



Het gedrag van het reflectievermogen van ijzer bij overgangspunten

<https://hdl.handle.net/1874/325350>

A. qu. 192, 1938.

**HET GEDRAG VAN HET REFLECTIE-
VERMOGEN VAN IJZER BIJ
OVERGANGSPUNTEN**

J. H. VAN DER VEEN

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

HET GEDRAG VAN HET REFLECTIEVERMOGEN
VAN IJZER BIJ OVERGANGSPUNTEN

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3871 7454

Diss. Utrecht, 1938

HET GEDRAG VAN HET REFLECTIEVERMOGEN VAN IJZER BIJ OVERGANGSPUNTEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
DR. J. BOEKE, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT
DER GENEESKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BE-
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN
NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP WOENSDAG
6 JULI 1938, DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

JOHAN HENDRIK VAN DER VEEN

GEBOREN TE ZWOLLE



1938

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

*Aan mijn Ouders
en mijn Vrouw.*

Nu met dit proefschrift mijn studie aan de universiteit afgesloten wordt, wil ik mijn erkentelijkheid betuigen jegens allen, die tot mijn vorming bijgedragen hebben.

Aan U, hoogleraren en lectoren van de faculteit der wis- en natuurkunde, betuig ik mijn groote dank voor het van U ontvangen onderwijs.

Mijn grootste dank gaat echter uit naar U, hooggeleerde Or n s t e i n, hooggeachte promotor. Ik beschouw het als een groot voorrecht U als leermeester te hebben gehad. Uw prettige leiding, Uw groote belangstelling in alles, wat mijn werk zoowel als mijn persoon betrof en niet het minst Uw persoonlijkheid hebben mij met eerbied en dankbaarheid vervuld.

Hooggeleerde U h l e n b e c k, ik ben U zeer erkentelijk voor Uw voortdurende belangstelling in mijn werk en voor alles wat ik van U tijdens menig gesprek mocht leeren.

U, hooggeleerde K r a m e r s, ben ik dankbaar voor Uw heldere lessen in de theoretische natuurkunde.

Zeergeleerde B u r g e r, de tijd, gedurende welke ik als assistent aan U toegevoegd was, is voor mij stellig zeer leerzaam geweest.

Beste B r i n k m a n, ik zal steeds een prettige herinnering houden aan je vriendschappelijke raadgevingen.

Beste M i l a t z e n t e r H o r s t, ik ben jullie zeer dankbaar voor jullie medewerking en in het bijzonder voor de door jullie gedurende de laatste weken van het onderzoek verleende hulp.

Beste M i e d e m a, voor je hulp bij het experimenteeren, waartoe je te allen tijde bereid was, ben ik je zeer erkentelijk.

Ook jullie, K o e f o e d e n B l ö m e r, dank ik voor je medewerking.

INLEIDING

De metingen van het reflectievermogen van ijzer, die in dit proefschrift worden beschreven, werden uitgevoerd met een methode, waarbij het te onderzoeken ijzeroppervlak in het midden van een bol van Ulbricht werd opgesteld, zoodat het gelijkmatig uit alle richtingen werd bestraald. De hoeveelheid licht, die tengevolge van die bestraling in een bepaalde richting wordt teruggekaatst, werd gemeten.

Deze methode werd in 1920 door Sharp en Little voor het eerst gebruikt (1). In 1934 werd zij door Hamaker toegepast bij reflectiemetingen aan Wolfram en werd door dezen schrijver de algemeene geldigheid van de methode bewezen (2).

Naar aanleiding van deze metingen kwam de vraag naar voren of met deze werkwijze, gecombineerd met een temperatuurmeting, iets zou zijn te vinden over het gedrag van het reflectievermogen bij overgangspunten, zooals die bij verschillende metalen zijn gevonden en of het mogelijk zou zijn de methode voor het bepalen of vinden van overgangspunten te gebruiken¹⁾.

De meeste fysische eigenschappen zijn voor vele metalen door verschillende onderzoekers gemeten en hun gedrag bij magnetische-zooewel als bij faseovergangspunten is dientengevolge voldoende bekend. Van het gedrag van het reflectievermogen voor zichtbaar licht bij overgangspunten is echter zeer weinig bekend. Slechts in de buurt van de smeltpunten zijn metingen gedaan.

Als voorbeeld willen wij noemen de metingen van Burgess

¹⁾ Onder overgangspunten verstaan wij in de meest algemeene zin temperaturen, die een scheiding vormen tusschen twee temperatuurgebieden, waarin een stof zich met betrekking tot een of meer fysische eigenschappen verschillend gedraagt. Zoo kennen wij bijv. overgangspunten van kristalstructuur, van aggregatietoestand en van magnetische eigenschappen.

en *Waltenberg* (3). Deze metingen toonen aan, dat bij het smelten van verschillende metalen een discontinuïteit in het reflectievermogen optreedt. Zoo blijkt, dat bijv. bij Palladium het reflectievermogen voor 6500 Å van 67 % in vaste toestand tot 62 % in vloeibare toestand daalt. Ook het reflectievermogen van platina, goud, koper en zilver blijkt bij het smeltpunt een duidelijke discontinuïteit te vertoonen. Deze metingen werden gedaan met behulp van een pyrometrische methode, een methode dus, waarbij de *temperatuurstraling* van het te onderzoeken metaal wordt gemeten¹⁾. De nauwkeurigheid, die met deze methode kan worden bereikt, is volgens *Burgess en Waltenberg* 1 %. Daar de methode berust op het meten van de temperatuurstraling van het te onderzoeken oppervlak, wordt de nauwkeurigheid bij lage temperaturen klein, zoodat bijv. veranderingen van 1 à 2 % in het reflectievermogen voor 6500 Å, beneden 1300° K niet meer met zekerheid kunnen worden vastgesteld.

Hierdoor ontstond een hiaat in de kennis van het reflectievermogen voor zichtbaar licht, in het temperatuurgebied van 300 tot 1300° K. Dit hiaat kan worden aangevuld door de methode van de *Ulbrichtsche bol*, omdat deze berust op de terugkaatsing van licht door het te onderzoeken oppervlak, zoodat de temperatuurstraling van het metaal slechts een rol speelt als een meetbare storing, die het meten bij hooge temperaturen (bij 8500 Å boven 1300° K) bemoeilijkt.

Deze methode is dus uitermate geschikt voor reflectiemetingen in het zichtbare gebied voor temperaturen lager dan 1300° K.

Daar in het infrarood de eigenstraling van de metalen groot is, kunnen de meetmethodes, die berusten op het meten van die eigenstraling, voor groote golflengten tot lagere temperaturen worden uitgebreid. Op deze wijze is b.v. bij nikkel voor golflengten van 4,5—24 μ het reflectievermogen door *Gerlach en Loewe* (4) gemeten en is een abnormaal gedrag gevonden bij het *Curie punt* (630° K). Deze metingen bevestigen het verband tusschen reflectievermogen en electrisch geleidingsvermogen, zooals dat uit de elec-

¹⁾ Uit deze metingen bepaalt men het emissievermogen. Dit is gelijk aan het absorptievermogen en dus gelijk aan één min het reflectievermogen.

tronentheorie volgt en in de formule van H a g e n en R u b e n s ¹⁾ wordt uitgedrukt. Daar deze betrekking, zooals de experimenten uitwijzen, voor zichtbaar licht niet geldt, is het des te interessanter metingen te doen voor dit gebied, omdat hiervoor niets kan worden voorspeld en ook omdat een omvangrijk feitenmateriaal in het zichtbare golflengtegebied den theoreticus de basis zal leveren voor de ontwikkeling en toetsing van de nieuwste theorieën der vaste stof.

Een korte beschrijving van de methode, zooals deze door mij werd toegepast, zal in het eerste Hoofdstuk gegeven worden. Als essentiële voordeelen van de methode, die berust op het gebruik van een U l b r i c h t s c h e bol, wil ik nog de volgende noemen:

1. Slechts kleine bandjes van het te onderzoeken metaal zijn noodig. Dit vergemakkelijkt het zuiveren van de gebruikte stof.

