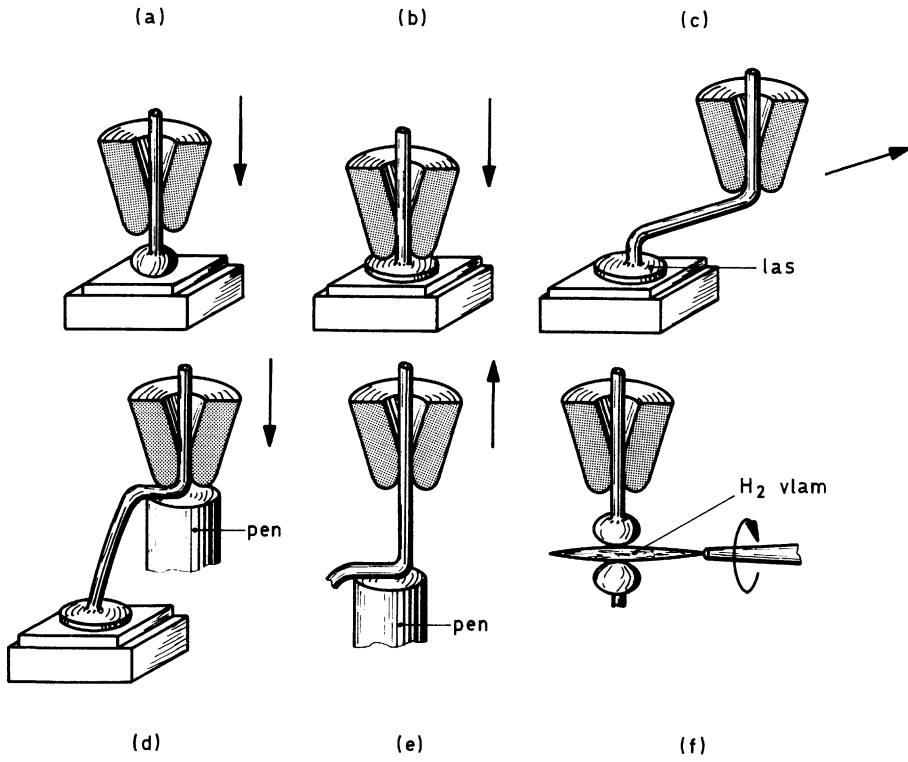


Fig.3.32. Bolhechting

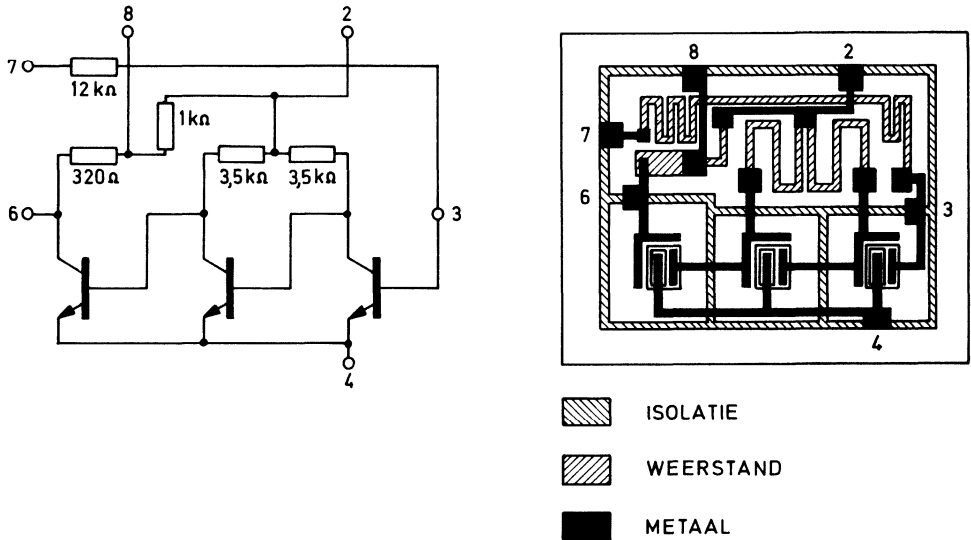


Fig.3.33. Schematische weergave van een geïntegreerde laagfrequent drietraps versterker (Siemens TAA 111): 3) ingang, 6) uitgang, 8) voeding, 2) aansluiting externe ontkoppelcondensator, 4) aarde, 7) aansluiting voor externe terugkoppeling

3.7.3. Hybride schakelingen

3.7.3.1. Dunne laag schakelingen

Het is moeilijk om in geïntegreerde Si schakelingen elementen in te bouwen, die zeer veel energie dissiperen, die bij hoge frequenties moeten werken of die aan zeer kleine toleranties moeten voldoen. Bovendien is het moeilijk om grote capaciteitswaarden te bereiken om van spoelen maar niet te spreken. Een dunne laag schakeling bestaat meestal uit een substraat van glas of Al_2O_3 , waarop men de passieve componenten d.m.v. opdampen door maskers of door opdampen en een fotolithografisch proces vervaardigt. Deze processen zijn in principe identiek aan die gebruikt bij de fabricage van de Si schakelingen. Voor de vervaardiging van dunne laag schakelingen heeft men behoefte aan een groter aantal verschillende materialen, elementen, zowel als verbindingen, als bij de Si schakelingen. Vele van deze materialen laten zich echter niet op een

eenvoudige wijze opdampen. Bijvoorbeeld omdat het smeltpunt te hoog is, zoals bij tantaal (Ta) of wolfram (W) of omdat bij een verbinding de verschillende componenten een ongelijke opdamsnelheid hebben en het opgedampte laagje niet dezelfde samenstelling heeft als het uitgangsmateriaal. Om toch deze "moeilijkere" materialen te kunnen neerslaan, gebruikt men het zgn. sputteren (kathode verstuiving). Hierbij wordt het uitgangsmateriaal gebruikt als een schijf, die men bombardeert met argonionen met energieën van 100 - 10.000 eV. Hierbij vindt momentoverdracht plaats en worden de atomen van het uitgangsmateriaal uit het rooster geslingerd. Bij de voor metalen gebruikelijke techniek onderhoudt men tussen de te bombarderen kathode en de rest van het vakuümsysteem een spanning van enige duizenden volts bij een gasdruk van ongeveer 10^{-2} mm Hg (Fig.3.34.)

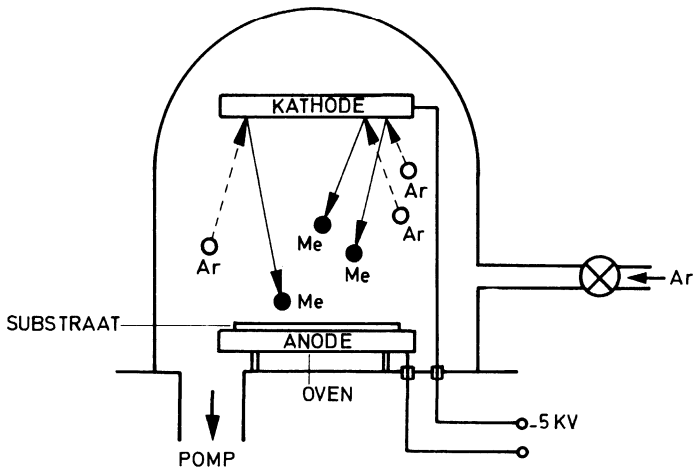


Fig.3.34. Schematische weergave van het sputterproces

Om diëlektrika te sputteren gebruikt men een wisselspanning van ongeveer 1 MHz.

3.7.3.2. Dikke laag schakelingen

De dikke laag techniek is ontwikkeld in een tijd toen de betrouwbaarheid van de Si-schakelingen nog te wensen overliet. De dikke laag techniek, welke veel goedkoper is dan de dunne lagen techniek en toch een redelijke nauwkeurigheid van de componenten garandeert, maakt gebruik van het zgn. zeefdruk-procédé.

Bij het zeefdrukken houdt men een zeef op een bepaalde afstand boven het substraat en drukt men een pasta door de gaatjes van de zeef. De zeef wordt, voordat de pasta wordt aangebracht, met behulp van een fotolithografisch proces gedeeltelijk dicht gemaakt. De door zeefdruk gefabriceerde structuren worden gesinterd en daarna eventueel met mikro-zandstralen of vonketsen getrimd.

Voor de verschillende componenten worden verschillende pasta's gebruikt. Voor geleiders gebruikt men zilver, goud, platina-goud, palladium-goud en palladium-zilver. Voor weerstandsmateriaal worden mengsels van palladium, palladium-oxyde, zilver en glas gebruikt. Voor condensatoren met lage capaciteitswaarden kan men glas gebruiken, voor hogere waarden gebruikt men mengsels met hogere diëlektrische constanten (ferroëlektrika). Men kan diëlektrische constanten van 100 - 1000 halen.

Als gevolg van de enorme ontwikkeling en vooruitgang op het gebied van de Si-schakelingen is de dikke laag techniek weer wat minder belangrijk geworden. Als substraat voor het opnemen van een groot aantal Si-schakelingen en voor speciale goedkope toepassingen zoals bij de auto-elektronika, blijft de dikke laag structuur echter van belang.

3.8. Supergeleiders

3.8.1. Inleiding

Nadat in 1898 Dewar erin geslaagd was waterstof vloeibaar te maken bij 20,4 K, was het edelgas He het enige nog overgebleven gas, dat men nog niet in de vloeibare toestand had kunnen brengen. Dit lukte 10 jaar later in 1908 de Nederlander Kamerlingh Onnes aan de Universiteit van Leiden. Helium wordt vloeibaar bij 4.2 K ($0\text{ K} = -273\text{ }^{\circ}\text{C}$). De thermodynamika leert, dat de arbeid nodig om lage temperaturen te maken ongeveer evenredig is met $\ln T$. Het is daarom onmogelijk het absolute nulpunt te bereiken. De laagste temperatuur, die gerealiseerd is, is

0,00001 K. Begrijpelijkerwijs deed Kamerlingh Onnes bij 4,2 K allerlei fysische experimenten en zo onderzocht hij ook de afhankelijkheid van de soortelijke weerstand van platina en kwikzilver als functie van de temperatuur om te zien of de regel van Matthiessen (hoofdstuk 3.4.) ook zou gelden voor zeer lage temperatuur. Sommige wetenschapsmensen voorspelden o.a. een sterke stijging van ρ in de buurt van 0 K. Tot ieders verrassing vond Kamerlingh Onnes echter in 1911, dat de weerstand van Hg naar nul ging bij $T = 4,15$ K (Fig.3.35.). Hij kreeg voor

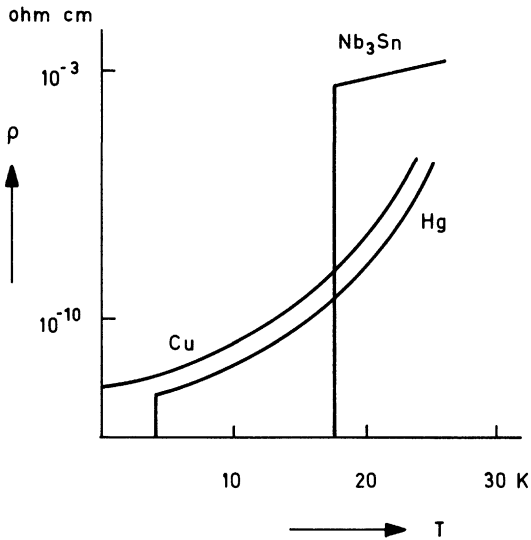


Fig.3.35. Verandering van de soortelijke weerstand ρ als functie van de temperatuur voor een normaal metaal, een zachte en een harde supergeleider

deze ontdekking in 1913 de Nobelprijs. Het is erg moeilijk om te bepalen of ρ inderdaad nul wordt. De soortelijke weerstand is in elk geval zo klein, dat het mogelijk is in een supergeleidende ring van lood 3 jaar lang een stroom van enkele honderden ampères te laten lopen, zonder dat een afname van de stroomsterkte meetbaar is. Men neemt aan, dat ρ kleiner is dan 10^{-18} ohm cm. Zover bekend vertonen tenminste 24 elementen

In de loop van zijn experimenten, deed Kamerlingh Onnes nog een belangrijke vondst, hij ontdekte namelijk, dat de toestand van de supergeleiding weer opgeheven kan worden door het aanleggen van een magnetisch veld H_c . Hoe lager de temperatuur, des te groter moet het magneetveld zijn. Het verband tussen H_c en de temperatuur is een parabool:

$$H_c = H_0 \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right) \quad (3.8.1.)$$

Hierin is H_0 het kritische veld bij 0 K (Fig.3.36.)

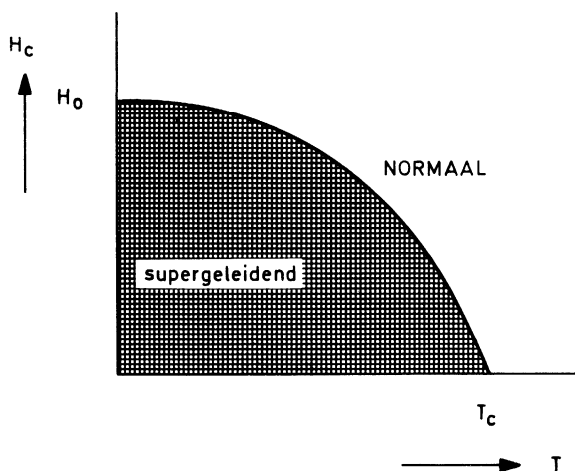


Fig.3.36 *Kritisch veld als functie van de temperatuur T*

Beneden de parabool is het materiaal supergeleidend, erboven normaalgeleidend. Algemeen geldt, dat een materiaal met een hoge T_c ook een hoge H_0 heeft (Fig.3.37.).

In zekere zin was de ontdekking, dat een magneetveld de supergeleidende toestand kon opheffen een teleurstelling voor Kamerlingh Onnes, want na zijn ontdekking van de supergeleiding droomde hij van kleine supergeleidende magneten, waarmee men zeer hoge magnetische velden zou kunnen maken. Daar de weerstand nul is, kan men zeer grote stromen toepassen om sterke

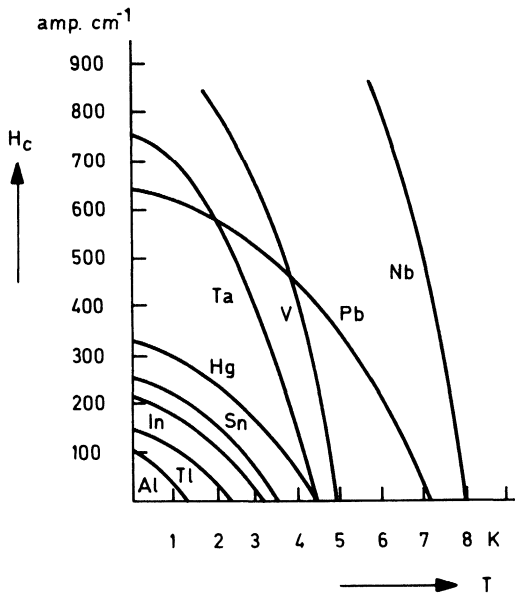


Fig.3.37. Kritisch veld H_c als functie van de temperatuur T voor verschillende supergeleiders

magnetische velden te produceren zonder dat men last zou hebben van Joule-warmte. De Joule-verliezen zijn **namelijk** de beperkende factor (koeling) bij de fabricage van klassieke elektromagneten. Kamerlingh Onnes vond nu, dat het magneetveld van een supergeleidende magneet-spoel de eigen windingen weer in de normale toestand bracht.

Voor tin (Sn) is H_{c0} slechts 243 A/cm. Met tindraad kan men dan slechts spoelen maken met een maximaal toegestaan veld van 243 A/cm en dit veld is klein in vergelijking met de velden, die men in de dagen van Kamerlingh Onnes al met konventionele middelen kon bereiken. Het gevolg was, dat tot ongeveer 1960 het verschijnsel van de supergeleiding uitsluitend het werkterrein van de fundamentele wetenschap bleef.

3.8.2. B.C.S. theorie

Sinds de dagen van Kamerlingh Onnes hebben de theoretici geprobeerd het effect van de supergeleiding te begrijpen. Pas in 1957 lukte het Bardeen,

Cooper en Schrieffer een redelijk kwantum-mechanisch model te ontwikkelen. Zij namen aan, dat de elektronen in een supergeleider beneden T_c elektronen paren vormen en zij bewezen m.b.v. de kwantummechanica, dat zulke paren geen interactie hebben met het kristalrooster. In een metaal bij kamertemperatuur is er deze interactie wel en zoals we in een vorig hoofdstuk gezien hebben, is deze interactie een gevolg van de vibraties van de atomen van het kristalrooster en van verontreinigingen. Is er geen interactie tussen de elektronen en het kristalrooster, dan verliezen de elektronen niet hun energie en is de weerstand nul. Bardeen, Cooper en Schrieffer nemen aan, dat indien de temperatuur slechts een klein beetje lager is dan T_c , er zich een groot aantal elektronen in de ongepaarde toestand en slechts enkele in de gepaarde toestand bevinden. Het interessante is nu, dat er een verboden energieband bestaat tussen deze gepaarde en ongepaarde elektronen. De breedte van de verboden band is echter zeer klein, n.l. ongeveer $10^{-4} - 10^{-8}$ eV. In Fig.3.38.a is de bezettingswaarschijnlijkheid van elektronenniveaus door gepaarde en ongepaarde elektronen als functie van de energie W bij verschillende temperaturen geschetst, zoals men zich die nu in overeenstemming met de BCS theorie voorstelt.

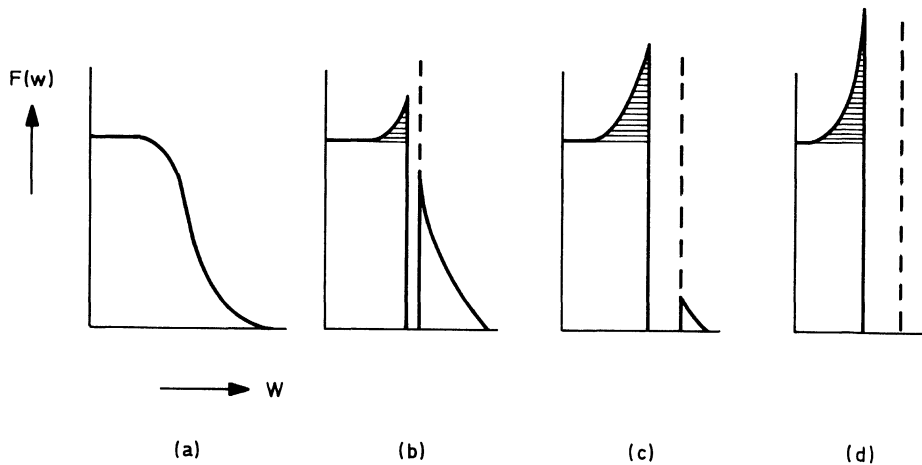


Fig.3.38. Ontstaan van de verboden band in een supergeleider (a) $T > T_c$, normale Fermi-Dirac verdeling, (b) T juist beneden T_c , (c) T juist boven 0 K, (d) 0 K. De door elektronen paren bezette energieniveaus zijn gearceerd

Hierbij wordt opgemerkt, dat de "staart" voor de duidelijkheid over-
dreven getekend is, in werkelijkheid zal de verdeling bij deze lage
temperatuur veel rechthoekiger zijn (Fig.3.38.).

In Fig.3.38.b. is de situatie geschetst voor een temperatuur juist
beneden T_c . De meeste elektronen zijn nog ongepaard en een smalle ver-
boden band ontstaat. De energie van de elektronen paren bevindt zich
juist onder de verboden band.

Voor nog lagere temperatuur wordt de band breder en het aantal ge-
paarde elektronen groter, totdat bij 0 K de band zo breed is, dat een
volmaakt supergeleidende toestand ontstaat. Het bestaan van een ver-
boden band kan men experimenteel bewijzen met behulp van absorptie
metingen van elektromagnetische straling in het verre infrarood gebied.

3.8.3. Meissner effekt

Het verschijnsel supergeleiding laat zich niet door de wetten van de
klassieke elektriciteitsleer beschrijven en het wekt geen verbazing, dat
in supergeleiders behalve de supergeleiding nog meer onverwachte effecten
kunnen optreden. Hiervan is het Meissner effekt het meest markante.

In 1933 deden Meissner en Ochsenfeld de volgende waarneming. Brengt
men een kogel van een supergeleidend materiaal bijv. Pb beneden zijn
kritische temperatuur en legt men dan een magnetisch veld aan, dan worden
er in de kogel superstromen geïnduceerd, die zo gericht zijn, dat het
oorspronkelijke veld binnen de kogel wordt opgeheven of anders gezegd,
dat de induktielijnen uit de kogel worden gedrongen (Fig.3.39.b.).

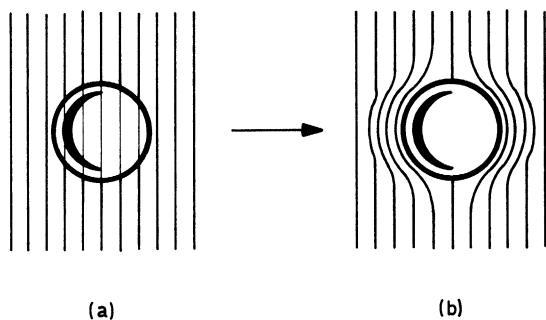


Fig.3.39. Meissner effekt; in een supergeleider is $B = 0$

Zou men de loodkogel eerst in een magneetveld brengen (Fig.3.39.a.) en dan pas afkoelen, dan zou het resultaat hetzelfde geweest zijn, hetgeen echter veel moeilijker is in te zien. Brengt men een normaal geleidende kogel in een magnetisch veld, dan worden er ook stromen bij het inschakelen geïnduceerd in de kogel, die het oorspronkelijke veld tegenwerken, deze stromen echter sterven weer uit als gevolg van de weerstand van de kogel. Na enige tijd is in een normaal geleidende kogel de toestand van Fig.3.39a. weer hersteld.