2. De te onderzoeken oppervlakken behoeven niet buitengewoon vlak of gepolijst te zijn en de storende uitwerking van het kronkelen der bandjes tengevolge der temperatuurveranderingen worden geëlimineerd door het gebruik van de U l b r i c h t s c h e bol.

3. De nauwkeurigheid van de werkwijze is zeer groot; de betrekkelijke fout in één meetreeks, waarbij de temperatuur regelmatig wordt verhoogd, was bij de door mij gedane metingen minder dan 0.3 % in absolute waarde, zoodat de methode zeer geschikt is om kleine veranderingen van de orde van 1 % (in het reflectievermogen bij overgangspunten) aan te toonen.

Als te onderzoeken metaal werd ijzer gekozen, omdat deze stof

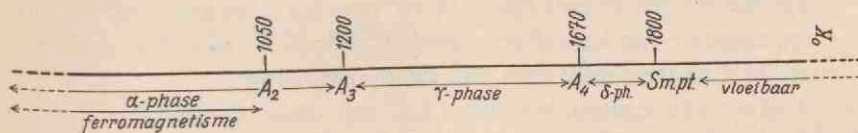


Fig. 1.

De overgangspunten bij zuiver ijzer.

A_2 : Curie-punt, A_3 : α/γ -overgangspunt, A_4 : γ/δ -overgangspunt.

¹⁾ $R = 1 - 2\sqrt{\nu/\sigma_0}$

ν = frequentie, σ_0 = electrisch geleidingsvermogen,

R = reflectievermogen.

een reeks overgangspunten bezit waarvan er twee in het geschikte temperatuurgebied (t.w. $T < 1300^\circ \text{K}$) liggen nl. het magnetische overgangspunt (het z.g. Curie punt bij ongeveer 1050°K) en het α/γ overgangspunt bij ongeveer 1200°K . Fig. 1 is een schematische voorstelling van de overgangspunten van zuiver ijzer. A_2 is het Curie punt. Dit is het punt, waar bij stijgende temperatuur de ferromagnetische eigenschappen van het ijzer verdwijnen en een paramagnetisch gebied begint. Bij dit overgangspunt wijzigt zich de kristalstructuur van het ijzer niet. Het is geen eigenlijke fase-overgang. Bij A_3 gaat het ijzer bij stijgende temperatuur van de α -modificatie over in de γ -modificatie.

Dit punt is een echte faseovergang: de kristalstructuur wijzigt zich van het kubisch ruimte-gecentreerde- in het kubisch vlak-gecentreerde rooster. Het punt A_4 is een faseovergangspunt, waarbij het ijzer van de γ -structuur overgaat in de δ -structuur. Uit metingen van de magnetische susceptibiliteit en de thermokracht en ook uit het phasediagram van *Fe-Si* en *Fe-Sn* (waarbij bij zekere concentratie van *Si* resp. *Sn* het tusschenliggende γ -gebied geheel verdwijnt) blijkt, dat de δ -phase als een voortzetting moet worden beschouwd van de α -phase (5).

In de volgende hoofdstukken zullen de metingen worden beschreven, die gedaan zijn van het reflectievermogen van zuiver ijzer voor golflengten van 4500 tot en met 8500 Å en voor temperaturen, liggende tusschen de 900 en 1260°K . De uitkomsten toonen aan, dat het reflectievermogen bij het α/γ -overgangspunt voor het geheele zichtbare gebied met 2 %-abs. omhoog springt. Het abnormale gedrag, dat bij het Curie punt werd gevonden, bestaat ook in een extra toename van het reflectievermogen, doch is van geheel anderen aard. Het onderscheidt zich van de α/γ -overgang:

1. door een continu verloop i.p.v. een discontinuïteit,
2. door een golflengte-afhankelijkheid (die bij de α/γ -overgang niet optrad). Voor de waarde van het α/γ -punt vinden wij 1198°K , dat is ongeveer 20° hoger dan de waarde die men tot dusverre algemeen voor het α/γ -punt placht aan te nemen ($\sim 1179^\circ \text{K}$). Austin en Pierce (6) vinden bij metingen over de uitzettingscoëfficiënt van zuiver ijzer 1201°K . Ook Umino (7) en Steinwehr u. Schulze (8) vinden een hoge waarde voor het α/γ -punt, namelijk 1193°K . Bij de metingen van Austin en

Pierce en ook bij mijn metingen werd als onderdeel der zuiveringsmethode het uitgloeien in waterstofatmosfeer toegepast. De doelmatigheid van deze methode werd in 1934 door Cioffi aangetoond (9). Het bleek namelijk dat met het op deze wijze behandelde ijzer een tot dusverre onbekend hooge waarde voor de magnetische permeabiliteit bereikt kon worden, hetgeen op een groote zuiverheid wijst. Daar de meest voorkomende verontreinigingen in ijzer een verlagende werking uitoefenen op de waarde van het α/γ -punt, liggen waarschijnlijk de hoogere waarden, die voor het α/γ -punt zijn gevonden, het dichtst bij de waarheid.

Een temperatuurhysterese¹⁾ van het α/γ -punt zoals die onder andere werd vastgesteld door Burgess en Scott (10) op 25° bij metingen over het verloop van de thermokracht van ijzer-platina, werd door mij binnen de grens van de nauwkeurigheid der temperatuurmeting ($\sim 4^\circ$) niet gevonden. Ook Austin en Pierce vinden geen temperatuurhysterese. De gevonden waarden van het reflectievermogen bij kamertemperatuur liggen ongeveer 2% of meer boven de gemiddelde tot dusverre gevonden waarden. Dit verschil wordt ook bij Hamakers metingen van het reflectievermogen van Wolfram, althans in het zichtbare gebied, gevonden. Men kan dit verschil verklaren door te bedenken, dat bij de methode met de Ulbrichtsche bol het diffuus gereflecteerde licht wordt meegemeten, en de gebruikte bandjes niet gepolijst waren. Een meer uitvoerige discussie van de gevonden resultaten zal in het tweede Hoofdstuk worden gegeven.

¹⁾ Hieronder verstaan we het verschil in waarde van het α/γ -overgangspunt bij stijgende dan wel dalende temperatuur.

HOOFDSTUK I.

MEETMETHODE EN APPARATUUR

§ 1. Over de meting van het reflectievermogen.

a. *Inleiding.*

Voor de meting van het reflectievermogen van ijzer hebben wij gebruik gemaakt van een methode, waarbij het te onderzoeken oppervlak wordt opgesteld in het midden van een bol van Ulbricht. Het oppervlak wordt derhalve van alle kanten gelijkmatig bestraald. Men meet nu de intensiteit van het in een bepaalde richting weerkaatste licht. Om zich een denkbeeld te vormen van de grootte, die aldus gemeten wordt, willen wij ons afvragen op welke wijze het reflectievermogen gedefinieerd kan worden.