Het unieke van supergeleiders is, dat $R = 0$ en dat de geïnduceerde stromen permanent zijn en niet uitsterven. Een magneetstaaf in de buurt van een supergeleidende schijf gebracht, zal stromen induceren in de schijf, die zodanige richtingen hebben, dat de magneet een afstotende kracht ondervindt, die de zwaartekracht kan compenseren. De magneet zweeft dan boven het supergeleidende oppervlak en men heeft een praktisch wrijvingsloze ophanging gerealiseerd. Het Meissner effect maakt het ook mogelijk in een ring een magnetische flux vast te houden (Fig.3.40.).

Wordt een ring in een magnetisch veld afgekoeld, dan worden de magnetische veldlijnen uit het metaal gedrongen (Fig.3.40.b.). Wordt nu het aangelegde magnetische veld uitgeschakeld, dan wordt in de ring een zodanige superstroom geïnduceerd, dat de flux, die door de ringbinnendiameter gaat, onveranderd blijft.

In de ring zowel als in de bovengenoemde kogel lopen de stromen niet door het inwendige van het materiaal, maar langs het oppervlak. Men spreekt van een indringdiepte, in tin is deze bijvoorbeeld ongeveer 500 \AA ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$).

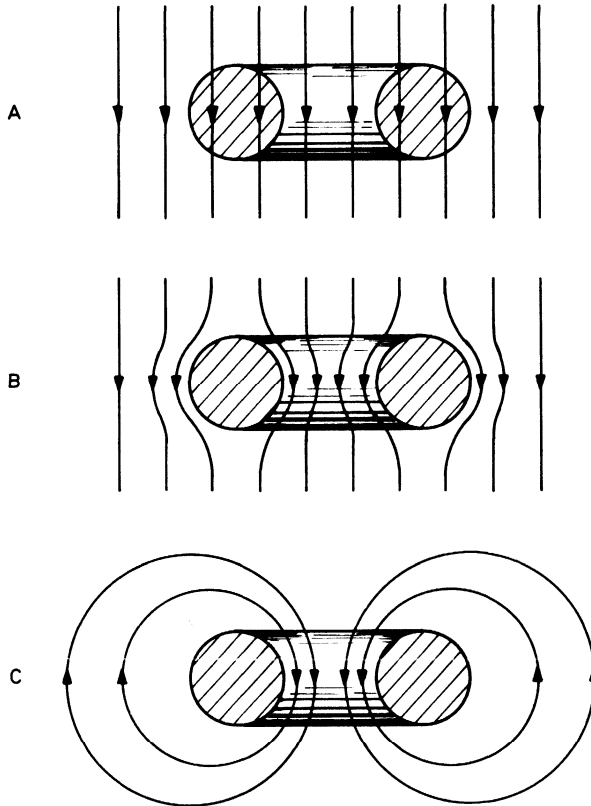


Fig.3.40. (a) de ring is normaal geleidend $T > T_c$, (b) supergeleidend $T < T_c$, (c) Aangelegde veld uitgeschakeld. Flux in ring onveranderd

3.8.4.Type I en II supergeleiders

Het Meissner effect wordt alleen waargenomen voor velden kleiner dan het voor de werkt temperatuur geldende kritische veld. Wordt een groter veld aangelegd, dan vindt een overgang naar de normaal geleidende toestand plaats. De wijze waarop deze overgang plaats vindt is niet voor alle supergeleiders hetzelfde, men onderscheidt type I en II supergeleiders.

Wordt een type I supergeleider in een magnetisch veld geplaatst, dan worden er stromen geïnduceerd, die een magnetisatie veroorzaken, gelijk en tegengesteld aan het uitwendige veld. De supergeleider gedraagt zich als een diamagnetisch materiaal. Neemt het uitwendige veld toe, dan neemt ook de interne magnetisatie evenredig toe. Dit is in Fig. 3.41.a. schematisch aangegeven. Bereikt het uitwendige veld de waarde H_c ,

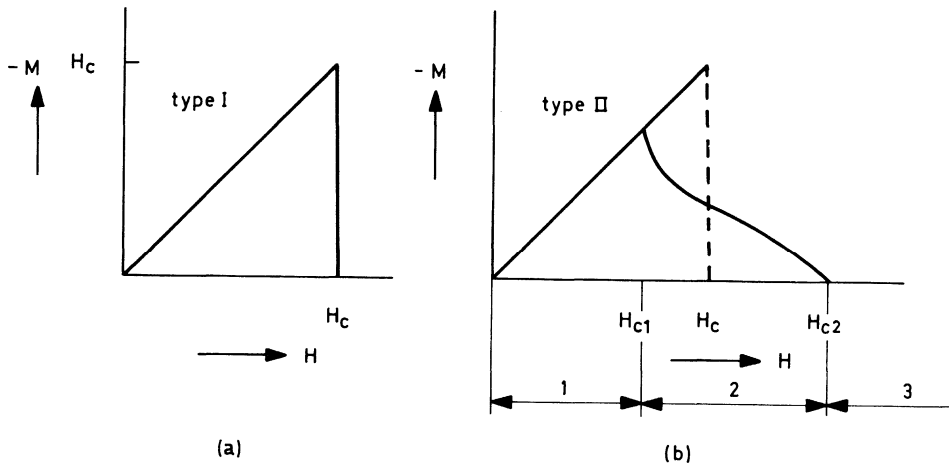


Fig.3.41. Magnetisatie als functie van aangelegde veld in een (a) Type I en (b) Type II supergeleider. 1) Supergeleidend, 2) gemengd, 3) normaal geleidend

dan vindt een plotselinge overgang naar de normaal geleidende toestand plaats en het geïnduceerde moment wordt nul. Het proces is reversibel, d.w.z. dat, indien het veld weer gereduceerd wordt, de overgang naar de supergeleidende toestand ook weer bij H_c plaats vindt.

In tegenstelling tot type I supergeleiders vindt in type II supergeleiders de overgang niet abrupt plaats (Fig.3.41.b.). In deze supergeleiders begint de veldpenetratie bij een veld H_{c1} kleiner dan H_c , maar is pas compleet bij velden H_{c2} zeer veel groter dan H_c . In een type II supergeleider blijven supergeleidende gebieden parallel aan de normale

gebieden bestaan, zelfs bij zeer hoge velden.

Type I supergeleiders vindt men onder de zachte metalen zoals lood (Pb), tin (Sn) en aluminium (Al). Type II supergeleiders vindt men onder de harde metalen zoals niobium (Nb), tantaal (Ta) en vanadium (V).

De eerste type II supergeleiders werden in 1930 ontdekt en maakten toen voor het eerst een elektrotechnische toepassing van de supergeleiders mogelijk en zinvol. In de jaren 1960-1962 werden door Matthias materialen van het type II (Nb_3Sn) ontdekt, die velden groter dan 200.000 A/cm konden verdragen, zonder normaal geleidend te worden. Ook zoekt men intensief naar materialen met een zo hoog mogelijke kritische temperatuur. Matthias slaagde erin een materiaal ($\text{Nb}_3\text{Al}_{0,3}\text{Ge}_{0,7}$) te maken met een T_c van 20.7 K. Dit is hoger dan het kookpunt van waterstof (20,4 K) en een magneet van dit materiaal zou eventueel met vloeibare waterstof i.p.v. met helium gekoeld kunnen worden, wat de kosten aanzienlijk zou drukken. Op het moment is het materiaal nog niet in praktische hoeveelheden te vervaardigen. Volgens de B.C.S. theorie zou het mogelijk moeten zijn supergeleiders te maken met kritische temperaturen hoger dan 40 K. Zulke materialen zouden dan met vloeibaar neon (27,1 K) gekoeld kunnen worden.

3.8.5. Toepassingen

De ontwikkelingen van de laatste tijd op het gebied van de supergeleiders schijnen erop te wijzen, dat de droom van Kamerlingh Onnes werkelijkheid aan het worden is. Grote elektromagneten met een binnendiameter van 5 meter en een veld van 20.000 A/cm zijn reeds gerealiseerd (Argonne National Laboratory). Voor de konstruktie van zulke magneten wordt, door koper omgeven, Nb_3Sn draad gebruikt. Daar instabiliteiten in de superstroom **gemakkelijk optreden**, is het nodig een goede koeling toe te passen. Als namelijk de supergeleider tijdelijk normaal geleidend wordt, dan mag er niet zoveel warmte geproduceerd worden, dat de temperatuur lawineachtig toeneemt, want dan zal er van supergeleiding geen sprake meer kunnen zijn.

Er zijn voorstellen om bij de konstruktie van het 300 GeV proton-synchrotron van het C.E.R.N. supergeleidende magneten toe te passen.

In Engeland heeft men met sukses kleine supergeleidende elektromotoren gekonstrueerd en men is nu reeds ver gevorderd met de bouw van een 3250 pk

gelijkstroom motor.

Ook de bouw van generatoren en transformatoren lijkt mogelijk. In de toekomst zullen supergeleiders misschien ook gebruikt kunnen worden voor energietransport. Een traditionele kabel is even duur als een supergeleidende kabel, indien meer dan 1 Gigawatt wordt vervoerd. In Rusland heeft men het plan een stuwdam met een aluminiumfabriek via een supergeleidende kabel te verbinden.

Supergeleiding zal eventueel ook toepassing vinden in de mikrogolf-techniek bij het konstrueren van hoge Q trilholtes, mikrogolf-generatie en -detektie. Ook wordt onderzocht, of het mogelijk is rekenmachinegeheugens met supergeleiders te maken.

Geheugens welke 6000 bits (binary digits d.w.z. 0 en 1) kunnen opnemen zijn reeds in het laboratorium gemaakt. Gezien het sukses van de halfgeleider geheugens, moet aan een grootscheepse toepassing van supergeleidende geheugens echter getwijfeld worden.

Hoofdstuk 4. MAGNETISCHE MATERIALEN

	blz.
4.1. <u>Inleiding</u>	4 - 1
4.2. <u>Typen magnetisme</u>	4 - 3
4.2.1. Diamagnetisme	4 - 3
4.2.2. Paramagnetisme	4 - 4
4.2.3. Ferromagnetisme	4 - 8
4.2.4. Antiferromagnetisme	4 - 11
4.2.5. Ferrimagnetisme	4 - 12
4.3. <u>Theorie van Weiss</u>	4 - 16
4.4. <u>Onderzoekmethoden</u>	4 - 19
4.5. <u>Anisotropieën</u>	4 - 27
4.6. <u>Wanden en domeinen</u>	4 - 29
4.7 <u>Toepassingen</u>	4 - 31
4.7.1. Energietechniek	4 - 32
4.7.2. Telekommunikatietechniek	4 - 35
4.7.3. Informatietechniek	4 - 36

Symbolen

n	= hoofdkwantumgetal
l	= nevenkwantumgetal
m	= magnetisch kwantumgetal
s	= spinkwantumgetal
ω	= hoekfrequentie
p_{baan}	= magnetisch baanmoment
p_{spin}	= magnetisch spinmoment
p_{kernspin}	= magnetisch kernspinmoment
j_{baan}	= mechanisch baanimpulsmoment
j_{spin}	= mechanisch spinimpulsmoment
j_{kernspin}	= mechanisch kernspinimpulsmoment

γ_{baan}	= gyromagnetisch baankotiënt
γ_{spin}	= gyromagnetisch spinkotiënt
γ_{kernspin}	= gyromagnetisch kernspinkotiënt
p_{Bohr}	= Bohr magneton
N	= aantal magnetische dipolen per volume-eenheid
μ_0	= permeabiliteit van vakuüm
H	= magnetisch veld
T	= temperatuur
M	= magnetisatie of magnetisch moment per volume-eenheid
M_s	= verzadigings-magnetisatie
H_{weiss}	= Weiss inwendig veld
χ	= susceptibiliteit
Θ	= Curietemperatuur
J	= magnetische polarisatie
J_s	= magnetische verzadigings-polarisatie
K	= anisotropie konstante
λ	= magnetostriktie koëfficiënt
λ_s	= verzadigings magnetostriktie koëfficiënt
E_e	= verwisselingsenergie in de wand
E_k	= anisotropieënergie in de wand
B	= magnetische inductie
B_m	= magnetische inductie in magnetisch materiaal
H_m	= magnetisch veld in materiaal
B_l	= magnetische inductie in luchtspleet
H_l	= magnetisch veld in luchtspleet
μ_r	= relatieve permeabiliteit
N	= demagnetisatiefactor

Formules

$$p_{\text{baan}} = \gamma_{\text{baan}} j_{\text{baan}}$$

$$p_{\text{spin}} = \gamma_{\text{spin}} j_{\text{spin}}$$

$$p_{\text{kernspin}} = \gamma_{\text{kernspin}} j_{\text{kernspin}}$$

$$M = Np \left(\coth x - \frac{1}{x} \right), \quad x = \frac{\mu_0 p H}{kT}$$

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 N p^2}{3kT}$$

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} \text{ (param.)}, \frac{1}{\chi} = \frac{T - \Theta}{C} \text{ (ferrom.)}, \frac{1}{\chi} = \frac{T + \Theta}{C} \text{ (ferrim.)}$$

$$B = \mu_0 H + J$$

$$U_k = K \sin^2 \phi$$

$$\oint H \, dl = 0$$

$$B_m = B_l$$

$$H_l^2 = \frac{(B_m H_m)}{\mu_0} \frac{V_m}{V_l}$$

$$\frac{B_m}{H_m} = -\mu_0 \frac{l_m}{l_l}$$

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{\mu_0 H}$$

$$H_m = H - NM$$

Fysische konstanten

-e = lading van het elektron

$$-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

m = massa van het elektron

$$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\gamma_{\text{baan}} = 8,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^2/\text{Vs}^2$$

$$\gamma_{\text{spin}} = 1,76 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2/\text{Vs}^2$$

h = konstante van Planck

$$6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js } (\hbar = \frac{h}{2\pi})$$

μ_{Bohr} = Bohr magneton

$$9,27 \cdot 10^{-20} \text{ A cm}^2$$

μ_0 = permeabiliteit van vakuüm

$$4\pi \cdot 10^{-9} \text{ Vs/A cm}$$

k = konstante van Boltzmann

$$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/k}$$

Omrekeningsfactoren

In de meeste Europese leerboeken en ook in dit diktaat wordt tegenwoordig het MKS-stelsel gebruikt.

De uitdrukking voor de magnetische inductie B is dan

$$B = \mu_0 H + J = \mu_0 H + \mu_0 M$$

J noemen we de magnetische polarisatie en M de magnetisatie

B en J worden uitgedrukt in Wb/m^2 of Vs/m^2

H en M worden uitgedrukt in A/m

In bijna de gehele vakliteratuur wordt helaas een ander: het cgs-systeem gebruikt, wat tot veel verwarring aanleiding heeft gegeven.

De uitdrukking voor de magnetische inductie is dan $B = H + 4\pi M = H + J$

B en J worden in Gauss en

H in Oerstedt uitgedrukt.

De omrekenings factoren zijn:

$$1 \frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} = 10^4 \text{ Gauss} \quad \text{en} \quad 1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{4\pi}{1000} = 0,0125 \text{ Oe}$$

4. MAGNETISCHE MATERIALEN

4.1. Inleiding

Stel dat we de invloed van een sterk magnetisch veld op verschillende stoffen willen onderzoeken. Hiertoe bouwen we een spoel, die in het centrum een veld groot $2,4 \times 10^6$ A/m heeft en waarbij het veld aan de uiteinden van de spoel afneemt met $13,5 \times 10^6$ A/m². Om zo'n veld en veldgradient op te wekken, zijn 400 kilowatt en 100 liter koelwater per minuut nodig! We hebben zo'n sterk veld nodig, om de zwakke effecten, die we willen onderzoeken te kunnen meten. Brengen we nu het te onderzoeken materiaal in de spoel, zoals is aangegeven in Fig.4.1., dan zal het materiaal een aantrekkende of afstotende kracht ondervinden.

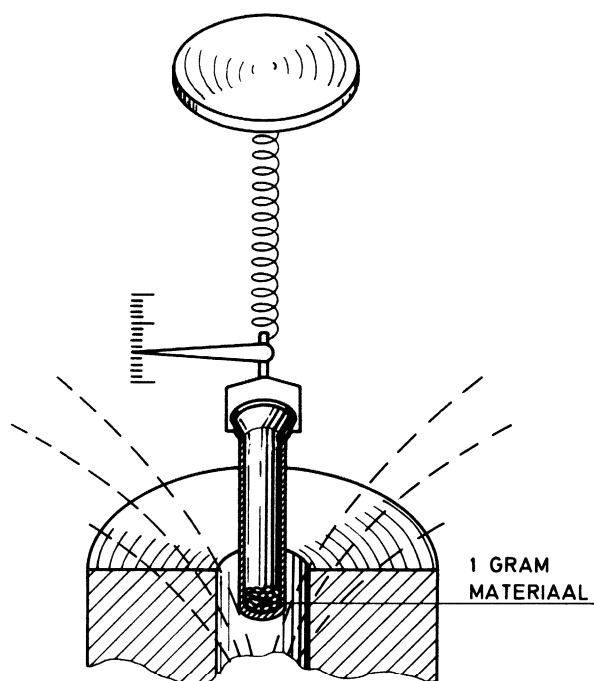


Fig.4.1. *Opstelling voor het meten van de kracht op een onbekend materiaal in een inhomogeen magnetisch veld*

Is de kracht afstotend, dan noemen we het materiaal diamagnetisch. Wordt het materiaal in de spoel getrokken, dan noemen we het paramagnetisch. Wordt het materiaal in de spoel getrokken en is de aantrekkende kracht zeer groot, dan is het materiaal ferro- of ferrimagnetisch. In tabel 4.1. is de kracht aangegeven op 1 gram van verschillende materialen. Een negatief teken betekent, dat we een afstotende, een positief teken, dat we een aantrekkende kracht meten. (Een kracht van 1 dyne is zeer klein, het is de kracht, door de aarde uitgeoefend op een gewicht van 10^{-3} gram, 1 dyne = 10^{-5} Newton)

TABEL 4.1. *Kracht op één gram materiaal in een inhomogeen magneetveld*

<u>Materiaal</u>	<u>Kracht</u>
<u>Diamagnetisch</u>	
koper (Cu)	- 2.6 dynes
zout (NaCl)	- 15 "
water (H ₂ O)	- 22 "
<u>Paramagnetisch</u>	
aluminium (Al)	+ 17 dynes
natrium (Na)	+ 20 "
vloeibare zuurstof (O ₂)	+ 7500 "
<u>Ferromagnetisch</u>	
nikkel (Ni)	+ 116.500 dynes
ijzer (Fe)	+ 400.000 "
<u>Ferrimagnetisch</u>	
ijzeroxyde (Fe ₃ O ₄)	+ 120.000 dynes

We kunnen nu zowel de richting als de grootte van het magnetisch veld veranderen en we zullen dan de volgende waarnemingen doen:

1. De richting van de kracht is voor alle stoffen onafhankelijk van de veldrichting
2. Voor dia- en paramagnetische stoffen neemt de kracht kwadratisch toe met de stroom door de spoel
3. Voor ferro- en ferrimagnetische stoffen neemt de kracht lineair toe met de stroom door de spoel

In de volgende hoofdstukken zullen we de fysische achtergrond van deze verschillen nader onderzoeken.

4.2. Typen magnetisme

4.2.1. Diamagnetisme

Een om een positieve kern cirkelend negatief elektron kan opgevat worden als een cirkelvormige stroomdraad, welke een magnetische veld veroorzaakt (Fig.4.2.) en kan voorgesteld worden door een magnetische dipool.

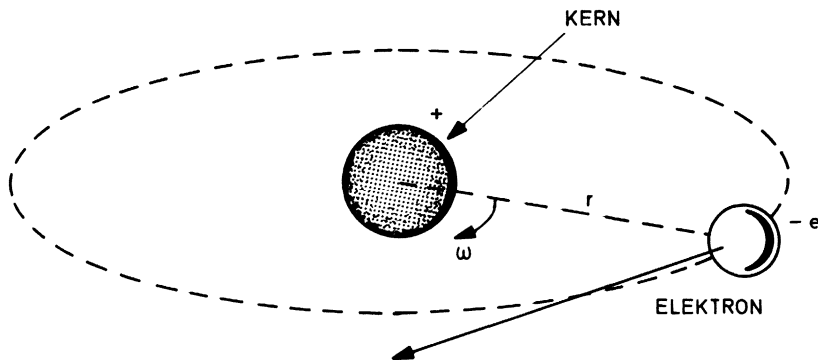


Fig.4.2. Bohr model van het atoom

Zoals we in hoofdstuk 1 gezien hebben, leert de kwantummechanica echter, dat de baan van een elektron veel gekompliceerder is (Fig.1.1.) dan in de klassieke Bohr theorie wordt aangenomen; een consequentie hiervan is bijv., dat een $1s$ elektron volgens de eenvoudige theorie van Bohr (Fig.4.2.) wel en volgens de kwantummechanica geen magnetisch baanmoment heeft ($m = 0$, Fig.1.1.). De meeste elektronen echter hebben ook volgens de kwantummechanica wel een magnetisch baanmoment (Vb. $l = 1$, $m = -1$ en $l = 1$, $m = +1$, Fig.1.1.).

Bovendien draait het elektron ook om zijn eigen as, wat aanleiding geeft tot een spinmoment. Het spinmoment kan parallel of antiparallel gericht zijn aan het baanmoment van het elektron.