Gewoonlijk geeft men hiervoor een definitie, die wij aan de hand van fig. 2a willen toelichten. Wij denken ons een bandje van het te onderzoeken metaal, dat zoo dik is, dat geen licht wordt doorgelaten en waarvan het oppervlak nu niet bepaald vlak is maar ook niet zoo onregelmatig, dat bij ongeveer loodrecht invallend licht herhaalde reflecties kunnen optreden. Wanneer nu uit een zekere richting A (zie fig. 2a) licht valt op dat bandje, dan zal een gedeelte door dat bandje worden geabsorbeerd en het overblijvende gedeelte worden teruggekaatst. De wijze waarop dit licht wordt teruggekaatst is afhankelijk van de vorm van het oppervlak. De totale hoeveelheid teruggekaatst licht gedeeld door de hoeveelheid invallend licht noemt men het *totale* reflectievermogen (r_A) voor de richting A . Deze grootte is kenmerkend voor het materiaal en onafhankelijk van de invalshoek. Dit geldt wanneer de normaal van het oppervlak niet meer dan 20° speling heeft om zijn gemid-

delde stand en wij voor de richting A een invalshoek kiezen kleiner dan 20° . Het totale reflectievermogen van ijzer is nl. tot 40° praktisch onafhankelijk van de invalshoek. Wanneer wij ons het invallende licht voorstellen te komen uit een openingshoek $d\omega_A$ en wij

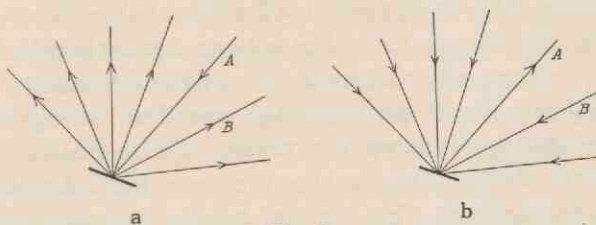


Fig. 2.

beschouwen een oppervlak ter grootte 1 van het bandje, dan is de hoeveelheid invallend licht gelijk aan

$$I d\omega_A$$

waarbij I de intensiteit voorstelt van het invallende licht per ruimtehoek 1 en per oppervlak 1. De totale hoeveelheid teruggekaatst licht is gelijk aan

$$\int_B I r_{AB} d\omega_A d\omega_B$$

waarin r_{AB} het *partiële* reflectievermogen voorstelt van de richting A ten opzichte van de richting B . Het totale reflectievermogen op deze wijze gedefinieerd, is dus

$$\frac{\int_B I r_{AB} d\omega_A d\omega_B}{I d\omega_A} = \int_B r_{AB} d\omega_B = r_A$$

Een methode, welke direct op deze definitie berust, geeft aanleiding tot moeilijkheden indien men met diffuus weerkaatsende of gegolfde oppervlakken te maken heeft. De methode is met succes toegepast bij gepolijste oppervlakken. Het reflectievermogen van gepolijste oppervlakken hangt niet alleen van het materiaal af, maar ook van de wijze van polijsten. Aangezien wij een reflectievermogen willen

meten, dat kenmerkend is voor het materiaal, was deze methode niet geschikt. De ijzerbandjes, waarvan het reflectievermogen werd gemeten, waren tengevolge van de thermische zuiveringsbehandeling niet vlak. Bovendien is de gegolfdheid een functie van de temperatuur. Ook hierdoor was deze methode in ons geval niet toepasbaar.

Een tweede definitie van totaal reflectievermogen kunnen wij aan de hand van fig. 2b geven. Denken wij ons, dat het bandje bestraald wordt met licht uit alle richtingen van gelijke intensiteit. Wanneer wij de lichthoeveelheid, die tengevolge van deze homogene bestraling, in de richting A binnen een zekere openingshoek $d\omega_A$ wordt teruggekaatst, deelen door de intensiteit van het licht, dat binnen dezelfde openingshoek $d\omega_A$ op het bandje valt, dan hebben wij hiermede een grootheid r'_A gedefinieerd, die evenals r_A kenmerkend is voor het gebruikte metaal. Het is duidelijk, dat het aldus gedefinieerde totale reflectievermogen gelijk is aan

$$\frac{\int_B I r_{BA} d\omega_A d\omega_B}{I d\omega_A} = \int_B r_{BA} d\omega_B = r'_A$$

Daar nu volgens het omkeeringsprincipe van Helmholtz r_{AB} gelijk moet zijn aan r_{BA} , is r_A gelijk aan r'_A . De methode van de U l b r i c h t s c h e bol berust op laatstgenoemde definitie (zie ook H a m a k e r, 2). De bezwaren van de eerste methode vallen hier weg.

b. Opstelling.

Het te meten ijzerbandje (b, zie fig. 3) bevindt zich in vacuum binnen een glazen ballon en kan door een elektrische stroom worden verhit. Deze ijzerbandlamp wordt nu bevestigd in het midden van een metalen bol (U. B.), met een middellijn van 50 cm, die van binnen wit geschilderd is met een verf, die een hoog reflectievermogen bezit (ongeveer 90 % in het zichtbare gebied). Deze verf is gemaakt volgens een recept van het Bureau of Standards en bestaat uit een mengsel van zinkwit en celluloselak (11). De bol wordt van binnen verlicht door middel van twee sterke lampen van 100 Watt (V.L.). Omdat het reflectievermogen van de gebruikte witte verf zeer hoog is en alle voorwerpen, die zich binnen in de bol

bevinden, met deze verf zijn beschilderd, wordt een homogene verlichting van het ijzerbandje benaderd. Twee kleine scherpjes (Sc) zorgen er voor, dat geen direct licht van de verlichtingslampen op het bandje valt. Bij A bevindt zich een gat in de bol. Het bandje is via een lens (L') afgebeeld op de spleet van een monochromator volgens van Cittert (M). De spleethoogte is ongeveer 2 mm, zoodat alleen licht wordt gemeten, dat afkomstig is van het middenstuk van het bandje, waar de temperatuur niet verloopt. Het licht, dat tengevolge van de homogene belichting door het bandje in de richting A (met openingshoek $d\omega_A$) wordt teruggekaatst, loopt door de monochromator en kan in een gewenschte kleur met een zich achter de monochromator bevindende foto-electrische versterker worden gemeten. De ijzerbandlamp kan geheel naar achteren worden gedraaid zoodat noch het bandje noch de ballon zich in de lichtweg bevindt¹). De hoeveelheid licht, die aldus wordt gemeten, is gelijk aan de intensiteit van de homogene verlichting binnen de openingshoek $d\omega_A$. De verhouding tusschen deze twee lighthoeveelheden is het gezochte reflectievermogen: r'_A .

Om het reflectievermogen nu als functie van de temperatuur te meten, kan het bandje door electriche stroom worden verhit. Bij zekere temperatuur gaat dan de eigen straling van het bandje een rol spelen; in plaats van gereflecteerd licht alleen, wordt nu gereflecteerd licht plus eigen straling gemeten.

Het meten ging nu zoo in zijn werk dat gedurende het bepalen van het reflectievermogen de stroom door het bandje en de verlichtingslampen constant werd gehouden. Om de eigen straling te meten werden na de reflectiemeting de verlichtingslampen uitgeschakeld. Hierdoor zou echter de temperatuur van het bandje dalen. Om dit te vermijden werd onmiddellijk na het uitschakelen de stroom door het bandje zoo geregeld dat de weerstand van het bandje — en dus ook de temperatuur — constant bleef. Hierna kon de eigen straling worden gemeten en als correctie worden toegepast. Ook kon nu de temperatuur worden bepaald door middel van een geijkte optische pyrometer ($O.P.$). Door een prisma P in de lichtweg te

¹) De ijzerlamp is nl. bevestigd aan een draaibare horizontale stang, die door de bolwand naar buiten uitsteekt. De lamp is dus te draaien van buiten uit zonder de bol te openen.

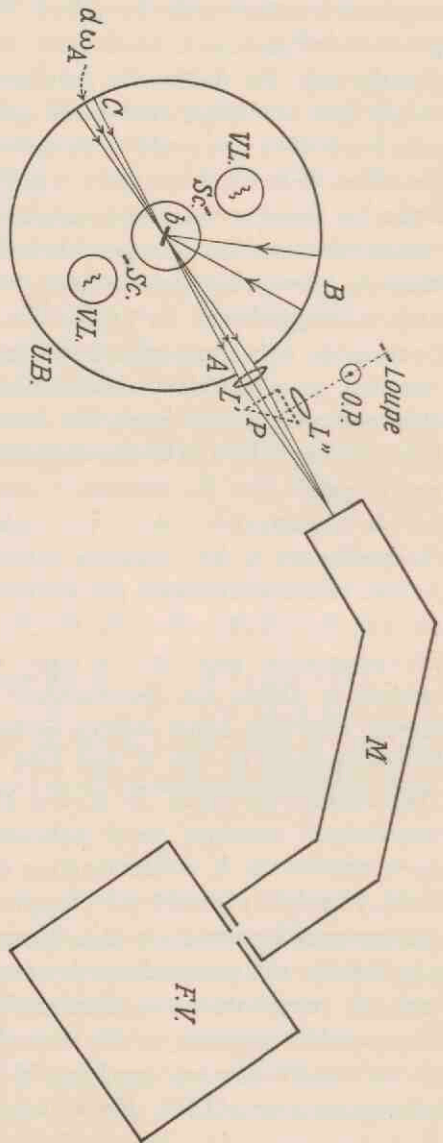


Fig. 3. De opstelling.