Een atoom bevat doorgaans vele elektronen, welke verschillende banen beschrijven en verschillende spin-en baanmomenten hebben. Voor een diamagnetisch materiaal geldt, dat het resulterende magnetische dipoolmoment precies nul is. Wordt een dergelijk materiaal in een magnetisch veld geplaatst, dan worden de elektronen zo versneld of vertraagd, dat een magnetisch dipoolmoment ontstaat antiparallel aan het aangelegde veld. Het materiaal wordt uit de spoel van Fig.4.1. weggedrukt. Diamagnetisme is een illustratie van de wet van Lenz. Een magnetisch veld veroorzaakt een magnetische dipool, waarvan de richting zodanig is, dat het veroorzakende magnetische veld tegengewerkt wordt. Wordt in het experiment van Fig.4.1. de richting van de stroom omgekeerd, dan zal ook het teken van het geïnduceerde moment omkeren en verandert de richting van de kracht dus niet. Het geïnduceerde moment is evenredig met het aangelegde veld, zodat de kracht kwadratisch toeneemt met de stroom door de spoel.

In principe is elke stof diamagnetisch; is in afwezigheid van een magnetisch veld het resulterende magnetische moment van een stof niet nul, dan zullen de andere vormen van magnetisme, zoals het in de volgende hoofdstukken te behandelen paramagnetisme, ferro- en ferrimagnetisme echter overheersen.

4.2.2. Paramagnetisme

Van vele materialen hebben de atomen ook bij afwezigheid van een magnetisch veld een permanent magnetisch dipoolmoment. Magnetische dipoolmomenten kunnen het gevolg zijn:

1. van de beweging van de elektronen om de positieve kern (baanmoment)
2. van de draaiing om zijn eigen as van het elektron (spinmoment) en
3. van de draaiing om zijn eigen as van de positieve kern (kernspinmoment)

1. Baanmoment

Een elektron, dat, zoals in Fig.4.2. geschetst is, zich beweegt op een cirkelvormige baan met een hoekfrequentie ω , kan men als een kringstroom opvatten groot:

$$I = e \frac{\omega \cdot}{2\pi} \quad (4.2.1.)$$

Het magnetisch moment verbonden aan deze cirkelvormige beweging is:

$$p_{\text{baan}} = e \frac{\omega}{2\pi} \cdot \pi r^2 = e \frac{\omega}{2} r^2 \quad (4.2.2.)$$

Het mechanisch impulsmoment van dezelfde baan is:

$$j_{\text{baan}} = m \omega r^2 \quad (4.2.3.)$$

Het verband tussen het magnetische baanmoment en het impulsmoment is dan

$$p_{\text{baan}} = \frac{e}{2m} j_{\text{baan}} \quad (4.2.4.)$$

of

$$p_{\text{baan}} = \gamma_{\text{baan}} j_{\text{baan}}$$

hierin is γ_{baan} het zgn. magneto-mechanisch baankotiënt.

Hoewel het beeld van een op een cirkelbaan bewegend elektron onjuist is, blijkt bovenstaande relatie voor de werkelijke banen toch ook te gelden. Zoals de kwantummechanika leert, kan het mechanische impulsmoment niet alle waarden innemen, maar is gekwantiseerd en zodoende ook p_{baan} .

$$p_{\text{baan}} = m \frac{e}{2m(\text{assa})} \hbar = m p_{\text{Bohr}} \quad (4.2.5.)$$

hierin is \hbar de konstante van Plank en p_{Bohr} het zogenaamde Bohr-magneton.

$$p_{\text{Bohr}} = 9.27 \cdot 10^{-20} \text{ A cm}^2$$

en verder is m het in hoofdstuk 1 behandelde magnetisch kwantumgetal.

2. Spinmoment

Voor een om zijn eigen as draaiend elektron zou men ook relaties kunnen verwachten, zoals boven afgeleid voor de baan van het elektron:

$$p_{\text{spin}} = \gamma_{\text{spin}} \cdot j_{\text{spin}} \quad (4.2.6.)$$

Het blijkt echter, dat het magneto-mechanische kotiënt van de spin γ_{spin} tweemaal groter is dan die van de baan, dus $\gamma_{\text{spin}} = \frac{e}{m}$.

Daar het mechanische spinimpulsmoment j_{spin} juist tweemaal kleiner is, geldt toch voor een elektron, dat, indien het magnetisch kwantumgetal m gelijk is aan 1, dat

$$P_{\text{baan}} = P_{\text{spin}}$$

3. Kernspinmoment

Ook hier geldt een relatie:

$$P_{\text{kernspin}} = \gamma_{\text{kernspin}} \cdot j_{\text{kernspin}} \quad (4.2.7.)$$

Voor het magneto-mechanisch kottiënt van de kernspin geldt in analogie aan een elektronenspin:

$$\gamma_{\text{kernspin}} = \frac{e}{m} \quad (4.2.8.)$$

Daar de massa van een proton 1836 maal groter is dan die van het elektron, zal het magnetische kernspinmoment een faktor 1836 kleiner en dus verwaarloosbaar zijn t.o.v. het elektronenbaan- en spinmoment.

Wordt een paramagnetisch materiaal in een magnetisch veld gebracht, dan zullen de magnetische dipolen trachten parallel aan het veld te gaan staan. Deze ordening wordt echter tegengewerkt door de warmtebeweging van de atomen of molekulen. In principe gebeurt hetzelfde als bij de dipooloriëntatie in polaire diëlektrische materialen, zoals behandeld is in hoofdstuk 2.3. Naarmate de temperatuur hoger en het aangelegde veld kleiner is, is de wanorde des te groter (Fig.4.3.).

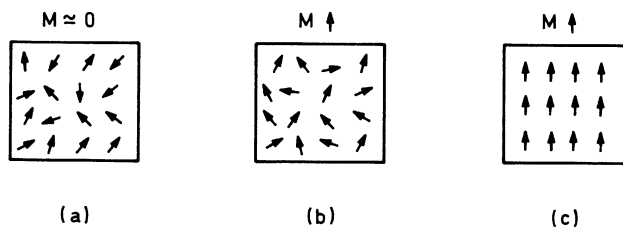


Fig.4.3. Totale wanorde bij $H = 0$ en hoge temperatuur (a), geringe oriëntatie in een magnetisch veld (b) en volkomen orde bij $T = 0$ K en aangelegd veld (c)

Het verband tussen de magnetisatie M enerzijds en de temperatuur T en het aangelegde veld H anderzijds (de zgn. Langevin-functie) is, indien men aanneemt, dat elke dipooloriëntatie toegestaan is als volgt:

$$M = N \cdot p \left(\coth x - \frac{1}{x} \right) \quad * \quad (4.2.9.)$$

hierin is N het aantal magnetische dipolen per volume-eenheid p het atomaire dipoolmoment en

$$x = \frac{\mu_0 \cdot p \cdot H}{kT}$$

met H het magnetische veld, T de temperatuur, μ_0 de permeabiliteit van vacuüm en k de konstante van Boltzman. Slechts voor een zeer grote H en een zeer kleine T wordt M gelijk aan $N \cdot p$ (Fig.4.4.)

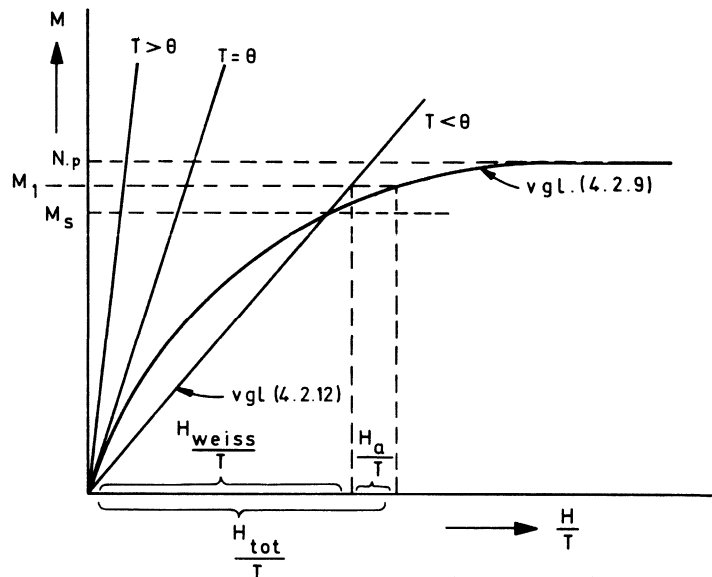


Fig.4.4. Schematische weergave van de Langevin-functie (vgl. 4.2.9.) en het Weiss-veld (vgl. 4.2.12.) θ is de Curietemperatuur

Voor hoge T en kleine H vindt men, daar:

$$\coth x = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45}$$

* zie referentie 14

Voor M:

$$M = \frac{\mu_0 N p^2 H}{3kT} \quad (4.2.10.)$$

De paramagnetische susceptibiliteit is dan:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 N p^2}{3kT} = \frac{C}{T} \quad (4.2.11.)$$

Het feit dat χ omgekeerd evenredig is met T noemt men de wet van Curie. Wanneer men $1/\chi$ uitzet tegen T krijgt men een rechte lijn door het nulpunt zoals in Fig.4.5. voor een paramagnetisch materiaal is aangegeven.

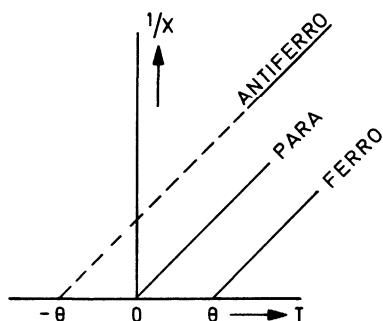


Fig.4.5. De reciproke susceptibiliteit $1/\chi$ als functie van de temperatuur T voor een para-, ferro- en antiferromagnetisch materiaal

Volgens relatie 4.2.10. is M evenredig met H. Het is dan te verwachten, dat in het experiment van Fig.4.1. de kracht kwadratisch met het veld toeneemt, indien het veld niet te groot is. De richting van de kracht verandert niet, indien de stroomrichting door de spoel wordt omgekeerd, daar M altijd parallel is aan H.

4.2.3. Ferromagnetisme

De magnetisatie van een paramagnetisch materiaal is zoals blijkt uit vgl. (4.2.10.) nul, indien ook $H = 0$; er is geen remanente magnetisatie. Er zijn echter ook stoffen, zoals ijzer, nikkel en kobalt, men noemt ze ferromagnetisch, die wel een remanente magnetisatie vertonen als het magnetisch veld tot nul wordt gereduceerd. De verschijnselen, die in

deze stoffen optreden vertonen gelijkenis met die, die optreden in de reeds behandelde ferro-elektrische materialen (hoofdstuk 2.3.)

Omstreeks 1900 had men grote moeite het verschijnsel van de remanentie te verklaren. In 1907 nam Weiss aan, dat in een ferromagnetisch materiaal een zogenaamd molekulair veld H_{weiss} werkt, dat evenredig is met de momentane magnetisatie M , dus

$$H_{\text{weiss}} = \lambda.M \quad (4.2.12.)$$

In vgl. (4.2.9.) wordt dan:

$$\chi = \frac{\mu_0 p (H + \lambda.M)}{kT} \quad (4.2.13.)$$

en voor hoge T geldt dan:

$$M = \frac{\mu_0 N p^2 (H + \lambda.M)}{3kT} \quad (4.2.14.)$$

Hieruit kan men afleiden, dat de reciproke waarde van χ nu als volgt van de temperatuur afhangt:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{H}{M} = \frac{T - \frac{\mu N p^2 \lambda}{3k}}{\frac{\mu N p^2}{3k}} = \frac{T - \theta}{c} \quad (4.2.15.)$$

Hierin is θ een voor het materiaal specifieke temperatuur, de zgn. Curietemperatuur. In Fig.4.5. wordt de relatie tussen $1/\chi$ en T voorgesteld door een rechte lijn door het punt ($T = \theta$ $\frac{1}{\chi} = 0$).

Het optreden van remanente magnetisatie laat zich nu als volgt verklaren. Tussen de magnetisatie M en het totale inwendige veld bestaan twee relaties, namelijk vgl. (4.2.9.) en vgl. (4.2.12.).

De vgl. (4.2.12.) is een rechte lijn in Fig.4.4. Daar langs de horizontale as niet het veld H maar H/T is uitgezet, verandert de helling van deze rechte lijn met de temperatuur. De vgl.(4.2.9.) is de normale functie van Langevin (gebogen lijn in Fig.4.4.). Voor een temperatuur $T < \theta$ hebben we twee snijpunten van de rechte lijn met de Langevin functie (één in de oorsprong). Is het totale inwendige veld, bestaande uit het Weiss veld H_w plus het uitwendig aangelegde veld H_a , groter dan bij het snijpunt behorende veld, dan kan men op de volgende wijze bovengenoemde

veldcomponenten konstrueren. De door het totale inwendige veld H_{tot} veroorzaakte magnetisatie is gegeven door de Langevin-functie en gelijk aan M_1 . De rechte lijn geeft nu aan, welk H_{weiss} -veld hoort bij M_1 . Het verschil van H_{tot} en H_{weiss} is het uitwendig aangelegde veld H_a . Reduceren we dit veld H_a tot nul, dan is het gemakkelijk in te zien, dat het snijpunt van de rechte lijn met de Langevin-functie dan de verzadigings-magnetisatie M_s en het erbij behorende H_{weiss} geeft. In Fig.4.4. is voor de duidelijkheid H_a/T veel te groot getekend. In een ferromagnetisch materiaal overtreft H_{weiss} verre het met elektromagneten maximaal bereikbare uitwendige veld H_a . De invloed van het uitwendige veld op de verzadigings-magnetisatie M_s is dan ook verwaarloosbaar klein.

Verhogen we de temperatuur, dan wordt de helling van de rechte lijn groter en de verzadigings magnetisatie M_s kleiner. Voor $T = 0$ is de rechte lijn de tangente aan de Langevin-functie en $M_s = 0$. Bij de zgn. Curietemperatuur Θ en bij hogere temperaturen treedt geen verzadigings-magnetisatie op en is het materiaal paramagnetisch. In Fig.4.6. is de magnetische verzadigings-polarisatie $J_s = \mu_0 M_s$ als functie van de temperatuur T gegeven voor Fe, Co en Ni.

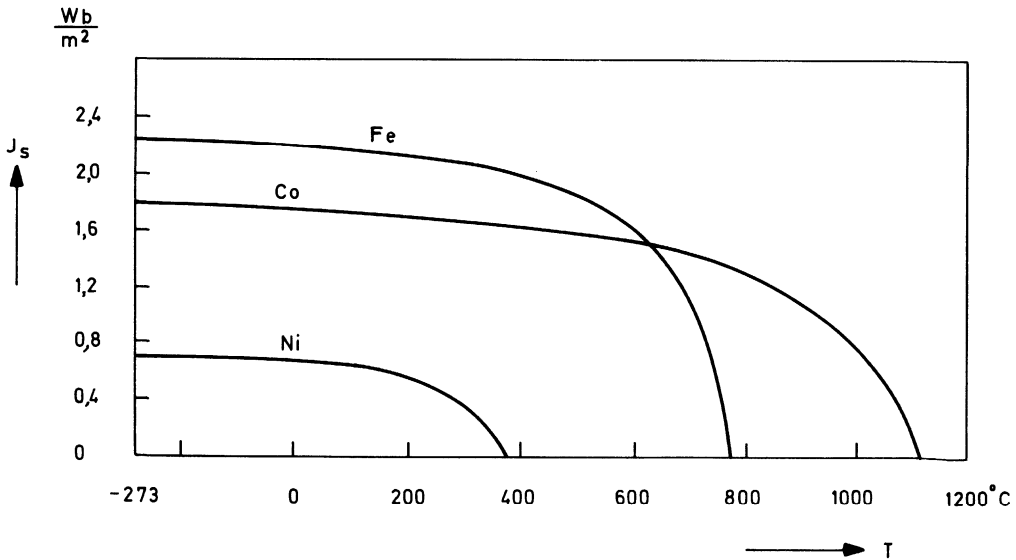


Fig.4.6. Magnetische verzadigings-polarisatie J_s als functie van de temperatuur voor Fe, Co en Ni

De Curietemperaturen van de bekendste ferromagnetische materialen zijn als volgt:

ijzer	770 °C
kobalt	1131 °C
nikkel	358 °C

Verder blijken ook enkele "zeldzame" aarden ferromagnetisch te zijn. De Curietemperaturen zijn echter zeer laag, wat een praktische toepassing van deze elementen in de weg staat:

gadolinium	16 °C
dysprosium	-183 °C
erbium	-253 °C

De zeldzame aarden worden wel in magnetische legeringen gebruikt.

Zoals Fig.4.4. laat zien, hangt de verzadigingsmagnetisatie niet af van het externe veld H_a . Brengen we een ferromagnetisch materiaal in een inhomogeen veld zoals in het experiment van Fig.4.1., dan zal het dipoolmoment van het materiaal onafhankelijk zijn van het aangelegde veld voor niet te kleine velden. De kracht, waarmee een ferromagnetisch materiaal in de spoel getrokken wordt, zal dan niet kwadratisch, maar lineair met het veld veranderen. Daar de magnetisatie altijd parallel zal zijn aan het inducerende veld, zal de richting van de kracht niet veranderen, indien de stroomrichting wordt omgekeerd.

4.2.4. Antiferromagnetisme

Het molekulaair veld, door Weiss verondersteld, is positief d.w.z. het veld werkt zodanig, dat de magnetische dipoolmomenten van verschillende atomen parallel aan elkaar gaan staan. Tegenwoordig weet men, dat dit niet altijd het geval behoeft te zijn. Het molekulaair veld kan ook zodanig werken, dat de dipoolmomenten de neiging hebben antiparallel te gaan staan. We vinden dit zgn. antiferromagnetische gedrag bijv. in mangaanoxide (MnO).

De mangaanatomen zijn in het kristal van elkaar gescheiden door de zuurstofatomen (Fig.4.7.) en er is een sterke tendentie voor de magnetische momenten van de mangaanatomen, om antiparallel te gaan staan. Het resulterende magnetische moment van een dergelijk materiaal is nul. Daar het

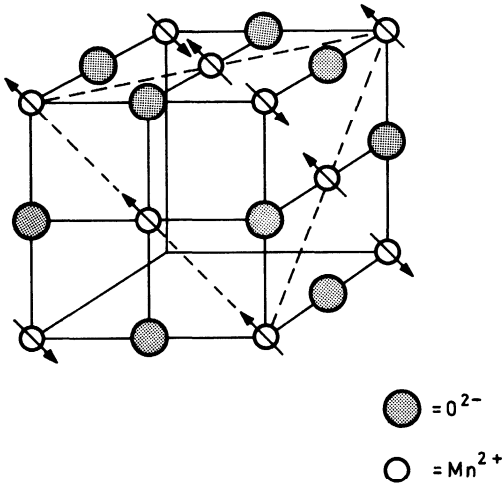


Fig.4.7. Antiferromagnetische spinoriëntatie in MnO

molekulaïr veld negatief is, vinden we voor de reciproke waarde van de susceptibiliteit χ

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + \Theta}{C} \quad (4.2.16.)$$

Deze relatie is ook uitgezet in Fig.4.5., waarbij Θ een negatieve temperatuur is. Andere antiferromagnetische materialen zijn FeO , CoO , NiO , MnS , $MnTe$ en $MnSe$. Voor de toepassingen zijn symmetrische antiferromagnetische materialen niet interessant.

4.2.5. Ferrimagnetisme

Er bestaan materialen, de zogenaamde ferrieten, waar de zuurstofatomen in tegenstelling tot de antiferromagnetische materialen, tussen ongelijke atomen staan of waar de antiferromagnetische koppeling optreedt tussen twee atomen aan de ene kant van het zuurstofatoom en één atoom aan de andere kant, hetgeen resulteert in een klein magnetisch moment.

Het bekendste voorbeeld is magnetiet Fe_3O_4 . We schrijven dit bij

voorkeur als $\text{Fe}^{+++}(\text{Fe}^{++}\text{Fe}^{+++})\text{O}_4$. Hiermee geeft men aan, dat de plaatsen van de ijzeratomen in het kristalrooster niet alle gelijkvormig zijn. De ferrieten hebben een zgn. spinelstructuur. Een spinel is een mineraal met de chemische formule MgAl_2O_4 . Voor metaalionen (we spreken van ionen, omdat we hier een ionische binding hebben en elektronen door de metaalatomen aan de zuurstofatomen worden afgestaan) zijn 2 soorten plaatsen mogelijk. Er bestaan A-plaatsen, waar het metaalion door vier zuurstofionen is omringd en B-plaatsen, waar het metaalion door zes zuurstofionen is omringd. Er zijn tweemaal zoveel B-plaatsen als A-plaatsen in een spinelstructuur.

De nobelprijswinnaar Néel (1970) veronderstelde nu, en experimenten hebben dit bevestigd, dat er een antiferromagnetische koppeling via de zuurstofatomen tussen de metaalionen op de A- en B-plaatsen en een antiferromagnetische koppeling via de zuurstofatomen tussen de metaalionen op de A- en B-plaatsen onderling bestaat. De A-O-A en B-O-B koppelingen zijn echter beduidend zwakker dan de A-O-B koppeling.

In magnetiet (Fe_3O_4) bevindt zich één Fe^{3+} -ion op een A-plaats en één Fe^{3+} -ion op een B-plaats, terwijl het Fe^{2+} -ion zich ook op een B-plaats ophoudt. Vervangen we het Fe^{2+} -ion door een ander metaalion bijv. Mn^{2+} of Co^{2+} , dan ontstaat een mangaan- of een cobaltferriet. Om het magnetisch moment van deze ferrieten te berekenen, moeten we de magnetische dipoolmomenten van de Fe^- , Mn^- en Co^- ionen kennen. Fig.4.8. toont de elek-

	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s
Cr	↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑ ↑ ↑ ↑ ↑	↑
Mn	↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑ ↑ ↑ ↑ ↑	↑↓
Fe	↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓ ↑ ↑ ↑ ↑	↑↓
Co	↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓ ↑↓ ↑ ↑ ↑	↑↓
Ni	↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓ ↑ ↑	↑↓

Fig.4.8. Elektronenconfiguratie van Cr, Mn, Fe, Co en Ni

tronenkonfiguratie van een aantal magnetische elementen Fe, Co en Ni en van Cr en Mn, welke in legeringen vaak magnetisch zijn.