U.B.: Ulbrichtsche bol.

V.L.: verlichtingslampen.

Sc.: schermjes.

b.: handje.

O.P.: optische pyrometer.

P.: glasprisma.

M.: dubbelmonochromator volgens v. Cittert.

F.V.: foto-electrische versterker.

plaatsen, kon het bandje nl. worden afgebeeld op het draadje van het pyrometerlampje.

c. Correcties.

Inhomogeniteit van de bol.

De te meten ijzerbandlampen werden zoo geplaatst, dat de normaal van het bandje een hoek maakte van ongeveer 15° met de richting A . Het licht, dat door het bandje in de richting A wordt gereflecteerd, is afkomstig van een min of meer bepaalde plaats B op de binnenwand van de bol. Het is noodzakelijk, dat men weet of die plaats B even helder is als de bolwand bij C , omdat het be-

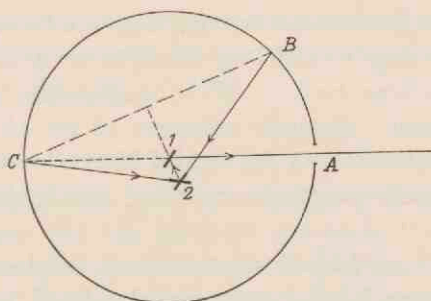


Fig. 4.

ginsel van de meetmethode op gelijke helderheid van B en C berust. Om te kunnen nagaan of deze voorwaarde is vervuld, moet de plaats B bekend zijn. De plaats B , waar het gemeten gereflecteerde licht vandaan komt, kan worden gevonden en geregeld door de lichtweg om te keeren. Wij plaatsen een lampje in de monochromator, zoodat de spleet van binnen uit wordt verlicht. Het licht valt nu op het bandje en wordt teruggekaatst naar de plaats B . Door de lamp te draaien, kunnen wij de plaats van B regelen en vaststellen of het gat bij A geen meetfout zal veroorzaken. De helderheid van B ten opzichte van C werd met twee methodes gemeten. De eerste is ook door *H a m a k e r* toegepast. Zij wordt als volgt uitgevoerd:

In het midden van de bol plaatsen wij twee spiegeltjes, die elk

om een verticale as draaibaar zijn. Deze spiegeltjes worden nu zoo opgesteld, dat het vlak door de beide draaiingsassen loodrecht staat op het verticale vlak door *B* en *C* (zie fig. 4). Spiegeltje 1 blijft gefixeerd staan. Spiegeltje 2 kan nu zoo gedraaid worden, dat het licht, afkomstig van *C*, in de richting *A* wordt geworpen. Door draaiing van het spiegeltje 2 naar een stand symmetrisch ten opzichte van het vlak door de beide draaiingsassen wordt nu licht gemeten, dat afkomstig is van *B*.

Als tweede methode werd gebruikt de volgende: Van een op andere wijze voor dezelfde invalshoek geijkt spiegeltje wordt in de bol het reflectievermogen gemeten.

Bij deze metingen werd voor de plaats *B* steeds een punt gekozen, dat ergens lag in het gebied, waar het door het bandje in richting *A* gereflecteerde licht vandaan kwam. Daar de bandjes nl. door de thermische zuiveringsbehandeling, die zij tevoren ondergingen, nooit zoo mooi vlak waren als bijv. Wolfraambandjes, was de plaats *B* zeer ongedefinieerd (diameter ongeveer 10 cm of meer). Dit was ook de reden, waarom een bol van Ullbricht gebruikt werd in plaats van de meer praktische cylinder, zooals door Hamaker werd toegepast.

De eerste methode had tot meetresultaat, dat de helderheid in het gebied *B* gemiddeld 0,7 % kleiner was dan bij *C*. Dit is een gemiddelde van 12 waarnemingen, waarbij het helderheidsverschil schommelde tusschen 0 en 2 %. Volgens de tweede methode werd als gemiddelde van 6 waarnemingen een helderheidsverschil van 1 % gevonden, waarbij dezelfde schommeling om het gemiddelde optrad. Als gemiddelde voor het *B*-gebied nemen wij nu een helderheid aan, die 0,8 % kleiner is dan die bij *C*. Daar het reflectievermogen van ijzer in het zichtbare gebied ongeveer 60 % bedraagt, moeten wij tengevolge van het gevonden helderheidsverschil een correctie aanbrengen van + 0,5 % abs. Deze metingen werden gedaan met rood licht. De resultaten werden in het geheele zichtbare golflengtegebied toegepast, omdat het reflectievermogen van de gebruikte witte verf in het zichtbare gebied niet belangrijk verloopt.

Strooilicht in de lens.

Daar de afbeeldende lens zich vlak achter de bolopening bevindt, kan in de lens een vrij belangrijk strooilicht optreden (door her-

haalde reflecties) tengevolge waarvan het reflectievermogen grooter gemeten wordt dan het in werkelijkheid is. Een benadering van een zwart lichaam (een gesloten buisje, van binnen zwart, met een spleetopening) werd in het midden van de bol geplaatst. Van dit zwarte lichaam werd het reflectievermogen gemeten. Wij vonden 1 à $1\frac{1}{2}$ %. Het strooilicht in de lens maakt dus een correctie op het reflectievermogen noodig van ongeveer — 0.5 % abs., omdat in plaats van een verhouding 60 : 100 een verhouding 61.3 : 101.3 gemeten wordt. Bij de uitwerking van de resultaten werden de beide bovengenoemde correcties (ongelijkheid van helderheid bij B en C en verstrooiing in de lens) geacht elkaar op te heffen. Zij werden dus niet in rekening gebracht. Het is mogelijk dat, wanneer de waarde van het reflectievermogen van het zwarte lichaam gedeeltelijk te wijten is aan de onvoldoende zwartheid daarvan, de gevonden waarden van het reflectievermogen met maximaal 0.5 % abs. moeten worden verhoogd.

Correcties voor de glazen ballon.

Omdat het bandje zich binnen een glazen ballon bevindt, wordt na het aanbrengen van alle hiervoor genoemde correcties niet het ware reflectievermogen R van het ijzerbandje gevonden, maar een grootheid R' , die volgens de volgende formule met R samenhangt (zie fig. 5a)

$$R' = r + \frac{d^2 R}{1-r} \quad [= r + d^2 R + d^2 Rr + \dots]$$

waarin r het reflectievermogen en d de doorlating van de ballonwand voorstelt. Door de ijzerlamp iets te verschuiven kan het bandje juist naast de spleet van de monochromator worden afgebeeld, zoodat de ballon zich nog in de lichtweg bevindt. Op deze wijze kan de grootheid $r + \frac{d^2 R}{1-r}$ worden gemeten, zooals gemakkelijk is in te zien (als verhouding van galvanometeruitslag met en zonder ballon in de lichtweg) (zie fig. 5b). De grootheid r kan bepaald worden door de lamp in zwart papier te pakken en een kleine opening op de voorste glaswand open te laten. Daar de door mij gebruikte ballons nogal groot waren (10 cm middellijn), was het moeilijk de lamp

afdoende in te pakken. Bovendien wordt door een dergelijk groote ondoorzichtige ballon de homogeniteit van de bol gestoord. Omdat een dergelijke meting van r neerkomt op het bepalen van de ver-

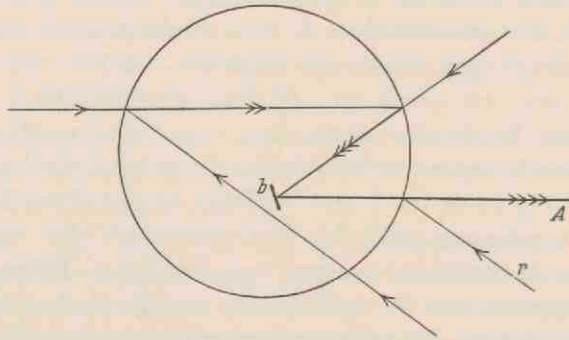


Fig. 5a.