We zien, dat bij Cr de 4s schil reeds een elektron bevat, nog voordat de 3d schil geheel gevuld is. Verder zien we, dat alle 5 elektronenspins in de 3d schil parallel zijn. Fig.4.8. laat ook zien, hoe bij de volgende elementen de elektronen geplaatst zijn. In een ferriet komen de elementen als ionen voor en Fe^{2+} is Fe zonder de twee 4s elektronen, terwijl Fe^{3+} ook nog het ene antiparallelle elektron uit de 3d schil mist. Het magnetische dipoolmoment van een element is de som van het baanmoment (elektron om kern) en het spinmoment (elektron om as). Het blijkt echter, dat voor de hier beschouwde elementen de bijdrage van het baanmoment verwaarloosbaar is. Voor Fe^{2+} vinden we 5 spins in de ene richting en één in de andere richting, zodat het resulterende totale moment gelijk is aan $(5-1) = 4$ maal het magnetische dipoolmoment van één elektron spin, ook wel Bohr-magneton genoemd. In Fig.4.9. is de elektronenkonfiguratie in de 3d schil (4s is leeg) en het resulterende moment voor een aantal ionen aangegeven.

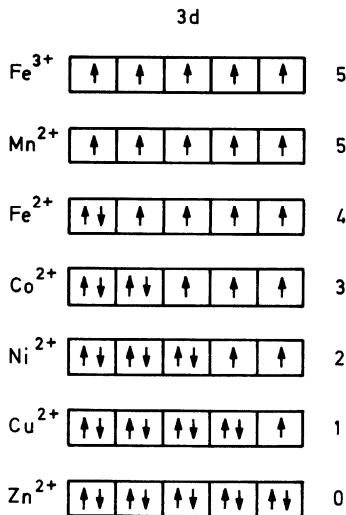
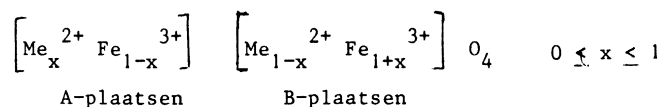


Fig.4.9. Elektronenkonfiguratie en magnetisch moment in Bohr-magnetonen voor enkele in ferrieten toegepaste ionen

Een ferriet heeft de algemene chemische formule:



Wanneer $x = 1$, dan zijn alle Me^{2+} -ionen op de A-plaatsen en alle Fe^{3+} op de B-plaatsen en we spreken dan van een normale spinelstructuur. Is $x = 0$, dan zijn alle Me^{2+} -ionen op de B-plaatsen en de Fe^{3+} -ionen gelijkelijk over de A- en B-plaatsen verdeeld, we spreken dan van een inverse spinelstructuur.

Tabel 4.2. geeft enige voorbeelden van inverse spinelferrieten en één voorbeeld van een normale spinelstructuur.

TABEL 4.2. *Magnetische momenten van enkele eenvoudige ferrieten*

Ferriet	A-plaats	B-plaatsen	magnetisch moment		
			A-plaats	B-plaatsen	netto
$\text{Fe}(\text{MnFe})\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Mn}^{2+} \text{Fe}^{3+}$	5	5 + 5	5
$\text{Fe}(\text{FeFe})\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Fe}^{2+} \text{Fe}^{3+}$	5	4 + 5	4
$\text{Fe}(\text{CoFe})\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Co}^{2+} \text{Fe}^{3+}$	5	3 + 5	3
$\text{Fe}(\text{NiFe})\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Ni}^{2+} \text{Fe}^{3+}$	5	2 + 5	2
$\text{Fe}(\text{CuFe})\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Cu}^{2+} \text{Fe}^{3+}$	5	1 + 5	1
normaal spinel					
$\text{Zn}(\text{FeFe})\text{O}_4$	Zn^{2+}	$\text{Fe}^{3+} \text{Fe}^{3+}$	0	5 + 5	0(10)

De gemeten magnetische momenten wijken slechts weinig af van de hierboven berekende, zoals Fig.4.10. laat zien. Alleen het Zn-ferriet maakt hierop een uitzondering. Dit komt omdat de spins van de twee Fe^{3+} -ionen op de B-plaatsen als gevolg van de zeer zwakke antiferromagnetische koppeling

tussen de B-plaatsen antiparallel gaan staan en, daar het Zn^{2+} -ion geen magnetisch dipoolmoment heeft, de A-O-B koppeling niet werkzaam is. In praktijk gebruikt men meestal niet de in tabel 4.2. genoemde enkelvoudige ferrieten, maar gemengde ferrieten, zoals de $LiCr\bar{z}$, $MgMn\bar{z}$, $MnCu\bar{z}$ of $MnZn$ -ferrieten.

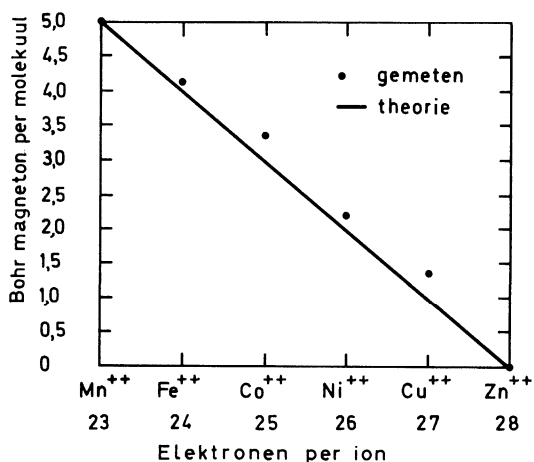


Fig.4.10. *Theoretische en gemeten magnetische momenten voor enkele ferrieten*

Het gedrag van een ferrimagnetsich materiaal in het experiment van Fig.4.1. zal overeenkomen met dat van een ferromagnetisch materiaal. Ook hier is de verzadigingsmagnetisatie onafhankelijk van de amplitude van het aangelegde veld, zodat de kracht lineair verandert met het veld.

4.3. Theorie van Weiss

Om de spontane magnetisatie van ferromagnetische materialen te verklaren, veronderstelde Weiss, dat in het materiaal een inwendig veld werkzaam is. Hiermee kon Weiss echter nog niet alle reeds in 1907 bekende magnetische verschijnselen verklaren. Zo wist men, dat slechts een klein magnetisch veld nodig was, om de magnetisatie van een ijzerstaaf om te keren. Dit veld was vele malen kleiner dan het door Weiss aangenomen inwendige veld.

Het tweede verschijnsel, waarvoor geen verklaring was, had met de magnetisatie van een ijzerstaaf na verwarming op een hoge temperatuur te maken. De afgekoelde staaf bleek geen remanente magnetisatie meer te bezitten en men vroeg zich af, waarom het inwendige veld nu niet werkzaam was. Om deze verschijnselen toch ook te kunnen verklaren, nam Weiss aan, dat een ferromagnetisch materiaal uit gebiedjes (de zogenaamde gebiedjes van Weiss, ook wel domeinen genoemd) bestaat, waarin de grootte en de richting van de magnetisatie per gebiedje overal dezelfde zijn. Verder nam hij aan, dat deze domeinen van elkaar gescheiden zijn door wanden (Fig.4.11.). In elke gebiedje van Weiss is, als gevolg

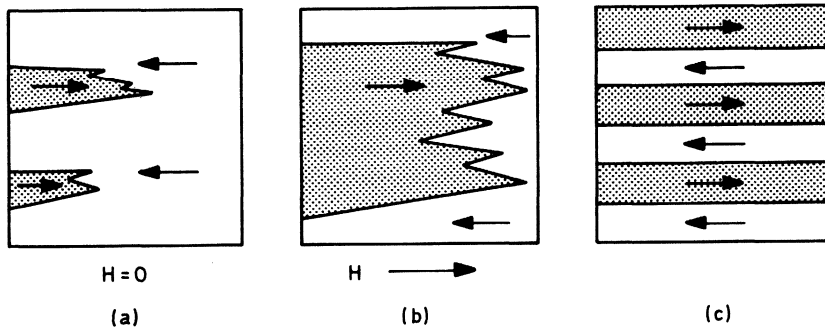


Fig.4.11. Domeinenstructuur bij (a) $H = 0$ en (b) $H = H_c$ en (c) nà gedurende korte tijd verwarmen boven de Curietemperatuur \odot

van het inwendige veld de magnetisatie gelijk aan de verzadigings magnetisatie M_s (Fig.4.4.). Bovendien is in elk gebiedje van Weiss het moleculaire veld overal even groot en heeft het precies dezelfde richting. De richting van het moleculaire veld en dus van de verzadigings magnetisatie verschilt echter van gebiedje tot gebiedje, zodat van een magnetisch object de totale magnetisatie elke waarde tussen $-M_s$ en $+M_s$ kan innemen.

Weiss veronderstelde nu, dat een verandering van de totale magnetisatie plaats vindt als gevolg van het groeien van die domeinen, waarvan de magnetisatierichtingen het dichtst liggen bij de richting van het veld en wel dat dit groeien gaat, ten koste van de andere domeinen. Verandering van de totale magnetisatie vindt dus plaats door middel van een wandbeweging. Weiss nam terecht aan, dat het veld nodig voor deze wandbeweging zeer veel kleiner is ($\approx 10^7$ x), dan het inwendige veld.

Het tweede verschijnsel verklaarde hij met aan te nemen, dat in een ferromagnetisch lichaam na afkoeling de magnetisatie-richtingen van de domeinen zo zijn verdeeld, dat de totale magnetisatie nul is (Fig.4.11.c),

Weiss was niet in staat zijn hypothesen experimenteel te bewijzen. Pas in 1919 toonde Barkhausen aan, dat de verandering van de magnetisatie van een staaf in een toenemend magneetveld sprongsgewijze plaats vindt. Hij deed dit door een spoeltje om de draad via een versterker met een luidspreker te verbinden (Fig.4.12.a.). Het sprongsgewijze voortbewegen van de wanden was als ruisen hoorbaar (Fig.4.12.b.).

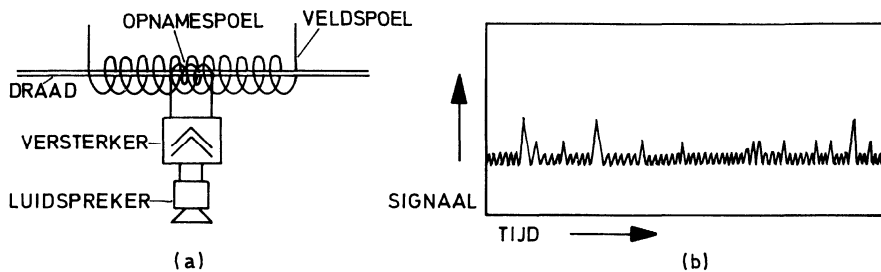


Fig.4.12. (a) Barkhausen opstelling en (b) Barkhausen ruisen

Een zeer overtuigend bewijs voor het bestaan van domeinen brachten ook Sixtus en Tonks in 1931. Een draad gemaakt van een nikkel-ijzerlegering werd in een lange veldspoel geplaatst (Fig.4.13.). De stroom door deze spoel was zodanig, dat nog net geen ommagnetisatie d.m.v. het ontstaan van een klein domeintje, waarin de magnetisatie evenwijdig is aan het veld, kon plaats vinden. Werd nu met behulp van een startspoel (links) een klein extra veld aangelegd, dan vond nukleatie plaats en bewoog de wand zich met een grote snelheid (300 km/uur) door de magnetische draad. De snelheid kon gemeten worden door het tijdsverschil tussen de opname-spoelen Z_1 en Z_2 te meten.

In 1931 kwam Bitter op het idee om een suspensie van zeer kleine Fe_3O_4 -deeltjes in een zeepachtige vloeistof op het oppervlak van een gepolijst magnetisch kristal te brengen. Bitter kon bepaalde structuren waarnemen, maar pas in 1947 leerde men de gebiedjes van Weiss goed zichtbaar maken en interpreteren.

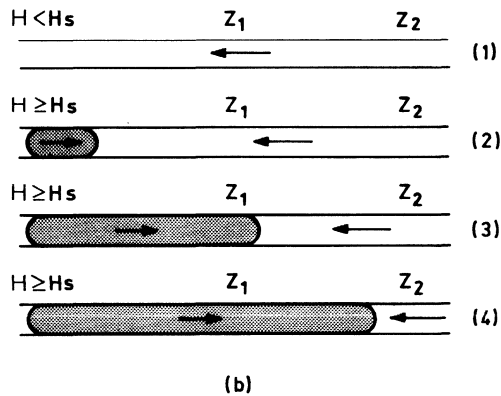
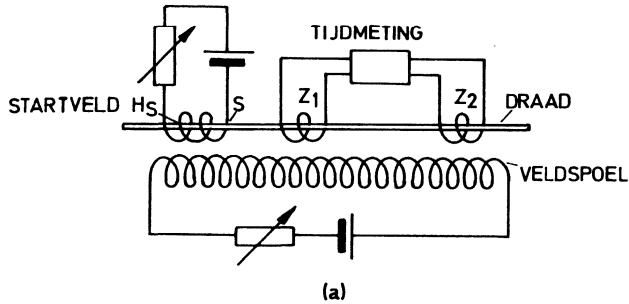


Fig.4.13. (a) Sixtus-Tonks opstelling (b) Magnetisatieverdeling in de draad (1) vóór het aanleggen van het startveld, (2) ná het aanleggen van het startveld, (3) indien de wand op de plaats van Z_1 en (4) op de plaats van Z_2 aankomt

4.4. Onderzoekmethoden

Voor vele toepassingen van magnetische materialen is het noodzakelijk van de gebiedjes van Weiss de vorm en de verandering van deze vorm onder invloed van een magnetisch veld te kennen. In de loop der jaren heeft men naast de Bittertechniek de beschikking gekregen over enkele andere methoden om de magnetisatieverdeling te onderzoeken, welke in het kort

zullen worden beschreven:

a. IJzervijlsel en magneetjesmodel

Met behulp van ijzervijlsel of nikkeldraadjes (Fig.4.14.) is het

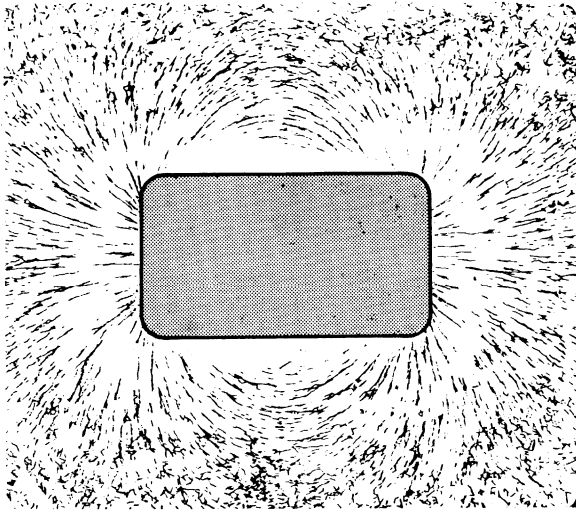


Fig.4.14. *Strooiveld met behulp van Ni-draadjes*

mogelijk iets over de magnetisatierichting in een magnetisch materiaal te leren; over de domeinen en de wandenstructuur ervaart men met deze methode echter niets. Ditzelfde geldt voor het gebruik van het magneetjes model, bestaande uit een matrix van kleine draaiende permanentmagneetjes.

b. Bittertechniek

Tussen twee domeinen met verschillende magnetisatierichting bevindt zich een overgangsgedebied: de domeinenwand, waarin de magnetisatie draait van de richting in het ene domein naar de richting in het andere domein. Het gevolg is, dat in de wand de magnetisatie een komponent heeft loodrecht op het oppervlak (Fig.4.15). Zie ook Fig.4.23.

Brengen we een suspensie van zeer kleine Fe_3O_4 -deeltjes in een zeepachtige vloeistof aan op het oppervlak van een magnetisch materiaal, dan

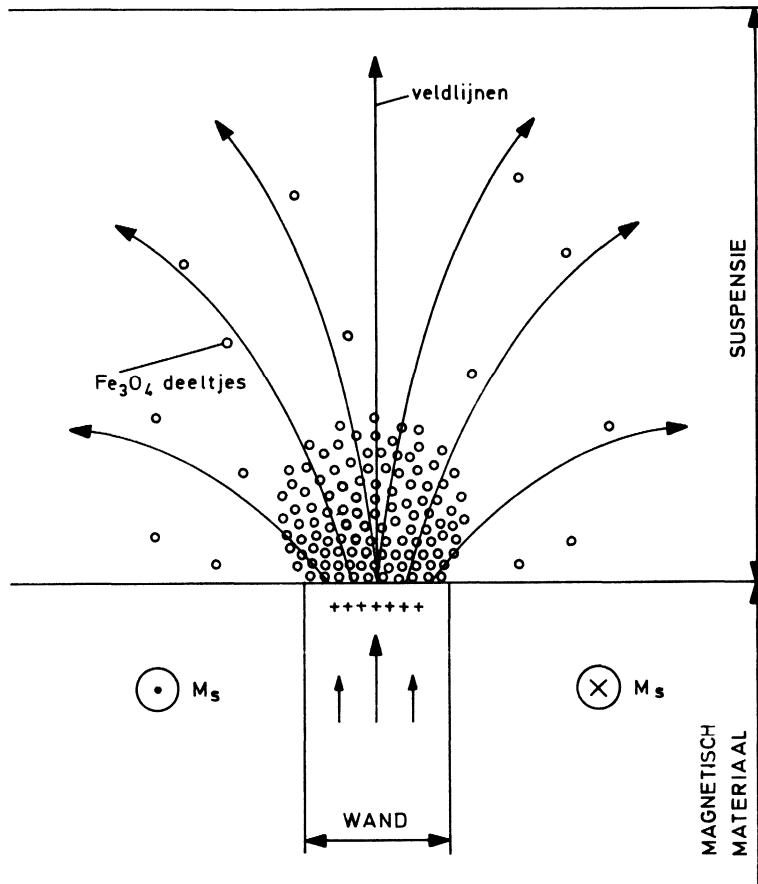


Fig.4.15. Verzamelen van Fe_3O_4 -deeltjes boven wand. Zie ook Fig.4.23.

zullen als gevolg van de Brown-beweging de Fe_3O_4 -deeltjes naar de wanden bewegen. Observeren we de wanden met een microscoop met schuin invallend licht, dan zien we de wanden als witte lijnen op een zwarte ondergrond (Fig.4.16.).

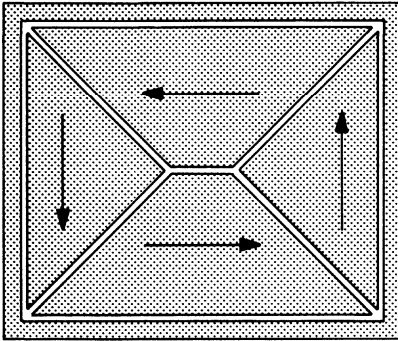


Fig.4.16. *Schematische voorstelling van een Bittertechniekbeeld van de domeinstructuur in een éénkristallijnplaatje van ijzer*

c. Magneto-optische technieken

1. Het Faradayeffect

Wanneer lineair gepolariseerd licht een dunne magnetische laag passeert, wordt het vlak van polarisatie gedraaid. De draairichting hangt af van de richting van de magnetisatiecomponent evenwijdig aan de lichtbundel. Wordt een analysator (Fig.4.17.) achter de laag zo opgesteld, dat de

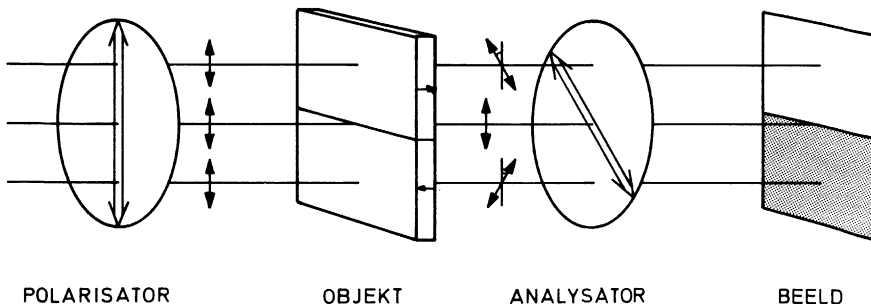


Fig.4.17. *Opstelling voor het waarnemen van domeinen met behulp van het Faradayeffect*

polarisatierichting loodrecht is op de polarisatierichting van het licht, dat één soort domeinen passeert, dan zullen deze domeinen bij observatie als donker worden waargenomen, (Fig.4.18.).

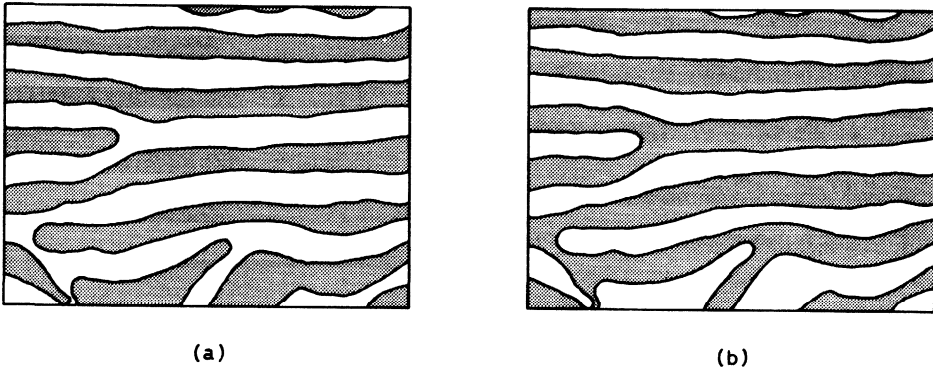


Fig.4.18. (a) Schematische voorstelling van een domeinenbeeld in een yttrium-ijzergranaat . (b) Dit beeld is komplementair aan (a) en ontstaat na draaien van de analysator

Fig.4.18. toont het beeld, dat men krijgt, indien men het Faradayeffekt toepast op een plaatje van een yttrium-ijzergranaat. Volgens de foto's blijkt zo'n plaatje uit langwerpige domeinen te bestaan, waarin de magnetisatie antiparallel en loodrecht op het oppervlak staat.