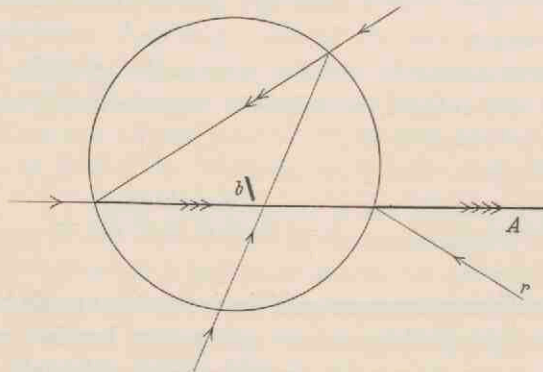


Fig. 5b.

houding van een kleine grootte ten opzichte van een groote (ongeveer 7 op 100) treden de volgende foutenbronnen op:

1. Afwijking in de lineariteit van de intensiteitsmeting;
2. Verstrooiing in de lens.

Daarom werd door mij een andere methode toegepast en wel de volgende: een lapje zwart fluweel werd gelegd op de plaats in de

bol, welke aansprakelijk gesteld moest worden voor het licht, dat door de voorste ballonwand in de richting A werd gereflecteerd. De grootheid, die nu gemeten wordt wanneer het ijzerbandje juist naast de spleet is afgebeeld, is

$$\frac{d^2}{1-r}$$

wanneer het fluweel absoluut zwart is.

Het verschil van de op deze wijze gemeten grootheden $r + \frac{d^2}{1-r}$ en $\frac{d^2}{1-r}$ geeft het gezochte reflectievermogen van de glazen ballonwand. Daar het zwarte fluweel niet geheel zwart is en met deze methode de diffuse reflectie van de ballonwand niet wordt meegemeten, moeten op de gevonden r -waarden 2 correcties toegepast worden, die als volgt werden geschat:

1. In plaats van $\frac{d^2}{1-r}$ wordt een grootheid gemeten $\frac{x}{0.9} r + \frac{d^2}{1-r}$ waarin x het reflectievermogen voorstelt van het zwarte fluweel. Na meting bleek $x < 2\%$. Dit geeft een correctie op de gevonden r van maximaal $+ 0,15\%$ abs.

2. De diffuse reflectie van de glaswand werd geschat door visueele vergelijking met de reflectie van fluweel en bleek kleiner dan $0,2\%$.

Als correctie op r vinden wij dus maximaal $+ 0,35\%$ abs.

In onderstaande tabel zijn voor 3 ballons de meetresultaten weergegeven. Bij het uitrekenen van R werd voor het geheele golflengtegebied voor r de waarde 7% aangenomen. Voor de groot-

heid $\frac{d^2}{1-r}$ werd gekozen $\left(r + \frac{d^2}{1-r}\right)_{\text{exp.}} - 0.07$

TABEL 1.

Reflectie (r) en absorptie (a) van een aantal glazen ballonnen.

Ballon	λ	$r + \frac{d^2}{1-r}$	$\frac{d^2}{1-r}$	r in %	a in %
1	6500	0,985	—	9*	0,8
2	6500	0,965	0,894	7.0 —7.35	1,8
3	4500	0,904	0,839	6.5 —6.85	4,8
3	5500	0,934	0,863	7.1 —7.45	3,3
3	6500	0,9315	0,863	6.85—7.2	3,4
3	8500	0,878	0,808	7.0 —7.35	6,1

De waarde van r , die met een * is gemerkt, is gemeten volgens de directe methode (inpakken van de ballon) en is volgens eerder genoemde redenen onbetrouwbaar. Wanneer men r uitrekent uit de brekingsindex van gewoon glas (~ 1.5) vindt men 7.6—8 %. Daar de gebruikte ballons sterk ontkleurd waren (grauw, zie de gevonden absorptiewaarden) behoeft dit nog geen argument te zijn om te besluiten tot een hogere waarde voor r dan 7 %.

Wel kan men zeggen, dat de mogelijke fout in de meting van r in diè richting wijst, dat voor r een te lage waarde kan zijn aangenomen. Wanneer wij voor r aannemen 8 % in plaats van 7 % vinden wij R 0,5 % abs. lager dan eerst.

Tengevolge van mogelijke fouten in correcties vinden wij dus

1. een mogelijke correctie op R van maximaal + 0.5 % abs. (ten gevolge van fout in strooilichtcorrectie),
2. een mogelijke correctie op R van maximaal — 0.5 % abs. (ten gevolge van fout in r -bepaling).

Het was niet mogelijk de correctie voor de ballon te verifiëren door vergelijking van twee metingen, waarbij zich het bandje in het eene geval in de glazen ballon bevond en in het andere geval deze ballon verwijderd was. Deze methode bleek in het geval van ijzer niet bruikbaar, daar onmiddellijk na het stukslaan van de ballon het ijzer oxydeerde; het oppervlak van het ijzer werd duidelijk dof. De meting van het reflectievermogen zonder glazen ballon leverde dan ook een 5 % lagere waarde.

Overzicht van de fouten in de meting van R .

A. Betrekkelijke fout in één meetreeks (afwijking van de meetpunten van de gladde kromme): 0.3 % (meetfout).

B. Absolute fout van één meetreeks:

max. ± 0.5 % (verandering van het B -gebied in de bol door kronkelen van het bandje).

C. Systematische fout in het gemiddelde der meetreeksen:

1. max. + 0.5 % (mogelijke fout in de strooilichtcorrectie),
2. max. — 0.5 % (mogelijke fout in de correctie voor de ballon).

De methode is zeer nauwkeurig voor het aantoonen van discontinuïteiten en ander abnormaal gedrag van R als functie van T (door de kleine relatieve meetfout, onder A genoemd). De waarde van de meetfout onder A volgt uit de gevonden spreiding der punten van één meetreeks. De waarde van de fout onder B volgt uit de spreiding der meetreeksen onderling en uit de gemeten inhomogeniteit van de bol. De fouten onder C zijn volledigheidshalve vermeld. Zij zijn mogelijk, doch onwaarschijnlijk.

§ 2. De foto-electrische versterker.

Zooals wij in § 1b opmerkten, werd bij de reflectiemetingen een foto-electrische versterker gebruikt, die achter de monochromator was opgesteld (zie fig. 3). Hiermee kan men een lichthoeveelheid in electriche stroom omzetten en als uitslag van een galvanometer meten.

a. Schema.

Wij zullen de werking aan de hand van het schema in fig. 6 nagaan. Het omzetten van licht in electriche stroom geschiedt in de foto-electrische cel ($F.C.$), die tezamen met een accumulator van 40 Volt en een hooge weerstand (H_1) de z.g. foto-electrische kring vormt. Wanneer er licht op de gevoelige laag van de cel valt, worden hieruit electronen vrijgemaakt, die door de aangelegde spanning een stroom in de foto-electrische kring veroorzaken. Om deze fotostroom (i) te meten, wordt het spanningsverschil ($v_r = i H$) dat over de hooge weerstand H_1 ontstaat, aangelegd tusschen rooster

en gloeidraad van een radiolamp: T_1 . Hierdoor veroorzaakt de fotostroom een meetbare verandering in de plaatstroom i_p van de radiolamp. Deze verandering is gelijk aan $di_p = i HS$, waarbij S de steilheid $\left(S = \frac{\delta i_p}{\delta v_r}\right)$ van de radiolamp voorstelt. Aldus is de fotostroom met een factor HS versterkt en kan als plaatstroomverandering door een gevoelige galvanometer (G) worden gemeten. Daar de te meten verandering in de plaatstroom klein is ten opzichte van

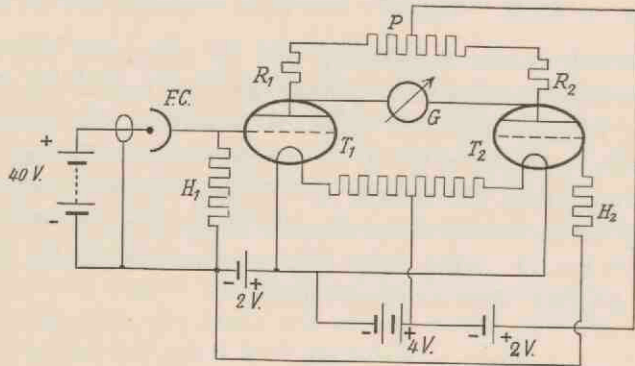


Fig. 6. De foto-electrische versterker.

F.C.: foto-electrische cel.

T.: electrometertrioden.

H.: vloeistofweerstand (5×10^9 tot 5×10^{10} ohm).

R.: weerstanden (10^4 ohm).

P.: potentiometer (ca. 800 ohm)

G.: Siemens galvanometer (aanwijstijd 10 sec., inwendige weerstand 200 ohm, uitwendige weerstand 10^4 ohm).

de plaatstroom zelf, heeft het zin, de plaatstroom bij fotostroom nul, te compenseren.

Omdat fluctuaties van de spanningen der accumulatoren tot groote storingen kunnen leiden, werd een schakelschema gebruikt volgens Brentano en Custers¹⁾ (12), waarbij deze batterijstoringen geëlimineerd worden en meteen de plaatstroom gecompenseerd wordt. Bij dit schema wordt de geheele versterker als het ware

¹⁾ Wij danken Dr. J. F. H. Custers voor zijn waardevolle inlichtingen.

dubbel uitgevoerd. Er zijn twee speciaal uitgezochte radiolampen T_1 en T_2 met gelijke karakteristieken gebruikt. De in de schakeling voorkomende weerstanden (H_1, H_2, R_1, R_2) zijn twee aan twee gelijk. De spanningsbronnen van beide lampen zijn dezelfde. Het eenige verschil tusschen de beide lampen is, dat T_1 wel en T_2 niet met de foto-electrische kring is gekoppeld. De galvanometer (G) is zoo geschakeld, dat hij het verschil der twee plaatstroomen meet; hierdoor wordt compensatie verkregen en bovendien worden de storingen door batterijfluctuaties geëlimineerd omdat deze storingen tengevolge van de symmetrie van de schakeling in beide plaatstroomen even groot zijn. Zij hebben op het verschil der plaatstroomen — en dus op de uitslag van de galvanometer — geen invloed.

Het bleek, dat op deze wijze de batterijfluctuaties afdoende geëlimineerd waren daar de optredende onrust van het lichtbeeldje van de galvanometer geheel als *Brown* sche beweging verklaard kon worden.

b. Onderdeelen en Gevoeligheid.

Bij de keuze van de onderdeelen moet men zich laten leiden door de vraag, waardoor de gevoeligheid van de opstelling bepaald wordt. Het is duidelijk, dat de versterkingsfactor: $H \times S$, zoo groot mogelijk en de storingen zoo klein mogelijk moeten zijn.

De versterkingsfactor kunnen wij op twee manieren groot maken:

1. Door een radiolamp met groote steilheid te gebruiken (S groot). Omdat bij een dergelijke lamp de roosterisolatie betrekkelijk slecht is, kunnen wij in dit geval H niet grooter dan 10^8 Ohm kiezen.

2. Door H groot te kiezen. Dit kan alleen, als wij een radiolamp gebruiken met hooge roosterisolatie. Bij zoo'n lamp is echter de steilheid (S) klein.

Wanneer men met beide methodes een versterking van bijv. 10^5 bereikt, is de tweede methode gevoeliger, omdat hierbij de storing tengevolge der *Brown* sche beweging in de fotostroom kleiner is dan bij de eerste methode. Dit komt omdat de *Brown* sche onrust omgekeerd evenredig is met \sqrt{H} en dus bij de tweede methode kleiner is, daar hierbij hoogere weerstanden gebruikt worden. Dergelijke overwegingen hebben pas zin, wanneer de batterijstoringen geëlimineerd zijn.

Bij onze versterker werden lampen gebruikt, die een hooge roosterisolatie hadden. Het zijn de z.g. electrometertrioden van Philips, type 4060, waarbij de gloeidraad zich tusschen 2 platen bevindt; de eene plaat wordt als anode, de andere als rooster gebruikt. Het rooster is door een speciale uitvoer zeer goed geïsoleerd van de rest (de maximum roosterstroom ligt tusschen 10^{-15} en 10^{-14} ampère; zie de karakteristiek: fig. 7). Wij kunnen dus de weerstand

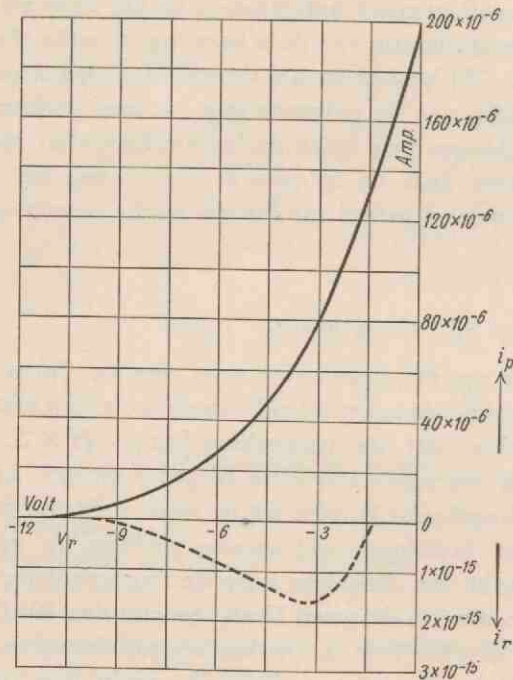


Fig. 7.
De karakteristiek van de electrometertriode.

H groot kiezen. De hooge weerstanden, die door mij werden gebruikt, waren vloeistofweerstand, die gemaakt waren volgens een recept van G y e m a n t (13) en hadden een waarde van $5 \cdot 10^9$ tot $5 \cdot 10^{10}$ Ohm. Zij bestonden uit een mengsel van
aethylalcohol (als geleider),
pikrinezuur (om polarisatie te vermijden),

phenol (om de temperatuurcoëfficiënt klein te houden), en benzol (als isolator en om het pikrinezuur te dissocieeren).

Om lekstroomen te vermijden, werden de glasballons van de lampen, de vloeistofweerstand en de fotocel goed schoongemaakt, geschellakt en in vacuum opgesteld. Bovendien werd de fotocel van een schutring voorzien. De steilheid van de electrometer-triode bij een anodespanning van 6 volt is $28 \cdot 10^{-6}$ ampère/volt; de stroomversterking, die bereikt werd, was dus 10^5 tot 10^6 . De galvanometer, die in de opstelling werd gebruikt, was een Siemens-galvanometer met een inwendige weerstand van 200 Ohm, een uitwendige weerstand van 10^4 Ohm en een aanwijstijd van 10 sec. De gevoeligheid van de galvanometer was $1\frac{1}{2}$ cm uitslag per 10^{-8} ampère bij een schaalafstand van ca. $1\frac{1}{2}$ m. Een uitslag van $1\frac{1}{2}$ cm correspondeert dus met een fotostroom van 10^{-13} tot 10^{-14} ampère. Om de invloed van trillingen in het gebouw te elimineeren, werd de galvanometer opgesteld in een Julius-ophanging met oliedemping. De fotocel was een vacuum Caesium-cel van Philips, waarvan de gevoeligheid in het zichtbare gebied van rood (6500 Å) naar blauw (4500 Å) met ongeveer een factor 3 afneemt. De gevoeligheid van een dergelijke cel is bij 6500 Å ongeveer 3×10^{-10} ampère/erg./sec. zoodat met een uitslag van $1\frac{1}{2}$ cm van de galvanometer een lichthoeveelheid van $\sim 10^{-4}$ erg./sec. overeenkomt.

c. Storingen.