2. Het Kerreffekt

Het Kerreffekt lijkt veel op het Faradayeffekt, maar wordt waargenomen in gereflekteerd licht en kan gebruikt worden voor magnetische kristallen of lagen, welke te dik zijn voor doorvallend licht. Het oppervlak moet zorgvuldig gepolijst worden (Fig.4.19).

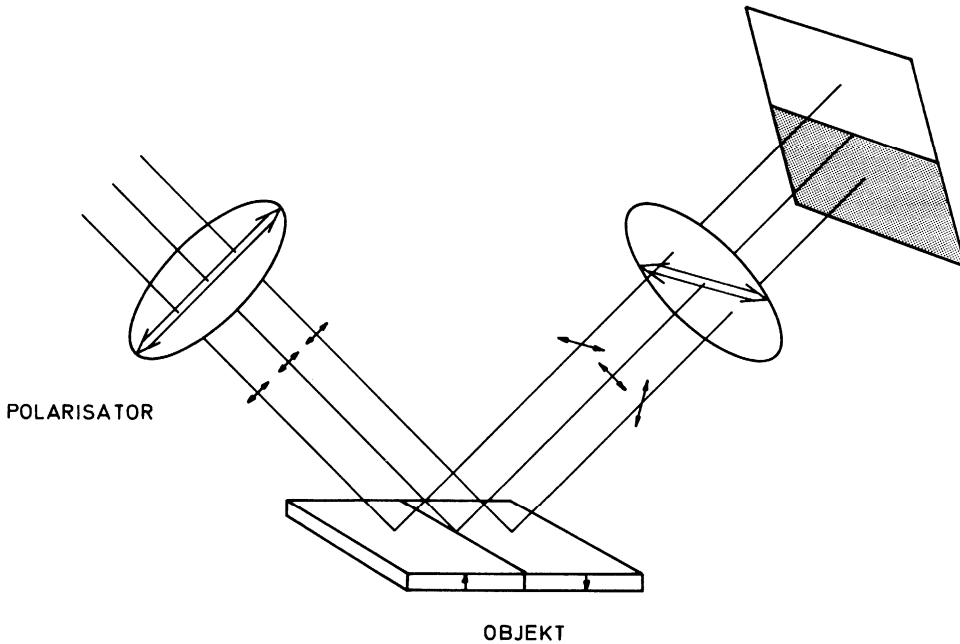


Fig.4.19. *Opstelling voor het waarnemen van domeinen met behulp van het Kerreffekt*

d. Lorentzmikroskopie

Brengt men een zeer dunne magnetische laag aan in een elektronenmikroskoop, dan zullen de elektronen, welke het laagje passeren door de magnetisatie worden afgebogen (Fig.4.20) en op het scherm ontstaat een domeinenstructuur, waarin de wanden afwisselend wit en zwart worden weergegeven.

De methode is slechts te gebruiken voor dunne magnetische lagen ($d < 10^3 \text{ \AA}$), maar heeft toch zeer waardevolle informatie opgeleverd t.a.v. de ommagnetisatie processen. Zo kan men d.m.v. deze methode aantonen, dat in een domein de magnetisatie kleine richtingsveranderingen ondergaat ("kwispelt"), wat aanleiding geeft tot een streepjesstructuur loodrecht op de magnetisatierichting in het elektronenmikroskoopbeeld.

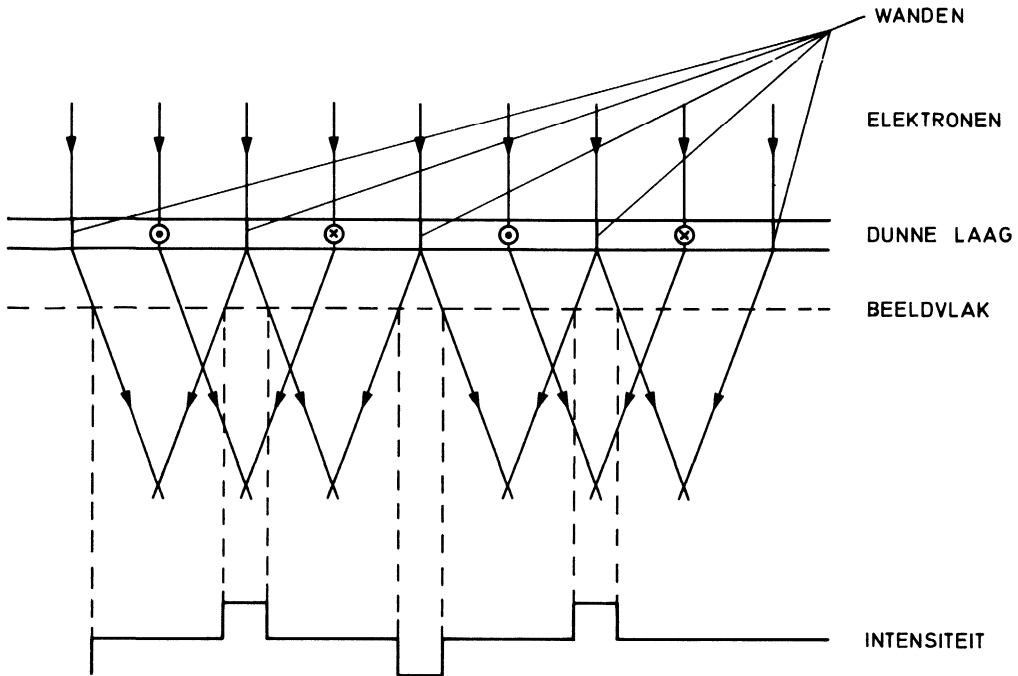


Fig.4.20. *Afbuiging van een elektronenstraal door de magnetisatie in een dunne magnetische film*

e. Hysteresiskromme meetapparaat

Van alle nieuwe magnetische materialen zal men met het oog op de toepassing willen weten, hoe de magnetisatie M of de magnetische polarisatie J verandert als functie van een aangelegd magnetisch veld, de zgn. hysteresiskromme.

Hiertoe brengt men het meetobject in een wisselveld (meestal 50 Hz). Een spanning evenredig aan het veld wordt van een weerstand R in de veldspool-stroomkring afgenomen en aan de horizontale platen van een elektronenstraal-oscilloscoop toegevoerd. Het object bevindt zich in een kleine opnamespoel, waarin een spanning geïnduceerd wordt evenredig aan de verandering van de magnetische flux met de tijd. Een kleine compensatiespoel is nodig, om de spanning t.g.v. de flux veranderingen, die

niet door het objekt veroorzaakt worden elektrisch te kunnen aftrekken.
In de uitdrukking voor de magnetische induktie

$$B = \mu_0 H + J$$

is J representatief voor het materiaal, terwijl de term $\mu_0 H$ de magnetische induktie in lucht t.g.v. een magnetisch veld H is. Na elektronische integratie wordt het signaal toegevoerd aan de verticale platen van de oscilloscoop. Op het beeldscherm verschijnt dan de hysteresiskromme van het materiaal. In Fig.4.21. wordt een mogelijke uitvoering van zo'n meetopstelling schematisch weergegeven.

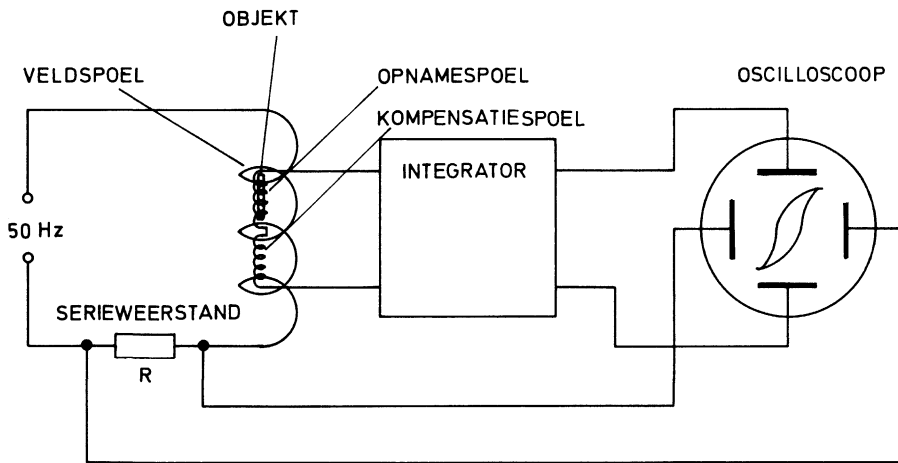


Fig.4.21. Schakeling voor het meten van de hysteresiskromme

4.5. Anisotropieën

Bestuderen we de hysteresiskromme van een magnetisch objekt, dan blijkt, dat deze afhangt van de richting in het materiaal. Dit hangt samen met het feit, dat er voor de magnetisatie voorkeursrichtingen bestaan. Een materiaal, dat in elke richting dezelfde magnetische eigenschappen heeft, noemen we magnetisch isotroop, alle andere materialen anisotroop. We onderscheiden de volgende anisotropieën:

a. Geïnduceerde anisotropie

Wordt een Ni-Fe legering in een magnetisch veld verwarmd en langzaam afgekoeld, dan bevinden zich in een richting evenwijdig aan het aangelegde veld meer Fe-Fe atoomparen dan in elke andere richting.

Néel heeft aangetoond, dat indien geen uitwendig veld wordt aangelegd, de richting van de magnetisatie bij voorkeur evenwijdig is aan de richting waarin de meeste Fe-Fe-paren voorkomen. Deze richting heet de gemakkelijke richting en uit symmetrie-overwegingen zijn er twee gemakkelijke richtingen of één gemakkelijke as. Legt men het magnetische veld aan evenwijdig aan de zogenaamde moeilijke richting, loodrecht op de gemakkelijke richting, dan zal de magnetisatie in de veldrichting roteren. Reduceert men het veld, dan draait de magnetisatie vanzelf terug naar één van de gemakkelijke richtingen. De anisotropie energie U_K is gegeven door

$$U_K = K \sin^2 \phi \quad (4.5.1.)$$

waarin K de anisotropie konstante is en ϕ de hoek tussen de magnetisatie en de gemakkelijke richting. De energie is een minimum voor $\phi = 0$ en $\phi = \pi$ en dit zijn blijkbaar de voorkeursrichtingen voor de magnetisatie; men noemt ze ook wel gemakkelijke richtingen. Men kan met behulp van (4.5.1.) de hysteresiskromme in de gemakkelijke en de moeilijke richting uitrekenen. In de gemakkelijke richting vinden we een rechthoekige lus, in de moeilijke richting een rechte lijn. In beide gevallen wordt verzadiging bereikt bij een veld $H_K = 2K/J_s$ (Fig.4.22.)

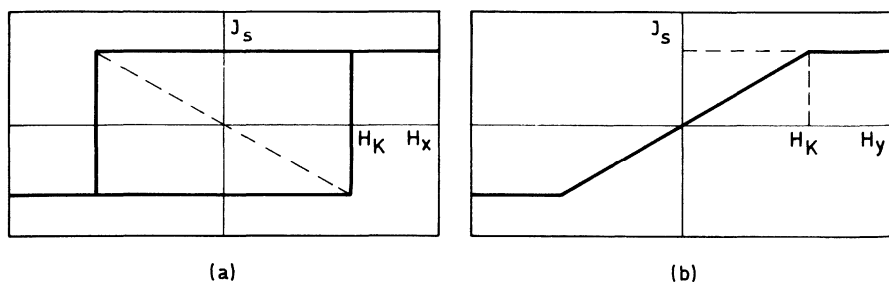


Fig.4.22. *Theoretische hysteresiskromme van een uniaxiaal materiaal in (a) de gemakkelijke en (b) de moeilijke richting*

b. Vormanisotropie

Is de magnetisatierichting van een draad evenwijdig aan de draad, dan bevinden zich de Noord- en Zuidpool op grote afstand van elkaar en zal het door de polen veroorzaakte veld in de draad klein zijn. Is de draad echter gemagnetiseerd loodrecht op de draadrichting, dan is het veld tengevolge van de kleine afstand tussen de polen zeer groot. Dit veld zal de magnetisatie weer evenwijdig aan de draadrichting trachten te draaien. Voor een magnetisch lichaam van willekeurige vorm geldt, dat die richting, waarvoor de afstand tussen de Noord- en Zuidpool het grootst is, een gemakkelijke richting is. Een kogel heeft zodoende geen voorkeursrichting voor de magnetisatie en is isotroop.

c. Kristalanisotropie

Het blijkt experimenteel, dat bepaalde richtingen in een kristal gemakkelijke richtingen zijn en andere moeilijke richtingen. Welke richtingen in een kristal voorkeursrichtingen voor de magnetisatie zijn, is theoretisch moeilijk te voorspellen. Voor materialen ijzer (Fe), nikkel (Ni) en kobalt (Co) worden experimenteel grote verschillen gemeten. IJzer is kubisch ruimtelijk gecentreerd en de magnetisatierichting is bij voorkeur parallel aan $[100]$, $[010]$ en $[001]$ (Fig.1.7.). De moeilijke richting is $[111]$. Voor nikkel, dat een kubisch vlakken gecentreerd kristalrooster bezit, geldt het tegengestelde. Kobalt is hexagonaal en de c-richting $[0001]$ is de gemakkelijke richting. Door het maken van legeringen

van Ni, Fe en Co is het mogelijk kristallen te maken zonder kristal-anisotropie.

d. Spanningsanisotropie

Een magnetische staaf verandert enigszins zijn vorm, wanneer de magnetisatie van de staaf door een uitwendig veld wordt beïnvloed. Omgekeerd zal een vormverandering als gevolg van een mechanische spanning de richting van de magnetisatie beïnvloeden. Wordt een staaf gemagnetiseerd in de lengterichting, en verandert de magnetisatie in de lengterichting hierbij van 0 tot M_s , dan is de relatieve lengteverandering $\Delta l/l$ gelijk aan λ_s , de zgn. verzadigings-magnetostriktie-koëfficiënt.

Nikkel heeft een negatieve magnetostriktie-koëfficiënt λ en ijzer een positieve. Wordt een ijzerdraad uitgerekt, dan zal de magnetisatierichting bij voorkeur evenwijdig zijn aan de draadrichting. Door weer te legeren is het mogelijk materialen met $\lambda = 0$ te maken.

De kompositie 80 Ni - 20 Fe is technisch zeer belangrijk, omdat dan zowel de kristal- als de spanningsanisotropie zeer klein zijn. Worden nog sporen van andere materialen toegevoegd, dan ontstaat Permalloy, Supermalloy en μ -metaal.

4.6. Wanden en domeinen

Tussen de gebiedjes van Weiss bevinden zich overgangsgedieden, die men Blochwanden heeft genoemd, omdat Bloch in 1932 een eerste berekening van de wanden heeft gemaakt. In de wanden draait de magnetisatie van de richting van de ene domein naar de richting van de andere domein, zoals is aangegeven in Fig.4.23. voor een 180° -Blochwand. In een ferromagnetisch materiaal willen de dipoolmomenten, echter indien mogelijk, parallel gericht zijn. In de wand is dit niet het geval. Wordt de 180° draaiing over een groot aantal atomen uitgesmeerd, dan is de hoek tussen de naaste dipolen gering. De zogenaamde verwisselingsenergie ϵ_e is evenredig met het kwadraat van de verschilhoek ϕ tussen twee spins (C_1 is een konstante):

$$\epsilon_e = C_1 \phi^2 \quad (4.6.1.)$$

Is de Blochwand N atomen dik en de totale hoek, waarover de magnetisatie

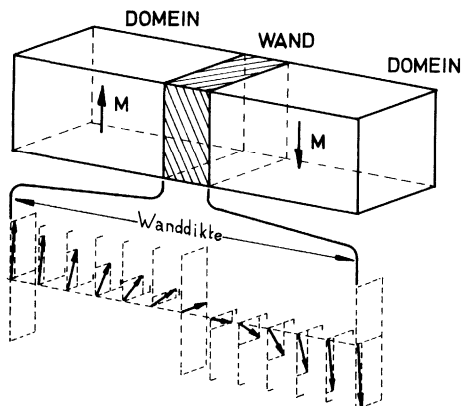


Fig.4.23. *Draaiing van de magnetisatierichting in een Blochwand*

draait in de wand π rad, dan is $\phi = \pi/N$. De energie per atoom is dan

$$\epsilon_e = C_1 \left(\frac{\pi}{N}\right)^2 \quad (4.6.2.)$$

en voor de wand, welke N atomen breed is, vinden we

$$E_e = N\epsilon_e = C_1 \left(\frac{\pi}{N}\right)^2 N = C_1 \frac{\pi^2}{N} \quad (4.6.3.)$$

Uit de formule blijkt, dat de verwisselingsenergie minimaal is, indien N oneindig groot, dus de wand oneindig breed is. Er is echter nog een belangrijke energieterm. De magnetisatie in de wand zal voor het grootste gedeelte niet in een wat de kristal- of geïnduceerde anisotropie betreft, gemakkelijke richting liggen en dit leidt tot een energieterm, welke evenredig is met het aantal atomen in de wand:

$$E_K = C_2 N \quad (4.6.4.)$$

De som van de anisotropie- en de verwisselingsenergie moet nu minimaal zijn:

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}} &= E_e + E_K \\ E_{\text{tot}} &= C_1 \frac{\pi^2}{N} + C_2 N \end{aligned} \quad (4.6.5.)$$

$$\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial N} = - \frac{C_1 \pi^2}{N^2} + C_2$$

$$N = \pi \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \quad (4.6.6.)$$

Indien C_1 , dus de verwisselingsenergie, groot is en overheerst, zullen de wanden zeer breed zijn. Is daarentegen C_2 , dus de anisotropie-energie, belangrijk, dan zullen de wanden zich slechts over een zeer klein aantal atomen uitstrekken. Voor permalloy is C_2 klein en vinden we een wanddikte van ongeveer 1 mikron (10^{-3} mm).

Vooraf met behulp van de Bittertechniek heeft men de verschillende vormen van de domeinen en wanden kunnen bestuderen. Het blijkt, dat bepaalde karakteristieke vormen steeds weer voorkomen.

Twee grondregels laten zich definiëren:

1. Indien mogelijk moet de magnetisatierichting evenwijdig zijn aan de rand van het magnetische object ter voorkoming van vrije Noord- en Zuidpolen.
2. De richting van een wand staat altijd loodrecht op de bisectrice van de hoek tussen de magnetisatierichtingen in de aangrenzende domeinen.

Beide grondregels worden geïllustreerd in de structuur van Fig.4.16.

4.7. Toepassingen

De toepassingen van de magnetische materialen kan men verdelen in die toepassingen, waarbij hardmagnetische materialen en die waarbij zachtmagnetische materialen worden gebruikt.

Hardmagnetische materialen worden toegepast in permanente magneten en in geluidsband, waar het magnetische veld nodig om de magnetisatie in deze materialen om te polen meestal groter zal zijn dan 10^4 A/m.

Zachtmagnetische materialen worden toegepast in rekenmachinegeheugens, in transformatoren, dynamo's en generatoren en als kernen van spoelen. Het magnetisch veld nodig om de magnetisatie om te polen is dan in de orde van 10^2 A/m of lager.

Werden vroeger de meeste magnetische materialen toegepast in de energietechniek, zo wordt nu, als gevolg van de opkomst van de rekenmachine, jaarlijks in de informatietechniek meer in magnetische materialen geïnvesteerd dan in de energie- en telekommunikatietechniek samen.

We zullen enige voorbeelden uit a. de energietechniek
 b. de telekommunikatietechniek en
 c. de informatietechniek
 behandelen.

4.7.1. Energietechniek

Zachtmagnetische materialen worden gebruikt bij de konstruktie van transformatoren, motoren en generatoren. Voor deze toepassingen zijn zeer grote hoeveelheden materiaal nodig, zodat de prijs per kg. een belangrijke faktor bij de keuze van het materiaal is. Voor bijna alle toepassingen wordt derhalve ijzer met toevoegingen gebruikt.

Reeds in 1906 ontdekte men in Engeland, dat een toevoeging van 3,5 à 4 % Si de eigenschappen van ijzer zeer verbeterde. Om de hystereseverliezen gering te maken, is het nodig een materiaal te maken, waarin ommagnetisatie bij geringe magnetische velden plaats vindt, het oppervlak van de hysteresiskromme is dan klein. Bovendien eist men van het materiaal, dat het een grote soortelijke weerstand heeft, om de wervelstroomverliezen gering te houden. De toevoeging van Si en bepaalde bereidingswijzen (walsen en temperen) hebben tot verliesarme materialen geleid.

Hardmagnetische materialen in de vorm van permanente magneten worden voor zeer veel doeleinden gebruikt, zo vindt men ze in luidsprekers, koppelingen, stappenmotoren, ruitenwissermotoren, meetinstrumenten, horloges, speelgoed, in kompassen en als hechtmagneten en deursloten.

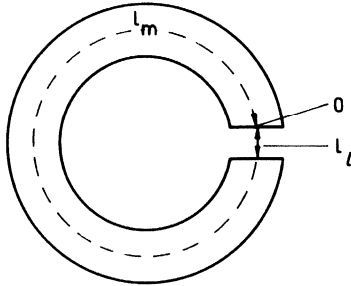
Van een hardmagnetisch materiaal voor een permanente magneet, verlangt men, dat een zo groot mogelijk magnetisch veld (dus kracht) wordt gerealiseerd met een zo klein mogelijk volume.

Stel, dat we een cirkelvormige permanente magneet hebben zoals geschetst in Fig.4.24. Als we aannemen, dat aan de uiteinden geen strooiing optreedt, dan komt alle flux door de magneet in de luchtspleet terecht. We kunnen nu schrijven:

$$B_m O = B_l O = \mu_0 H_l O \quad (4.7.1.)$$

en daar

$$\oint H dl = 0 = H_m l_m + H_l l_l$$

Fig.4.24. *Magnetisch circuit*

is

$$H_m l_m = -H_l l_l \quad (4.7.2.)$$

waarbij de indices m op het magnetisch materiaal en l op de luchtspleet slaan en verder H_m de veldsterkte in het materiaal, H_l de veldsterkte in de luchtspleet, l de lengte en O de oppervlakte is. Door nu (4.7.1.) met (4.7.2.) te vermenigvuldigen:

$$B_m O \times H_m l_m = -\mu_o H_l O \times H_l l_l \quad (4.7.3.)$$

krijgen we na enig omwerken ($l_m \times O = V_m$, $l_l \times O = V_l$) voor het veld in de luchtspleet:

$$H_l^2 = - \frac{(B_m \times H_m)}{\mu_o} \frac{V_m}{V_l} \quad (4.7.4.)$$

Uit (4.7.4.) zien we, dat, indien het volume V_l van de luchtspleet door de toepassing is gegeven en we met een minimum volume V_m aan magnetisch materiaal willen uitkomen, we ervoor moeten zorgen, dat $(B_m \times H_m)$ maximaal is. Door (4.7.1.) en (4.7.2.) op elkaar te delen, krijgen we het volgende verband:

$$\frac{B_m}{H_m} = -\mu_o \frac{l_m}{l_l} \quad (4.7.5.)$$

Zoals aangegeven in Fig.4.25.a stelt dit verband een rechte lijn voor. Om nu een optimaal magneetsysteem te verkrijgen, gaat men als volgt te werk:

Men neemt eerst de hysteresiskromme van het materiaal op in een gesloten magnetisch circuit. We krijgen dan de J vs. H of indien O het oppervlak van de doorsnede is, de $B = JO$ vs. H kromme (Fig.4.25.). Bij elk punt op de kromme hoort een B_m en een H_m en een $B_m \times H_m$ produkt. De relatie (4.7.5.) is een rechte lijn in het vierde kwadrant. Voor een optimaal systeem is het noodzakelijk, dat het $B_m \times H_m$ produkt, dat hoort bij het snijpunt van de rechte lijn met de hysteresiskromme maximaal is. We zetten daarom het $B_m \times H_m$ produkt uit voor verschillende richtingen in het kwadrant. Voor één richting vinden we een maximum en we zullen dan de l_l en l_m zodanig kiezen, dat de lijn volgens relatie (4.7.5.) precies door dit maximum gaat.

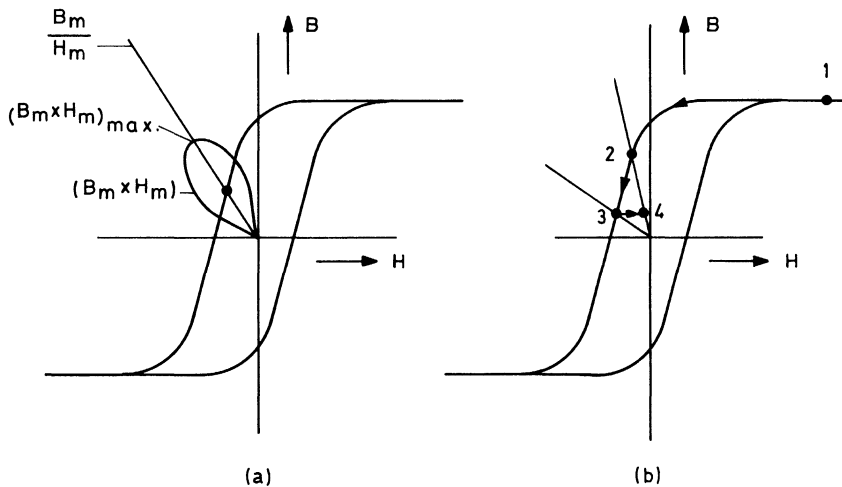


Fig.4.25. (a) Werklijn (B_m/H_m) en $B_m \times H_m$ produkt kromme (b) Invloed van een verandering op het magnetisch circuit (1) verzadiging (2) werkpunt vóór verandering (3) werkpunt na verandering (4) werkpunt na opheffing verandering

Voor ferrieten bereikt men een $(B_m H_m)_{\max}$ van $24 \times 10^3 \text{ WbA/m}^3$ voor de beste samarium-kobalt-magneten één van $160 \times 10^3 \text{ WbA/m}^3$.

Om het ideale werkpunt te bereiken, moet het systeem door middel van een uitwendig magneetveld verzadigd worden (Fig.4.25.b. punt 1). Wordt dit veld uitgeschakeld, dan verandert de inductie totdat punt 2 bereikt wordt. Wordt een gedeelte van het magneetsysteem tijdelijk verwijderd, dan kan ernstige degradatie van het systeem optreden. Als gevolg van de tijdelijke lagere werklijn door 3 zal na herstellen van het systeem de inductie in 4 en niet meer in 2 terecht komen; het BH produkt en het magneetsysteem is dan verre van optimaal. De verklaring voor dit ongewenste effect is te zoeken in het feit, dat een toename van de inductie alleen plaats kan vinden door middel van wandbewegingsprocessen. Echter, deze processen treden pas op, indien een veld in het eerste kwadrant weer wordt aangelegd. Men mag een magneetsysteem daarom nooit uit elkaar halen en zonder hernieuwde magnetisering naar punt 1, weer monteren.

4.7.2. Telekommunikatietechniek

De belangrijkste toepassing hier is in spoelen en filters voor de draaggolf en de radiotechniek. De prijs van het materiaal speelt hier een veel geringere rol dan bij de voorgaande toepassingen en men kan dan materialen gebruiken, die optimaal zijn, wat de magnetische eigenschappen betreft. Spoelen worden doorgaans bij hoge frekwenties gebruikt en daar spelen de wervelstroomverliezen een zeer grote rol. Om deze verliezen te reduceren, heeft men de kernen onderverdeeld eerst in lamellen en later in fijne draadjes en poeder. De uitvinding van de ferrieten heeft voor dit soort spoelen een grote vooruitgang gebracht. Een ferriet is een zeer slechte geleider en laat zich door persen en slijpen relatief gemakkelijk in de gewenste vorm brengen. Ferroxcube is een hiervoor veel gebruikt materiaal. Door de grote relatieve permeabiliteit μ_r

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{\mu_0 H} \quad (4.7.6.)$$

van de moderne materialen heeft men ook het volume van de spoelen belangrijk kunnen reduceren.

4.7.3. Informatietechniek

Magnetische materialen worden hier toegepast in magnetische band- en schijfgeheugens, welke voor de in- en uitvoer van de informatie worden gebruikt. Voor het hoofdgeheugen van een rekenmachine wordt een matrix van ferrietkernen toegepast. Zoals aangegeven in Fig.4.26.a. lopen door elk ringetje

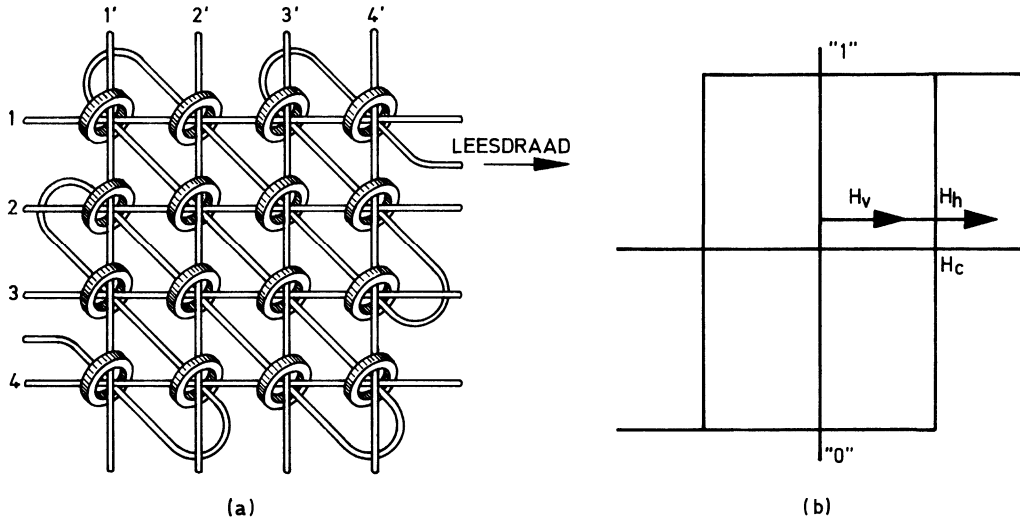


Fig.4.26. (a) Ferriekernmatrix, (b) hysteresiskromme van een ideale ferriekern

van de matrix drie draden. De horizontale en verticale draden worden gebruikt om de informatie in de kern te schrijven en uit te lezen. Op de derde draad, evenwijdig aan de diagonaal van de matrix, welke door alle kernen loopt, verschijnt het uitgangssignaal, dat representatief is voor de uitgelezen kern. Ferrieringetjes hebben indien ze geen kleine scheurtjes of andere inhomogeniteiten bevatten een rechthoekige hysteresiskromme (Fig.4.26.b.). Bij het koërcitiefveld H_c beweegt zich een cirkelvormige wand van de binnen naar de buitendiameter van de kern en de magnetisatie verandert van $-J$ (binair "0") naar $+J$ (binair "1"). Wordt een stroom door bijvoorbeeld de horizontale draad 3 gestuurd, dan veroorzaakt deze

stroom een veld in alle kernen op rij 3. We kunnen een veld kiezen even kleiner dan H_c . Sturen we ook een stroom door de verticale draad 3', die ook een veld iets kleiner dan H_c veroorzaakt, dan zal op het snijpunt van 3 en 3' een veld groter dan H_c ontstaan en de kern zal omgeschakeld worden. We kunnen met 4 horizontale en 4 verticale draden $d^2 = 16$ kernen selectief schakelen of algemeen met $2n$ draden in n^2 kernen bits inschrijven of uitlezen. Willen we een bepaalde kern uitlezen, dan worden de stroompulsen in de omgekeerde richting door de draden gestuurd. Is de kern in de "0"-toestand, dan gebeurt er niets, is de kern in de "1"-toestand, dan wordt de kern omgeschakeld en wordt een spanning op de leeslijn geïnduceerd. Met behulp van ferrieringetjes heeft men geheugens met 10^7 plaatsen gereali-seerd. De afmetingen van de kernen zijn in de loop van de tijd steeds kleiner geworden. De kleinste hebben een buitendiameter van 0,35 mm. Kleine scheurtjes in de kern kunnen een zeer nadelige invloed op de eigen-schappen hebben. Bezien we het magnetische circuit van Fig.4.24. en nemen we aan, dat l_z zeer klein is, dan kunnen we een formule voor het veld H_m in de kern afleiden.

Is H het veld veroorzaakt door de draden door de kern dan geldt:

$$\oint H dl = H \cdot l = H_m l_m + H_z l_z \quad (4.7.7.)$$

Verder is

$$B_m = \mu_0 H_m + J_m \quad (4.7.8.)$$

en

$$B_m = B_z = \mu_0 H_z \quad (4.7.9.)$$

Uit (4.7.8) en (4.7.9.) volgt:

$$\mu_0 H_z = \mu_0 H_m + J_m \quad (4.7.10.)$$

Vult men nu (4.7.10) in (4.7.7.) in, dan vindt men voor het veld in de kern:

$$H_m = H - \frac{l_z}{l_z + l_m} \frac{J_m}{\mu_0} \quad (4.7.11.)$$

Is de lengte van de luchtspleet nul, dan is $H_m = H$, het veld in de kern is zoals gewent gelijk aan het door de draden geproduceerde veld. Bevindt zich een scheurtje in het materiaal, dan is het veld in de kern

$\frac{l_l}{l_m + l_m} \frac{J_m}{\mu_0}$ geringer. We noemen $\frac{l_l}{(l_m + l_l)}$ de demagnetiseringsfaktor N .

Voor de relatie (4.7.11.) kunnen we nu schrijven:

$$H_m = H - \frac{NJ_m}{\mu_0} = H - NM \quad (4.7.12.)$$

Men realiseert zich vaak niet, dat zelfs bij zeer kleine scheurtjes dit zogenaamde demagnetiserende veld reeds zeer groot kan zijn. Stel dat

$\frac{l_l}{l_m + l_l} = \frac{1}{1000}$ en $J_m = 0,5 \text{ Wb/m}^2$, dan is het demagnetiserende veld

$NJ_m/\mu_0 = 4 \times 10^2 \text{ A/m}$ ongeveer even groot als het koërcitiefveld van een gebruikelijke ferrietkern. Heeft de kern een omtrek van één mm ($\phi \approx 0,3 \text{ mm}$) dan is een scheurtje van 1 mikron (0,001 mm) reeds desastreus voor wat betreft de eigenschappen van de kern. Bovendien hangt het demagnetiserende veld af van J_m , welke weer een functie van H_m is. Nemen we de hysteresiskromme $B_m = f(H)$ op van een kern met een luchtspleet, dan vinden we een scheve hysteresislus, die men gemakkelijk kan konstrueren met behulp van de relatie (4.7.11.) zoals is aangetoond in Fig.4.27. In tegenstelling tot Fig.4.25 is hier B_m niet tegen H_m , het veld in de kern, maar tegen H , het met behulp van een stroomdraad opgewekte veld uitgezet. Het selectieschema zoals zojuist besproken, kan voor een kern met een luchtspleet niet meer gebruikt worden. Het is daarom noodzakelijk, dat elke ferrietkern en dit wordt door automaten gedaan, zorgvuldig getest wordt, voordat hij in een matrix wordt ingevlochten.

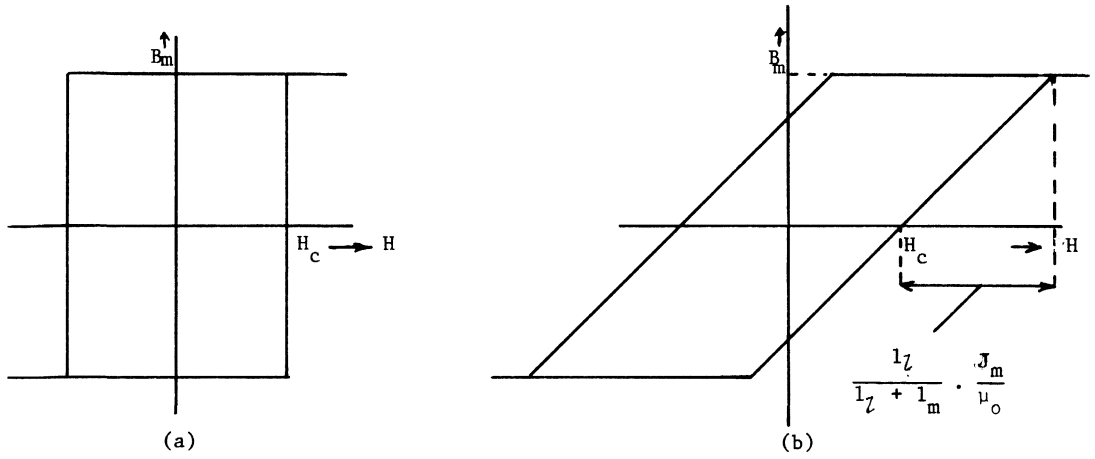


Fig.4.27. *Hysteresislus van een kern zonder en met luchtspleet*

Hoofdstuk 5. OPTOELEKTRONISCHE MATERIALEN

	blz.
5.1. <u>Inleiding</u>	5 - 1
5.2. <u>Lichtbronnen</u>	5 - 1
5.2.1. Incandescentie	5 - 1
5.2.2. Luminescentie	5 - 3
5.2.3. Lasers	5 - 6
5.2.3.1. Inleiding	5 - 6
5.2.3.2. Vastestoflaser	5 - 8
5.2.3.3. Gaslaser	5 - 9
5.2.3.4. Injektielaser	5 - 10
5.3. <u>Lichtmodulatie</u>	5 - 11
5.3.1. Amplitude- en fasemodulatie	5 - 11
5.3.2. Lichtafbuiging	5 - 15
5.4. <u>Lichttransmissie</u>	5 - 17
5.5. <u>Lichtdetectie</u>	5 - 19

Symbolen

λ	= golflengte licht
ν	= frekwentie licht
W_{band}	= breedte verboden band
E	= elektrisch veld

Formules

$$\lambda \approx \frac{12,4 \times 10^3}{W_{\text{band}}} \quad \text{waarin } \lambda \text{ in } \text{\AA} \text{ en } W_{\text{band}} \text{ in eV}$$

Fysische konstanten

$$h = \text{konstante van Planck} \quad 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

5. OPTOËLEKTRONISCHE MATERIALEN

5.1. Inleiding

Sinds de uitvinding van de laser in 1960 is de belangstelling voor opto-elektronische materialen en effecten sterk gestegen. Naast de traditionele toepassingen zoals fotowerstanden, televisiekamera's en lichtbronnen schijnen bijv. magneto-optische rekenmachinegeheugens, lasercommunicatiesystemen en lichtdiode-cijferindikatoren voor meetinstrumenten werkelijkheid te worden.

De bedoeling van dit hoofdstuk is, de belangrijkste begrippen op het gebied van de optoëlektronische materialen kort toe te lichten, om de toegang tot de vakliteratuur te vergemakkelijken.

We kunnen de optoëlektronische materialen verdelen in materialen, welke gebruikt worden voor:

- a. lichtbronnen
- b. lichtmodulatie
- c. lichttransmissie
- d. lichtdetektie.

5.2. Lichtbronnen

Men onderscheidt twee soorten mechanismen om zichtbaar licht op te wekken

- a. incandescentie (gloeien)
- b. luminescentie (koud licht).

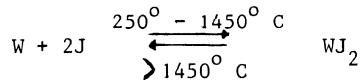
5.2.1. Incandescentie

Een gloeilamp geeft licht, omdat als gevolg van de grote stroom door de gloeidraad, die vroeger van koolstof (Edison 1879) en nu meestal van wolfram (W) is gemaakt, een sterke thermische beweging van de atomen ontstaat. Hoe hoger de temperatuur van de gloeidraad is, des te hoger zijn de aangeslagen energieniveaus en des te witter is het licht. Men spreekt van de kleurtemperatuur van een lichtbron. Het spektrum van lichtfrequenties, dat door een ideaal zwart lichaam wordt uitgezonden, hangt uitsluitend af van de temperatuur van dit zwarte lichaam. Bij een hogere temperatuur verschuift het spektrum naar kortere golflengtes. De spektra, uitgezonden door de gebruikelijke lichtbronnen, wijken doorgaans af van die van een zwart lichaam. Sommige golflengtes zullen geabsorbeerd, andere versterkt worden. Toch is het gebruikelijk zulke lichtbronnen een kleur-

temperatuur toe te kennen. Heeft een lichtbron een kleurtemperatuur van 3000°C , dan wil dit zeggen, dat het uitgezonden spektrum het meest overeenkomt met het spektrum, dat uitgezonden wordt door een zwart lichaam op een temperatuur van 3000°C . De werkelijke temperatuur van de lichtbron kan echter hoger of lager zijn dan 3000°C . De kleurtemperatuur van de zon is 6000°C , voor de gebruikelijke gloeilampen is de kleurtemperatuur veel lager, ongeveer 3000°C en bevat het licht relatief meer rood.

Een gewone wolfram gloeilamp heeft, omdat het wolfram langzaam verdampt, slechts een levensduur van 500 uur, de gloeidraad temperatuur is 2600°C . Om het neerslaan van wolfram op de glaswand tegen te gaan, wordt de lamp met een gas, meestal een mengsel van argon en stikstof gevuld.

Om de wolframverdamping nog kleiner te maken past men vandaag jodiumgas toe in de zgn. halogeenvlamp. In zo'n lamp vindt de volgende reactie plaats:



In het temperatuurbereik $250^{\circ} - 1450^{\circ}\text{C}$ wordt wolframjodide gevormd, boven 1450°C gaat de reactie juist omgekeerd. Wordt de glaswand van de lamp op een temperatuur gehouden, die hoger is dan 250°C , dan worden alle wolfram-atomen, die zich in de buurt van de wand bevinden, gebonden in WJ_2 (Fig.5.1.).

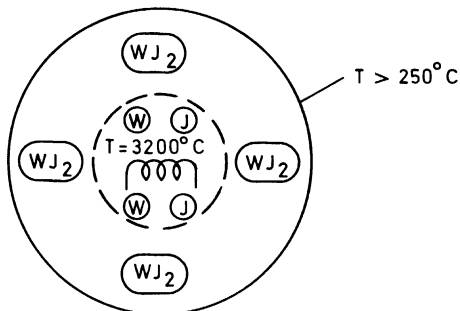


Fig.5.1. Schema van WJ_2 -kringloop

De gloeidraad in de halogeenlamp heeft een temperatuur van 3200°C , zodat hier het wolfram weer wordt neergeslagen. Dankzij de WJ_2 -reactie kan een halogeenlamp bij gelijkblijvend energieverbruik en levensduur licht van een hogere kleurtemperatuur leveren.

Een gloeilamp heeft een matig rendement. Slechts 9% van de energie wordt in zichtbaar licht omgezet. Voor een klein gloeilampje is dit nog minder, slechts 0,5% en het is begrijpelijk dat men voor cijferindikatoren in meetapparatuur naar betere lichtbronnen zoekt.

5.2.2. Luminescentie

Luminescentie noemt men het verschijnsel, waarbij een stof van een hogere aangeslagen toestand terugvalt naar een toestand met lage energie onder uitzending van licht. De stof kan op vele manieren in de aangeslagen toestand worden gebracht, zonder dat de temperatuur daarbij merkbaar toeneemt.