Brownsche beweging in de foto-electrische kring.

De storing in de fotostroom tengevolge van de Brownsche beweging, zooals die tenslotte door de galvanometer wordt aangegeven, is volgens Ising (14)

$$\overline{\delta i^2} = \frac{\pi k T}{H \tau} \quad (1)$$

waarin τ de aanwijstijd van de galvanometer voorstelt. Deze formule geldt als $\tau \gg HC$ (insteltijd van de foto-electrische kring). Hierin is C de effectieve capaciteit van rooster, foto-electrische cel

en toevoerdraden tezamen. Voor het rooster geldt $C_r \text{ eff.} = C_r (1 + \mu)$, waarin μ de spanningsversterking voorstelt van de electrometer-triode in de gegeven schakeling (de eigenlijke capaciteit van het rooster C_r wordt door de terugwerking der plaatkring vergroot; zie Brentano (15)).

Wij berekenen:

$$\begin{aligned} C_r &\simeq 10 \text{ cm} \\ \mu_{\text{max.}} &= 0.5 \\ C_r \text{ eff.} &= 15 \text{ cm maximaal} \end{aligned}$$

Wij berekenen de capaciteit van de cel op maximaal 12 cm, zoodat wij voor de effectieve capaciteit van de keten een waarde vinden van ongeveer 25 cm. De insteltijd van de foto-electrische kring, die hiermede overeenkomt, is bij $H = 5 \cdot 10^9$ Ohm gelijk aan 0,1 sec. Eerst voor $H = 5 \cdot 10^{11}$ Ohm wordt de insteltijd van de kring gelijk aan die van de galvanometer. In ons geval geldt dus $\tau \gg HC$. Uit (I) leiden wij nu af:

$$\Delta i = \sqrt{\frac{\pi k T}{H\tau}}$$

en de betrekkelijke Brown'sche storing:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{1}{i} \sqrt{\frac{\pi k T}{H\tau}}$$

Na substitutie van $H = 5 \cdot 10^9$ Ohm en $\tau = 10$ sec. vinden wij een Δi , die overeenkomt met een uitslag van 0,1 mm. De onrust van het galvanometerbeeldje werd geregistreerd. De slingering om de rechte lijn bedroeg ongeveer 0,2 mm (zie fig. 8). De storing,



Fig. 8.
Registrogram van de storing.

die gevonden werd, is dus van dezelfde orde van grootte als de storing, die wij tengevolge van de Brown sche beweging konden verwachten. De batterijfluctuaties bleken dus binnen de grens, door de Brown sche beweging gesteld, verdwenen te zijn.

Andere storingen.

De storingen, die verder nog kunnen optreden, zijn de volgende:

schrooteffect in de fotostroom (16);

schrooteffect in de roosterstroom;

Brown sche beweging in de plaatkring;

schrooteffect in de plaatstroom;

„flicker”-effect in de plaatstroom (onregelmatige electronen-emissie van de gloeidraad in de radiolamp, zie (17));

fluctuaties in de spanning der batterijen.

Het blijkt dus experimenteel, dat deze storingen verwaarloosd kunnen worden, zooals ook uit een berekening (c.q. schatting) volgt. De storing, door de Brown sche beweging in de foto-electrische kring, die dus nu de nauwkeurigheid bleek te begrenzen, kan worden verminderd door de weerstand H grooter te kiezen. Men kan hiermee doorgaan totdat de grens, door de grootste der bovengenoemde storingen bepaald, bereikt is. Daar bijv. het schrooteffect in de fotostroom van deze afhankelijk is, zal die grens voor verschillende waarden van de fotostroom ook voor verschillende waarden van H bereikt worden.

Voor H grooter dan ca. 10^{11} Ohm zal echter de insteltijd van de opstelling grooter worden, wat in bepaalde gevallen een nadeel kan zijn.

§ 3. Lineariteit van de galvanometer.

Wanneer afwijkingen optreden van het lineair verband tusschen de uitslag van de galvanometer en de intensiteit van het op de foto-electrische cel vallende licht, kunnen deze ontstaan door twee oorzaken nl.:

1. doordat de foto-electrische versterker niet lineair werkt;
2. doordat de galvanometeruitslag niet evenredig is met de stroom, die door het galvanometersysteem loopt.

De galvanometeruitslag werd gemeten als functie van het op de fotocel vallende licht in drie gevallen nl. voor:

galvanometergevoeligheid $1/1$, $1/10$ en $1/100$, voor uitslagen tot 12 cm (fig. 9).

De afwijkingen van de lineariteit, die bij galvanometergevoeligheid $1/1$ optraden, zouden bij het meten van het reflectievermogen van ijzer een zekere fout hebben veroorzaakt. De fotocel zelf kan buiten beschouwing gelaten worden, daar bekend is dat een vacuum-

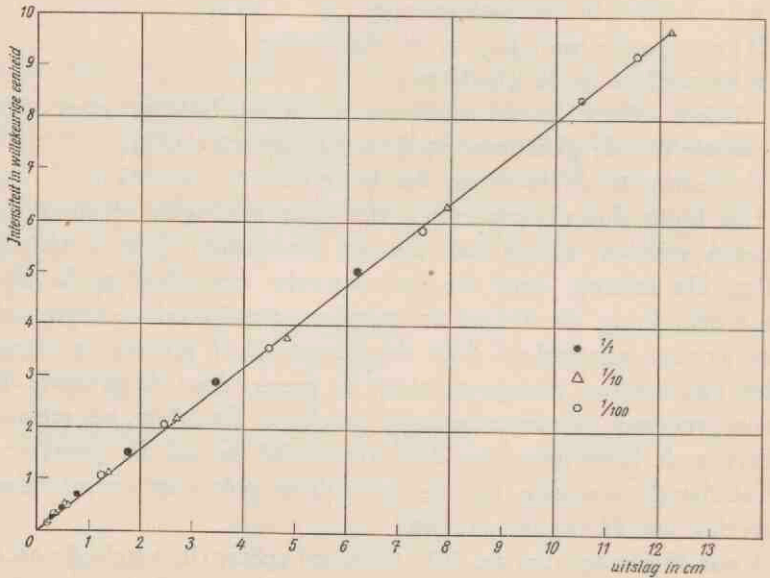


Fig. 9.

De lineariteit van de foto-electrische versterker.

focetel met kleine vensteropening lineair werkt. De karakteristiek van de electrometertriode is niet recht maar hol; dit kan een afwijking van het lineair gedrag van de versterker veroorzaken. Een dergelijke afwijking zal bij grootere intensiteiten ook grooter moeten worden, daar het benaderen van de holle karakteristiek door een rechte lijn bij grootere worden der roosterspanningsveranderingen (dus grootere intensiteiten) steeds minder geoorloofd is.

Bij het meten van het verband uitslag-intensiteit op $1/10$ - en $1/100$ -gevoeligheid van de galvanometer (dus grootere wordende intensi-

teiten bij gelijkblijvende galvanometeruitslagen) bleken de afwijkingen niet grooter te worden. Zij bleven van dezelfde orde van grootte, zooals uit fig. 9 blijkt. De meeste punten liggen boven de rechte lijn, zoodat het reflectievermogen te laag zou worden gemeten. De fout, die gemaakt wordt, is dus blijkbaar onafhankelijk van de orde van grootte van de lighthoeveelheden, die worden gemeten, en afhankelijk van de uitslag in centimeters van de galvanometer. De afwijkingen van het lineair gedrag van de geheele apparatuur zijn dus te wijten aan de galvanometer ¹⁾.

Wanneer de galvanometer niet precies horizontaal wordt opgehouden, loopt het spoeltje aan en is het instrument niet bruikbaar. Er is echter een zekere speling om de juiste stand geoorloofd, waarbij het instrument nog wel aanwijst.