- a. Luminescentie kan optreden als gevolg van een bestraling met licht. Men noemt dit fluorescentie, wanneer de heruitstraling direct plaats vindt na het bestralen (de stof valt binnen 10^{-8} sek. terug naar de grondtoestand) en fosforescentie als enige tijd na beëindiging van de bestraling nog licht wordt uitgezonden. Het licht uitgezonden door een T.L. lamp is een voorbeeld van fluorescentie. Het ultraviolette licht als gevolg van de gasontlading bestraalt de fluorescerende stof (bijv. ZnS) aan de binnenkant van de glazen buis. Het materiaal wordt aangeslagen en valt terug in de grondtoestand onder uitzending van zichtbaar licht. Door het toevoegen van verontreinigingen zoals mangaan (Mn) en antimoon (Sb) kan het uitgezonden spektrum en dus de kleurtemperatuur beïnvloed worden.
- b. Luminescentie kan ook plaats vinden door bestraling van het ZnS met energierijke elektronen, zoals gebeurt in een televisiebuis, of kathodestraalbuis. In Fig.5.2.a. is het bandenschema van de isolator ZnS geschetst. Treft een elektron het materiaal, dan kan een elektron van de valentieband aangeslagen worden naar de geleidingsband. Valt het elektron direct terug naar de valentieband, dan wordt er ultraviolet licht met een golflengte van 3500 \AA uitgezonden, daar de bandafstand van ZnS $W_2 - W_1 = 3,6 \text{ eV}$ is. Om zichtbaar licht te verkrijgen, wordt het ZnS met Cu-atomen verontreinigd. Daar Cu één elektron minder in de buitenste

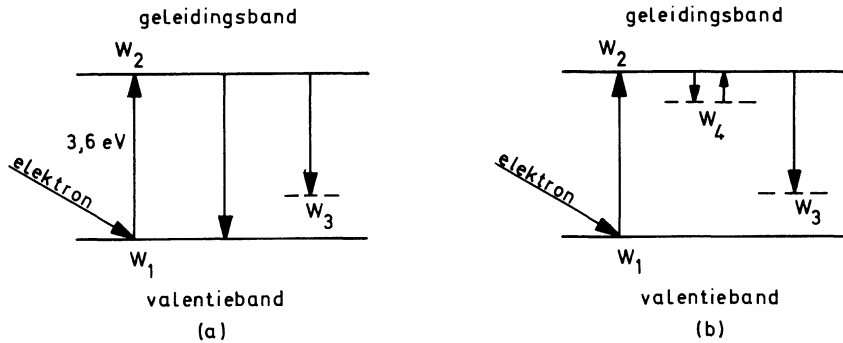


Fig.5.2. (a) Luminescentie als gevolg van bestraling met elektronen
 (b) Nalichten

schil heeft dan Zn, ontstaat een acceptor-energieniveau W_3 boven de valentieband (zie hoofdstuk 3.6.). Het aangeslagen elektron kan nu van W_2 terugvallen naar W_3 en de straling ligt in het zichtbare gebied. Voor sommige toepassingen is het nodig, dat de buis kan nalichten (radar). Dit wordt bereikt door het toevoegen van Al (Fig.5.2.b.). Al heeft één elektron meer in de buitenste schil dan zink en zorgt voor een donorniveau W_4 onder de geleidingsband. Elektronen kunnen nu van W_2 terugvallen naar W_4 onder uitstraling van infrarood licht. Het elektron kan om redenen waar hier niet op kan worden ingegaan niet direct van W_4 naar W_1 terugvallen, evenmin van W_4 naar W_3 . Het is echter wel mogelijk, dat, als gevolg van de warmtetrillingen van de atomen, het elektron weer teruggaat naar W_2 en dan pas terugvalt naar W_3 onder uitstraling van zichtbaar licht. Daar de overgang van W_4 terug naar W_2 niet onmiddellijk plaats behoeft te vinden na de overgang van W_2 naar W_4 , dit kan eventueel minuten duren, treedt nalichten op.

- c. Elektroluminescentie noemt men het effect, waarbij een stof in een aangeslagen toestand wordt gebracht, door het in een sterk elektrisch wisselveld te brengen. Reeds in 1936 door de Fransman Destriau ontdekt, kwam het effect ongeveer 10 jaar geleden weer in de belangstelling.

Tot de voorspelde grootscheepse toepassingen is het nog steeds niet gekomen. Elektroluminescentie lichtbronnen (panelen) geven een te zwak licht, terwijl relatief hoge spanningen en hoge frekwenties zijn vereist.

- d. Diodeluminescentie in PN- overgangen werd in 1922 door Lossen ontdekt. Een diode gemaakt van de halfgeleider galliumarsenide (GaAs) zond, indien in de doorlaatricting aangesloten, infrarood licht uit. Sindsdien heeft men ook dioden van galliumfosfide (GaP) en van mengsels van GaAs en GaP gemaakt, die licht in het zichtbare gedeelte van het spectrum uitstralen. Wordt de N-kant van de diode, waarin de geleiding door middel van elektronen plaats vindt, aan de negatieve spanning en de P-kant, waarin geleiding door middel van gaten plaats vindt, aan de positieve spanning aangesloten, dan zullen de elektronen en de gaten naar de PN-overgang toe bewegen en daar rekombineren (Fig.5.3.).

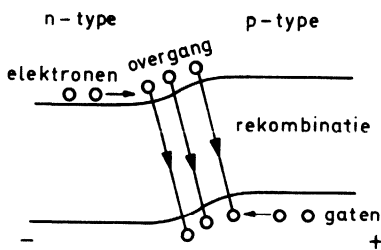


Fig.5.3. *Rekombinatie van elektronen en gaten in een PN-overgang*

Bij deze rekombinatie komt energie vrij, die kan zijn in de vorm van warmte in de PN-overgang of in de vorm van straling. Doordat de meeste straling weer in het materiaal wordt geabsorbeerd is het tot nu toe nog niet gelukt meer dan 40% van de elektrische energie om te zetten in straling. Toch is dit al veel meer dan het geval is in de kleine gloeilampjes en het is waarschijnlijk, dat deze in vele toepassingen door lichtdioden vervangen zullen worden.

- e. Luminescentie kan verder ook optreden onder invloed van Röntgenstralen, radioactieve bestraling en als gevolg van een chemische reactie (chemoluminescentie).

5.2.3. Lasers

5.2.3.1. Inleiding

Laser is de afkorting van Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. De eerste laser werd gebouwd met behulp van een robijnkristal door Maiman in 1960, nadat in 1958 Schalow en Townes de werking van de laser theoretisch hadden voorspeld. Het licht van een laser is monochromatisch en coherent. Coherent betekent, dat de fase van de lichtgolf in vlakken loodrecht op de laserstraal over langere tijd gelijk en zeer intensief is.

Het licht van een gloeilamp bestaat uit een groot aantal elektromagnetische golven, welke niet zijn gekoördineerd wat betreft amplitude, fase en frekwentie. Het licht van een laser daarentegen is wel gekoördineerd wat betreft de plaats en tijd en bestaat hoofdzakelijk uit golven met dezelfde golflengte. De coherentie, de chromatische zuiverheid en de intensiteit van het laserlicht is een gevolg van het feit, dat de aangeslagen atomen in een laser gestimuleerd worden om tezamen licht uit te stralen, voordat ze de kans krijgen dit spontaan en volkomen onafhankelijk te doen.

De meeste lasers bestaan uit een cylinder, gevuld met één of ander actief materiaal, afgesloten door twee spiegels, de één gedeeltelijk, de ander geheel reflektierend. De laser wordt op gang gebracht, d.w.z. de atomen worden aangeslagen, door bijvoorbeeld een zeer intense lichtflits. Als gevolg van deze lichtflits bevinden zich zeer vele elektronen op een hoger energieniveau (Fig.5.4.b.). Het is zelfs zo, dat het aantal elektronen in het hogere niveau groter is dan in het lagere niveau, wat geen stabiele toestand kan zijn. We noemen dit populatie-inversie. Valt nu een elektron spontaan terug naar het lagere energieniveau, dan zendt het een foton uit. Dit foton kan nu de andere elektronen stimuleren ook terug te vallen naar de lagere energietoestand onder uitzending van fotonen, met dezelfde fase en frekwentie als het oorspronkelijke foton (Fig.5.4.c.). De lichtgolven worden door spiegels, welke de cylinder afsluiten, weerkaatst en doen zo verder mee aan de stimulatie van het stralingsproces (Fig.5.4.d.). Is de afstand tussen de spiegels een geheel aantal malen de golflengte van de

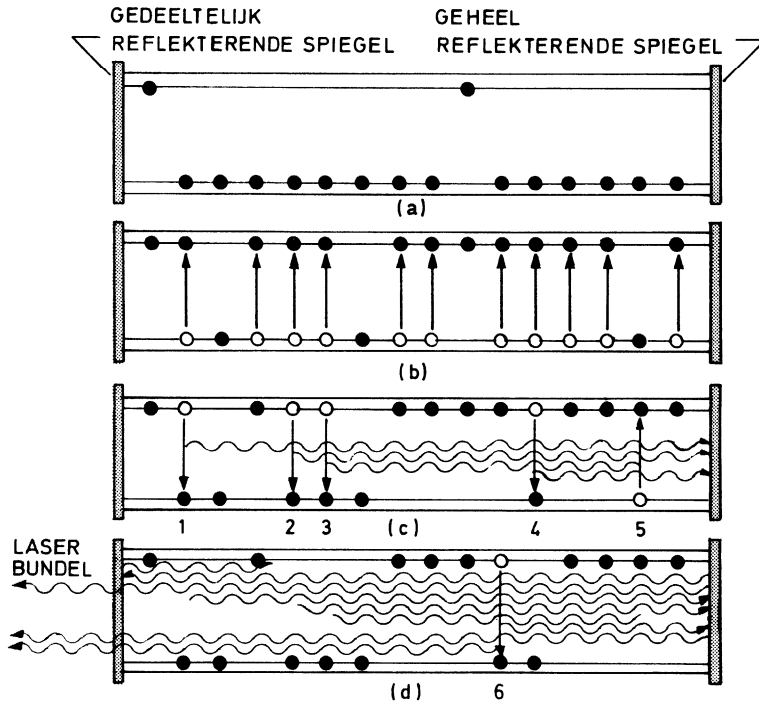


Fig.5.4. (a) Normale toestand, de meeste elektronen zijn in het laagste niveau (b) Excitatie van elektronen m.b.v. intense lichtflits, (c) Na het spontaan terugvallen van één elektron(1), worden andere elektronen (2,3,4) ook gestimuleerd terug te gaan naar de grondtoestand onder het uitzenden van straling. Ook kan de straling weer geabsorbeerd worden en het elektron weer aangeslagen worden naar het hogere niveau (5), (d) De straling wordt door een spiegel gereflekteerd en stimuleert nog meer elektronen terug te gaan naar de grondtoestand

lichtfrequentie, dan zullen de weerkaatste golven elkaar versterken en een intense monochromatische coherente lichtbundel kan de gedeeltelijk-doorlatende spiegel verlaten. Indien bijna alle elektronen weer in de grondtoestand terug zijn, zal de laserwerking weer ophouden. Een nieuwe lichtflits is nodig om de populatie-inversie weer te bewerkstelligen.

De gedeeltelijk-doorlatende spiegel aan het uiteinde van de laser vormt een probleem. Voor het snel opgang komen van de laser en het bereiken van grote intensiteiten zou men deze spiegel het liefst geheel reflecterend maken. Naar buiten zou dan echter niets waarneembaar zijn. Maakt men de reflectie-factor echter te klein, dan is het mogelijk, dat de verliezen te groot zijn (de Q-factor van de optische trilholve is dan te klein) en kan de laserwerking niet plaatsvinden. Men heeft verschillende methoden gevonden om dit probleem op te lossen, bijvoorbeeld kan men een draaiende spiegel aan één van de uiteinden van de laser gebruiken om zeer intense (10^8 watt/cm² vgl. zonlicht 's zomers ca 0,1 watt/cm²) en zeer korte (10^{-12} sek.) lichtpulsen te produceren. Tegenwoordig heeft men de beschikking over drie soorten lasers:

- a. Vaste-stof-laser
- b. Gaslaser
- c. PN- overgang-injektielaser.

5.2.3.2. Vaste stoflaser

De bekendste laser van dit soort bestaat uit een kristal van robijn met verspiegelde uiteinden. Om het kristal is een spiraal van een flitslamp aangebracht, welke de populatie-inversie veroorzaakt (Fig.5.5.).

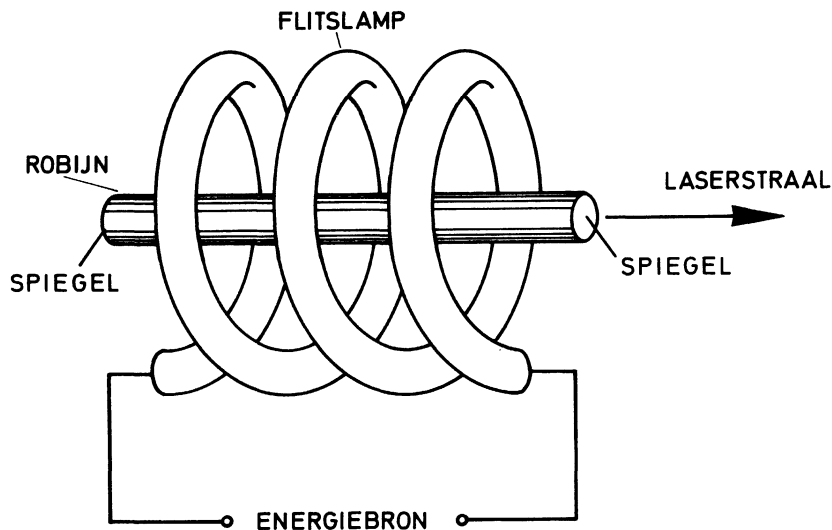


Fig.5.5. *Robijnlaser*

Een robijnkristal bestaat uit aluminiumoxide (Al_2O_3) met een bijmenging van chroom (Cr)-atomen (0,05%). De robijnlaser produceert rood licht (6940 \AA), veroorzaakt door het terugvallen van de aangeslagen elektronen in de Cr-atomen naar lagere energieniveaus. De bundel van een robijnlaser is zeer fijn en veroorzaakt bijvoorbeeld op een afstand van 1 km een lichtvlek met een diameter van slechts 30 cm. Met robijnlasers kan men alleen maar lichtpulsen produceren, continubedrijf is niet mogelijk.

Andere vastestoflasers maken gebruik van neodymium (Nd) gedoopt glas of yttrium-aluminium granaat (YAG)-staven. De uitgestraalde golflengte ligt dan echter in het infrarood (10600 \AA).

5.2.3.3. Gaslaser

De gaslaser werd in 1961 door Javan voor het eerst gerealiseerd. Deze laser bestaat uit een gasontladingsbuis gevuld met een mengsel van helium (He) en neon (Ne). De buis is aan beide uiteinden afgesloten door verstelbare holle spiegels (Fig.5.6.). Door middel van elektroden wordt in de

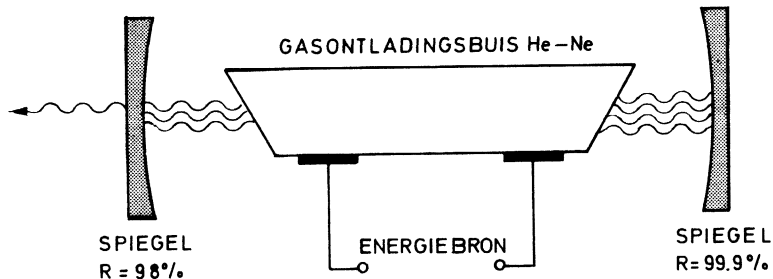


Fig.5.6. *Gaslaser*

buis een gasontlading veroorzaakt met het gevolg dat de He-atomen in een hogere energietoestand worden aangeslagen. De He-atomen dragen hun energie

over aan de Ne-atomen en deze vallen terug in de grondtoestand onder uitzending van zichtbare rode straling van 6000 \AA en onzichtbare infrarode straling met een golflengte van 11520 \AA . De He-Ne-laser was de eerste continu werkende laser. Voor het bewerken van materialen (boren, lassen, smelten etc.) is de kooldioxide (CO_2)-laser ontwikkeld. Het gasmengsel bestaat uit 75% He, 17% N_2 en 8% CO_2 en bevindt zich in een U-vormige gasontladingsbuis. Ter vergelijking: de opgewekte energie in een He-Ne-laser van 1m lengte is 25 mWatt/cm^2 bij een CO_2 -laser van gelijke lengte is dit 100 Watt/cm^2 . De golflengte ligt in het infrarood (10600 \AA). Om het laserlicht te fokuseren, zijn lenzen nodig, die deze golflengte niet absorberen. Lenzen van germanium (Ge), kalium- en natriumchloride (KCl , NaCl) worden toegepast. Het is mogelijk de CO_2 -laserstraal op een vlek met een diameter van 100 mikron te fokuseren.

5.2.3.4. Injektie-laser

Als gevolg van de rekombinatie van gaten en elektronen in een PN-overgang in een daarvoor geschikt gekozen materiaal kan licht worden uitgezonden (Fig.5.3.). Dit licht wordt echter voor het grootste gedeelte weer in de diode geabsorbeerd. Worden de vlakken loodrecht op de PN-overgang gepolijst, zodat een optische trilholte ontstaat en de spanning in de doorlaatrichting verhoogd, dan kan gestimuleerde emissie van straling optreden (Fig.5.7.). Dit werd het eerst door Hall en medewerkers aan galliumarsenide (GaAs)-PN-overgangen in 1962 ontdekt.

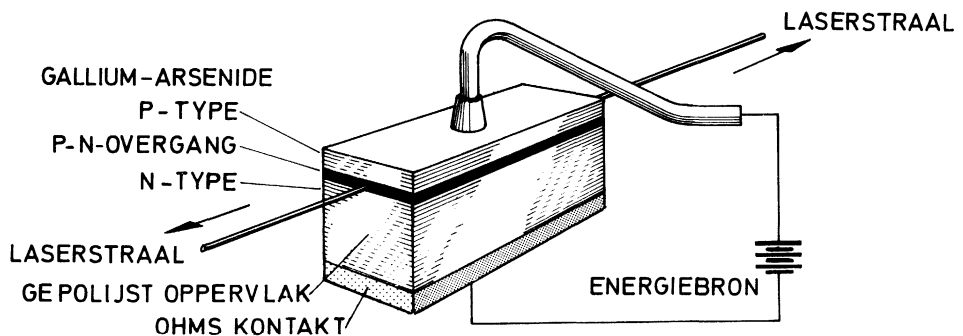


Fig.5.7. *Injektie-laser*

De bandafstand in GaAs is 1,38 eV (tabel 3.5.) en daar volgens (3.5.1.)

$$\lambda \approx \frac{12,4 \times 10^3}{W_{\text{band}}}, \quad \text{waarin } \lambda \quad \text{in } \text{\AA} \quad \text{en} \\ W_{\text{band}} \quad \text{in eV}$$

verwachten we, dat een GaAs laser licht met een golflengte van ongeveer 9000 Å (infrarood) zal uitzenden. Inmiddels is in vele stoffen (GaP, CdTe, GaSb, InSb) laserwerking waargenomen.

5.3. Lichtmodulatie

Voor veel optoëlektronische toepassingen moet het licht afkomstig van een laser of van een gewone lichtbron gemoduleerd kunnen worden. Van een elektromagnetische golf kan men de amplitude, de frekwentie, de fase, het polarisatievlak en de richting veranderen. We zullen enkele belangrijke modulators hier behandelen.

5.3.1. Amplitude- en fasemodulatie

a. Kerr-cel

Naast het magneto-optische Kerr-effekt (Hoofdstuk 4.4.) bestaat er ook een elektro-optisch Kerr-effekt. Men laat lineair gepolariseerd licht vallen door een kristal, welke Kerr-effekt vertoont. Op dit kristal zijn elektroden aangebracht, waarmee een elektrisch veld (E) in het kristal opgewekt kan worden (Fig.5.8.). De polarisatie-richtingen van de polarisator en de analysator, waartussen de kristal zich bevindt, zijn loodrecht op elkaar, zodat de lichtintensiteit achter de analysator nihil is, indien het licht onveranderd de Kerr-cel passeert. Wordt een spanning op de Kerr-cel aangelegd, dan zal het licht na het passeren van de Kerr-cel een lichtkomponent bevatten evenwijdig aan de doorlaatricting van de analysator. Wordt de spanning verhoogd, dan neemt deze komponent toe. We kunnen de lichtintensiteit dus moduleren met een elektrische spanning. Een nadeel van de Kerr-cel is, dat de noodzakelijke spanningen relatief hoog zijn (5 kV). Een veel gebruikt materiaal is kalium-dihydrofosfaat (KH_2PO_4) beter bekend onder de afkorting KDP.

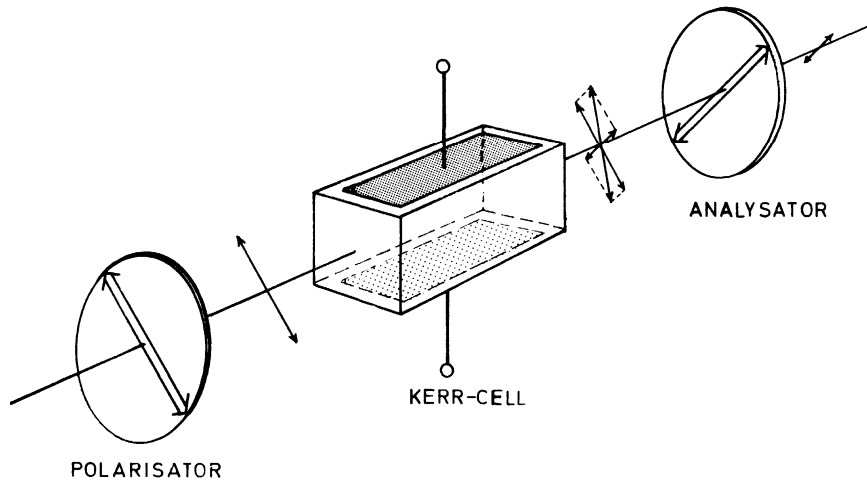


Fig.5.8. *Kerr-cel*

b. Faraday-modulator

Vervangen we de Kerr-cel door een staafvormige kristal van bijv. yttrium-ijzer-granaat (YIG) en brengen we de staaf in een spoel, dan zal de draaiïng van het polarisatievlak in het YIG-kristal afhankelijk zijn van het in de spoel opgewekte veld (Fig.5.9.) (zie ook hoofdstuk 4.4.).

De draaiïng is evenredig met de komponent van de magnetisatie evenwijdig aan de lichtstraal. Laat men het licht weer vallen door een analysator, dan wordt de draaiïng van het polarisatievlak omgezet in een amplitude ($A \rightarrow A \cos \alpha$) verandering. Het YIG-kristal kan gebruikt worden in het golflengtegebied van 12000 \AA tot 45000 \AA .

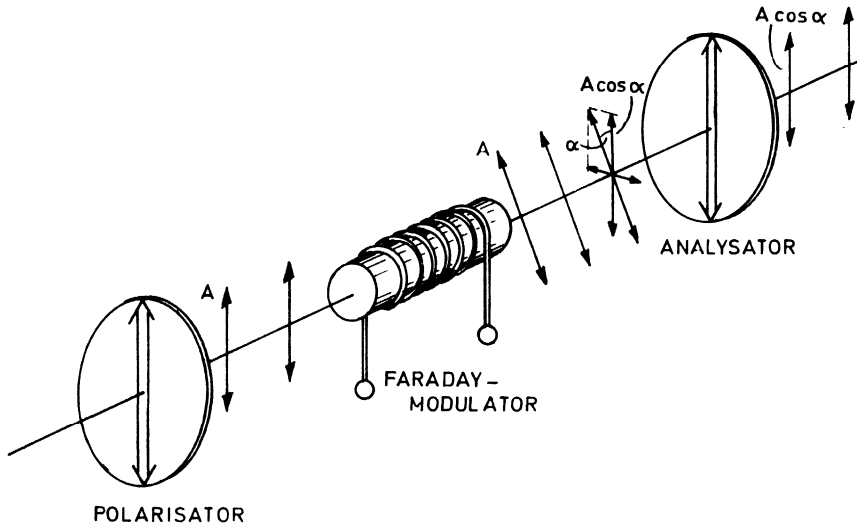


Fig.5.9. *Faraday modulator*

c. PN-overgang-modulator

Wanneer een PN-diode, gemaakt van galliumfosfide, in de sperrichting wordt aangesloten, dan vloeit er geen stroom en er heerst in de PN-overgang een zeer groot elektrisch veld. Het blijkt nu, dat onder deze omstandigheden in het PN-overgangsgebied een sterke draaiing van het polarisatievlak van een lineair gepolariseerde lichtbundel kan optreden.

Het nadeel van zo'n modulator is, dat het licht nauwkeurig gefocuseerd moet worden op het dunne overgangsgebied. De voordelen van de cel zijn, dat spanningen gebruikt kunnen worden, die gebruikelijk zijn in de halfgeleidertechniek, dat de cel bij zeer hoge frequenties kan werken, 7 GHz is reeds gehaald, en dat modulatoren gebouwd kunnen worden met zeer geringe verliezen en een maximale modulatie van 80%.

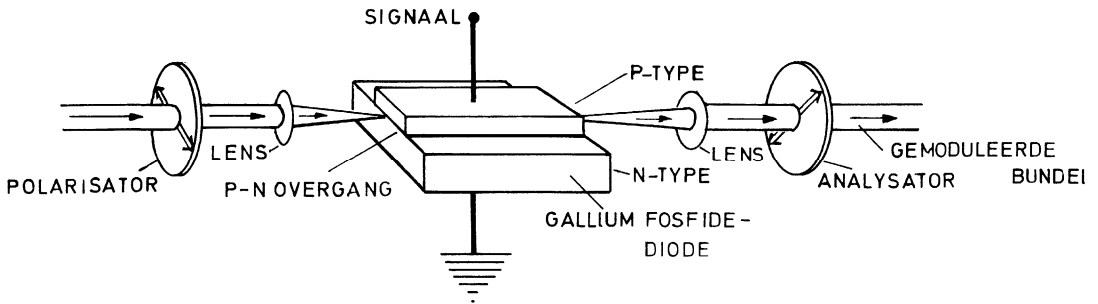


Fig.5.10. *PN-overgang-modulator*

d. Vloeibare kristallen

Voor het maken van cijferindicatoren en TV met een vlakscherm zoekt men naar materialen waarvan de optische eigenschappen relatief gemakkelijk elektrisch veranderd kunnen worden. Stoffen, die het midden houden tussen een kristal en een vloeistof, worden doorzichtig onder invloed van een elektrisch veld. De werking berust op het oriënteren door het veld van

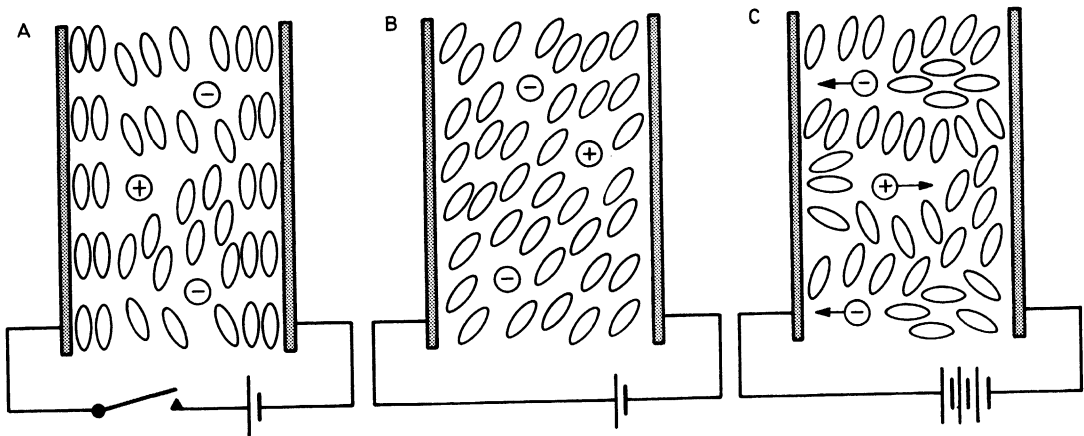


Fig.5.11. *Oriëntatie van langwerpige molekulen in een vloeibaar kristal (a) ondoorzichtig, geen veld; (b) doorzichtig, klein veld, (c) ondoorzichtig, groot veld*

een groot aantal langwerpige molekulen, welke bij afwezigheid van het veld wanordelijk door elkaar heen liggen en het licht verstrooien. Wordt het elektrische veld verder vergroot, dan wordt het materiaal weer ondoorzichtig, omdat de molekulen in het elektrische veld gaan bewegen en turbulentie ontstaat (Fig.5.11.).

5.3.2. Lichtafbuiging (Bragg-deflektor)

Tot nu toe hebben we gesproken over elementen, waarmee we de amplitude van het licht kunnen veranderen. Voor een aantal toepassingen (laser-radar, TV, rekenmachinegeheugens) wil men ook de richting van de lichtstraal kunnen beïnvloeden. Dit kan met een draaiende spiegel gebeuren, maar voor veel toepassingen is dit te langzaam.

Een element, dat eventueel in de toekomst gebruikt zal kunnen worden, is de zgn. Bragg-deflektor. Bragg ontdekte in 1912, dat Röntgenstralen op een bepaalde manier door kristallen gereflekteerd worden (Fig.5.12.).

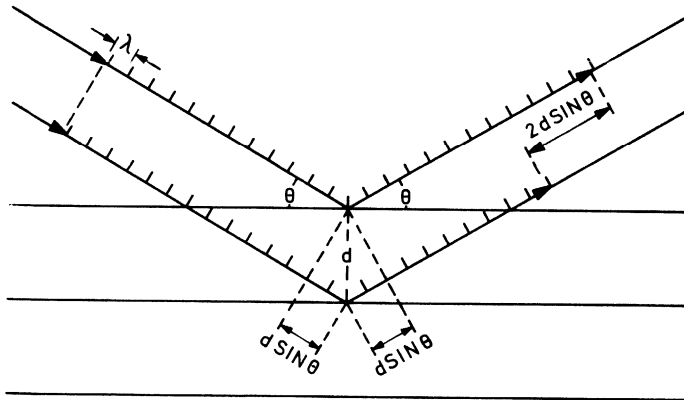


Fig.5.12. *Bragg-reflektie aan een kristal*

Is het wegverschil $2d \sin \theta$ gelijk aan een geheel aantal malen de golflengte, dan zal in de richting θ het licht gereflekteerd worden. De

atoomvlakken zijn op een afstand d van elkaar verwijderd. Iets dergelijks gebeurt in een Bragg-deflektor, welke bijvoorbeeld bestaat uit een bakje gevuld met water, met aan de bodem een piëzoelektrisch plaatje (Fig.5.13.).

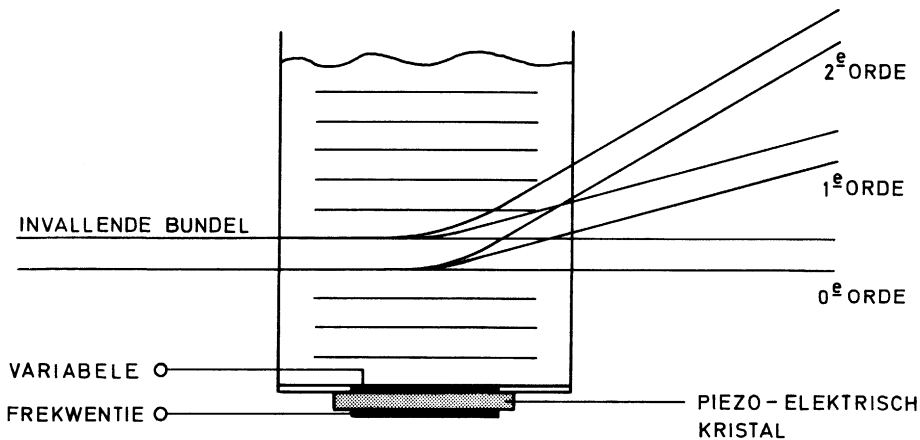


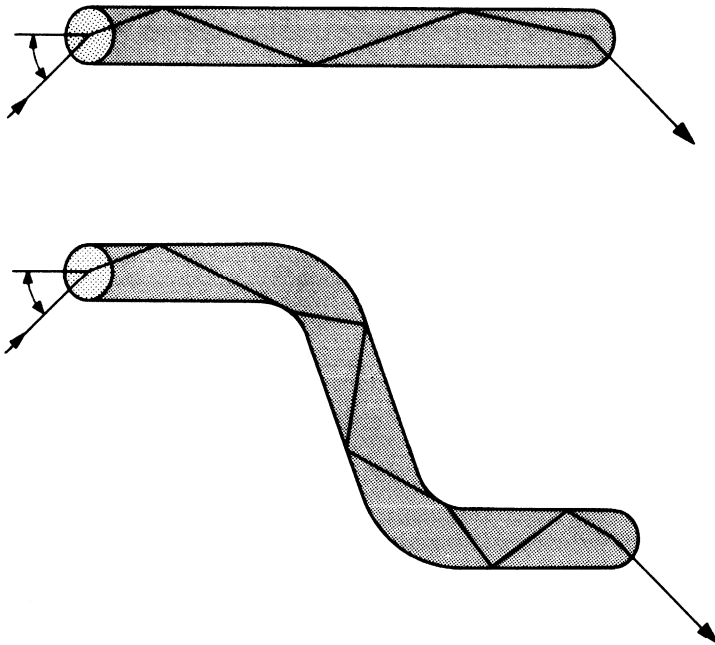
Fig.5.13. *Bragg-deflektor*

De invallende bundel is horizontaal. Zet men op het piëzoelektrische plaatje een hoogfrequentie spanning, dan wordt in het water een ultrasone trilling opgewekt. In de maxima treedt verdichting, in de minima verdunning van het water op en daar de brekingsindex n een functie is van de dichtheid, leidt dit tot een periodieke verandering van de brekingsindex n in verticale richting. Men kan berekenen, dat een gedeelte van een lichtbundel door een dergelijke structuur kan worden afgebogen. Experimenteel vindt men meestal een sterke 0-de orde en bovendien een aantal bundels, welke gelijke hoeken met elkaar maken en waarvan de intensiteit met hogere orde afneemt. (Fig.5.13.). De afbuighoek kan veranderd worden door de frequentie van de spanning op het piëzoelektrisch kristal te variëren, wat tot gevolg heeft, dat de afstand d tussen de vlakken van gelijke n verandert.

5.4. Lichttransmissie

a. Glasvezel-optiek

Licht plant zich rechtlijnig voort. Wil men de lichtrichting zonder gebruik te maken van spiegels naar wens kunnen veranderen, dan bedient men zich van de zgn. glasvezel-optiek. Het blijkt, dat een bundel zeer fijne glasdraden in staat is licht zeer ingewikkelde wegen te laten beschrijven. De werking berust op het feit, dat als een lichtstraal onder een hoek kleiner dan de zgn. kritische hoek invalt op een glas-lucht oppervlak, totale reflectie optreedt (Fig.5.14.). De verliezen zijn zo gering, dat lichttransmissie door glasvezels van 50 mtr mogelijk is. Inwendig treden dan ongeveer 10^6 reflecties op!



5.14. Lichtgeleiding in een glasvezel

b. Gas-lenzen

Daar elektromagnetische golven uit het zichtbare deel van het spektrum door regendruppels en mist sterk worden geabsorbeerd is het nodig voor een kommunikatiesysteem de laser in een buisvormige structuur op te nemen. Hoewel een laser een zeer gerichte bundel uitstraalt, is het toch nodig, op bepaalde afstanden lenzen te plaatsen om de bundel weer te laten convergeren (Fig.5.15.). Daar de verliezen van deze lenzen niet

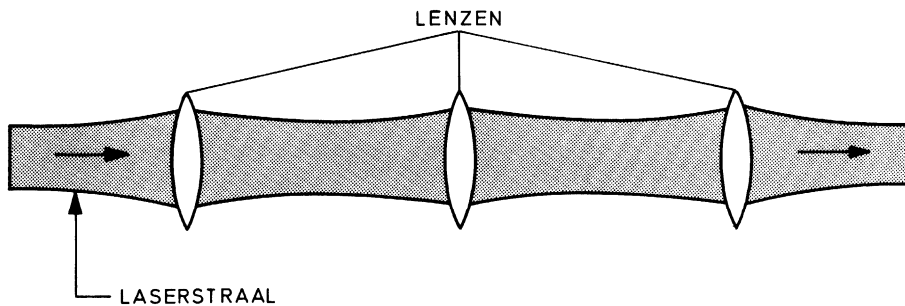


Fig.5.15. *Lichtbuis met lenzen*

te verwaarlozen zijn, is een structuur bedacht zoals aangegeven in Fig.5.16. Door plaatselijk de gasvulling van een lichtbuis te verwarmen kan een periodieke verandering van de brekingsindex ontstaan, die ervoor zorgt, dat de lichtstraal zo weinig mogelijk divergeert en ook flauwe bochten kan passeren.

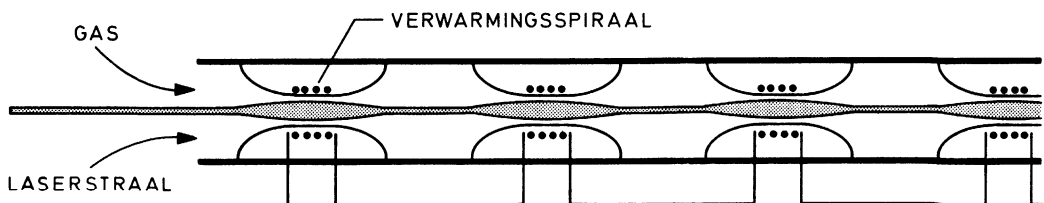


Fig.5.16. *Lichtbuis met gaslenzen*

5.5. Lichtdetektie

Voor het omzetten van licht in elektrische energie worden de volgende fysische effecten toegepast.

a. Foto-emissie

In een metaal worden de elektronen aangetrokken door de positief geladen metaalionen. Er is een zekere arbeid nodig om een elektron buiten het metaal te brengen, de zgn. uittreearbeid. Deze arbeid kan verricht worden door een invallende elektromagnetische golf, bijv. licht. Is het metaal de kathode van een vakuümdiode, dan worden de door het licht in het metaal vrijgemaakte elektronen versneld naar een op een positieve spanning gebrachte anode en meten we een fotostroom. Goede geleiders zoals Al, Ag en Cu vertonen een relatief laag rendement, omdat ze het grootste gedeelte van het licht reflektieren en slechts een zeer dunne laag atomen aan het oppervlak foto-elektronen kunnen leveren. De alkali-metalen Na, K, Rb en Cs vertonen een veel groter foto-elektrisch rendement. In de praktijk gebruikt men verbindingen zoals Ag-Cs₂O-Cs. De vakuüm-fotodiodes worden meer en meer door vastestofdetectoren (zie b en c) vervangen; de belangrijkste toepassing van fotokathodes vindt men in de vroeger veel gebruikte TV opnamebuis, het orthicon.

b. Foto-voltaïsch effect

Valt licht op de omgeving van een PN-overgang in een diode, dan zullen elektronen en gaten in de verarmingslaag gegenereerd worden. Als gevolg van het elektrische veld in de verarmingslaag gaan de elektronen naar het n-gebied en de gaten naar het p-gebied. Er ontstaat een potentiaal verschil tussen de uiteinden van de diode, dat gebruikt kan worden om een gevoelige galvanometer uit te laten slaan. Voor lichtmeters werd een diode van N-type CdO en P-type Se gebruikt, een spanningsverschil van 0,2 Volt is mogelijk.

Voor zonnecellen maakt men nu veelal gebruik van plaatvormige Si-diodes met een spanning van 0,5 V. Het rendement van deze zonnecellen is ruim 10%.

c. Fotokonduktie

Het geleidingsvermogen van een materiaal is evenredig met het aantal vrije ladingdragers. Bestraalt men een halfgeleider met licht dan zullen elektronen uit de valentieband naar de geleidingsband gebracht worden, indien geldt dat

$$h\nu > W_{\text{band}}$$

waarin h de konstante van Planck, ν de frekwentie van het licht en W_{band} de bandafstand is (zie Fig.3.15.). Voor lichtmeters wenst men, dat het element zijn grootste gevoeligheid heeft in het zichtbare gebied.

De meest gebruikte stoffen zijn daarom Se ($W_b = 2,3 \text{ eV}$), CdS ($W_b = 2,4 \text{ eV}$) en PbO ($W_b = 2,3 \text{ eV}$). (Tabel 3.3. en 3.5.).

Een belangrijke toepassing van fotokonduktie vindt men bij het vidicon en het plumbicon (Fig.5.17.). Het licht valt door een doorzichtige en

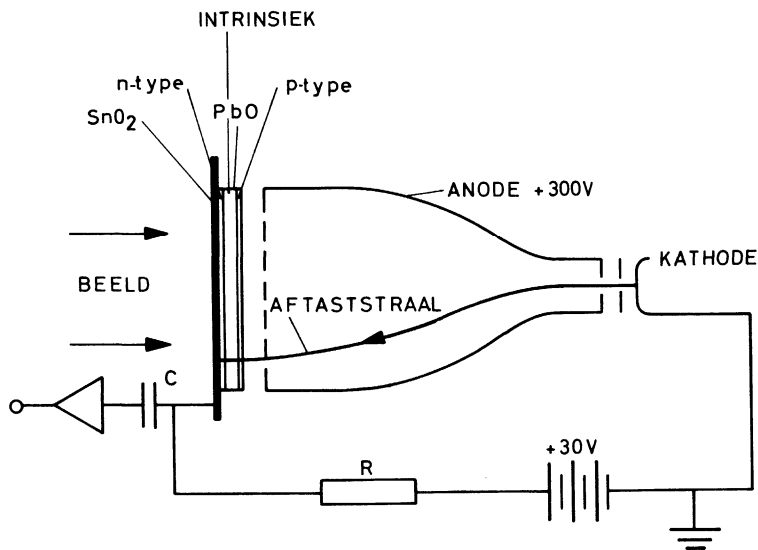


Fig.5.17. Schematische voorstelling van een plumbicon

geleidende SnO_2 laag op een fotogeleidende laag. In een vidicon bestaat de laag uit CdS of Sb_2S_3 , in een plumbicon is dit PbO. De PbO-laag wordt zo gefabriceerd, dat de laag een sandwich is, bestaande uit een p-type laag, een intrinsieke laag en een aan het SnO_2 grenzende n-type laag.

In een vidicon of plumbicon wordt de fotogeleidende laag door een elektronenstraal afgetast. De stroom door de belastingsweerstand R zal groter zijn naarmate de fotogeleider beter geleidt en er dus meer licht op de laag valt. Het lichtbeeld wordt zo omgezet in een elektrisch signaal, dat verder versterkt kan worden. De spektrale gevoeligheid van de PbO-laag in het plumbicon kan veranderd worden door het toevoegen van doopstoffen, door veranderen van de laagdikte en algemeen door de depositie-parameters te veranderen. In een kleurentelevisiekamera worden drie opnamebuizen gebruikt en wel een rood, een blauw en een groen gevoelige buis.