Met behulp van een precisiemeter werd het verband van de uitslag van de galvanometer en de door het spoeltje loopende stroom gemeten voor verschillende asymmetrische belastingen van de Julius-ophanging met kleine gewichtjes. Het bleek dat de kromme uitslag-stroom kon worden gewijzigd door de asymmetrische belasting van de Julius-ophanging te veranderen, binnen de speelruimte, waar het spoeltje nog niet aanliep. Het is dus niet voldoende de galvanometer zoo in te stellen, dat het spoeltje vrijhangt en hem dan te ijken, want door verschillend rekken van de zich in de Julius-ophanging bevindende veeren kan de stand van de galvanometer iets veranderen, waardoor de ijking belangrijk verloopt. De galvanometer werd nu zoo ingesteld, dat, wanneer bij een zekere belasting van de ophanging aan de eene zijde het spoeltje vastraakte, het bij dezelfde belasting aan de andere zijde eveneens vastliep. In deze stand, die gemakkelijk te reproduceeren is zonder dat de ijking steeds herhaald moet worden, werd het instrument geijkt voor het meten van een verhouding 60 op 100, daar het reflectievermogen van ijzer ongeveer 60 % bedraagt. Voor uitslagen tot 7 cm bleek geen belangrijke afwijking van de lineariteit te bestaan (zie tabel 2).

¹⁾ De tangenscorrectie is te verwaarloozen.

TABEL 2.

I_2 in cm	I_1/I_2	Correctie
5	60 0/0	0
7	60 0/0	+ 0,1 0/0
10	60 0/0	+ 0,5 0/0

Daar bij mijn metingen de groote uitslag steeds ongeveer 7 cm bedroeg, zou een correctie van + 0.1 % moeten worden aangebracht. Daar deze correctie klein is ten opzichte van de absolute meetfout, werd hij niet toegepast.

Dat het zin heeft de galvanometer op de bovenbeschreven wijze critisch in te stellen, bewijst de kromme van fig 9, die gevonden werd voor een willekeurige vrije stand van de galvanometer. De fout, die bij het gebruiken van deze stand gemaakt zou worden bij een uitslag tot 5 cm, bedraagt meer dan 1 %, zooals uit de figuur blijkt, terwijl bij grooter wordende uitslagen de fout kleiner wordt, dus net andersom als bij de juiste instelling (zie tabel 2).

§ 4. Het meten van de temperatuur.

a. Methode.

Bij het bepalen van het reflectievermogen als functie van de temperatuur werd deze niet continu veranderd, daar een meting van het reflectievermogen eenigen tijd duurde (ca. 10 minuten). Het reflectievermogen werd nu telkens gemeten bij een constante verhittingsstroom (I_b) door het bandje. Door de stroom sprongsgewijze te vergrooten, werd een reeks meetpunten verkregen. Na het instellen op een zekere stroomsterkte werd ca. 10 min. gewacht om het bandje te laten inbranden. Daarna werd een reflectiemeting gedaan. Na de reflectiemeting werd de temperatuur bepaald met de optische pyrometer (O.P., zie fig. 3) en de eigen straling gemeten, nadat de verlichtingslampen waren uitgeschakeld. Door het dooven van de verlichtingslampen gaat de straling van die lampen als warmtebron voor het bandje verloren, zoodat wanneer de stroom I_b constant zou worden gehouden, de temperatuur en de eigen straling te laag zouden worden gemeten. Daarom werd onmiddellijk bij het

uitschakelen der verlichtingslampen niet de stroom I_b , maar de weerstand W_b van het bandje constant gehouden, door I_b iets te vergrooten (de verdwenen instraling wordt dus door elektrische energie vervangen). Daarna werden snel de temperatuur en de eigen straling gemeten. Om nu de weerstand van het bandje te kunnen

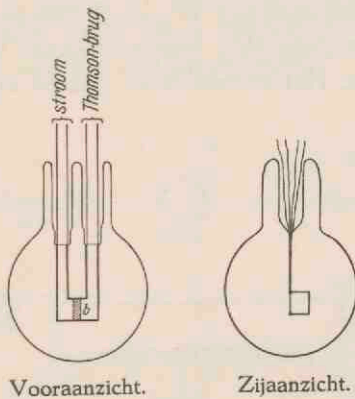


Fig. 10.
Een ijzerbandlamp.

meten en op snelle wijze constant te kunnen houden bij het dooven der verlichting, werd de ijzerlamp voorzien van twee paar toevoerdraden (zie fig. 10); het eene paar draden dient om de verhittingsstroom toe te voeren, het andere om de weerstand te meten door middel van een *Thomson brug* (zie fig. 11). Tijdens een reflectiemeting is I_b constant. De weerstanden Q en Q' van de *Thomson brug* (die steeds aan elkaar gelijk zijn) worden nu zoo gesteld, dat de galvanometer G' stroomloos is, zoodat de volgende betrekking vervuld is:

$$Q : P = W_b : MW$$

Wanneer na de reflectiemeting de bolverlichting wordt gedoofd, wordt onmiddellijk I_b zooveel vergroot, dat G' stroomloos blijft en dus de weerstand W_b en ook de temperatuur constant blijven. Hierna kan de oorspronkelijke temperatuur en de eigen straling gemeten worden.

b. *Praktijk.*

Wij zouden de onder a. beschreven methode zonder bedenkingen en zonder verdere voorzorgen kunnen toepassen, wanneer de lengte van het bandje zoo groot was, dat de uiteinden, waar de temperatuur verloopt, klein waren ten opzichte van het groote middengedeelte, waar de temperatuur practisch constant is. Voor zoo'n bandje is er een eenduidig verband tusschen W_b en T (de temperatuur van het middenstuk), zoodat door W_b steeds constant te houden, vanzelf ook T constant blijft. Het zuivere ijzer, dat bij mijn metingen werd

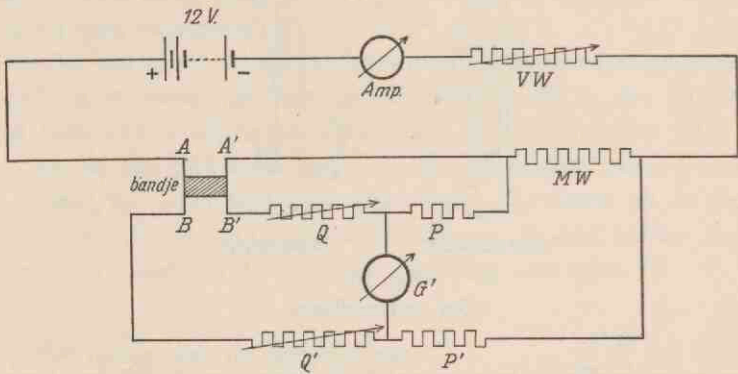


Fig. 11.

Schakeling van de Thomson brug.

G' : Moll galvanometer.

$Q = Q'$, $P = P'$ (weerstand).

MW.: constante manganin weerstand (ca. 0.3 ohm).

VW.: variabele weerstand.

gebruikt, was echter zoo zacht, dat het bezwaarlijk was het bandje langer dan 4 cm te maken, daar het anders bij verhitting te veel zou doorzakken. Voor zoo'n bandje van ongeveer 4 cm zijn de beide uiteinden, waar de temperatuur verloopt, niet meer klein ten opzichte van het middengedeelte, waar de temperatuur constant is. Er komt dan een kleine complicatie bij, wanneer wij bovenstaande methode toepassen, die door een kunstgreep geëlimineerd kan worden. Wij zullen nu nagaan, wat er met de temperatuur T en weerstand W_b van een „kort" bandje gebeurt als wij de bolverlichting

uitschakelen en I_b constant houden. Wij onderscheiden twee gevallen:

Geval A: bolverlichting aan.

geval B: bolverlichting uit.

In geval A bestaat er een eenduidig verband tusschen T (de temperatuur van het middengedeelte) en de stroom I_b , voor te stellen door $T = f_A(I_b)$. De temperatuur van het brugje, waarop het bandje is gelascht, heeft alleen invloed op de *lengte*, en niet op de temperatuur T van het middengedeelte.

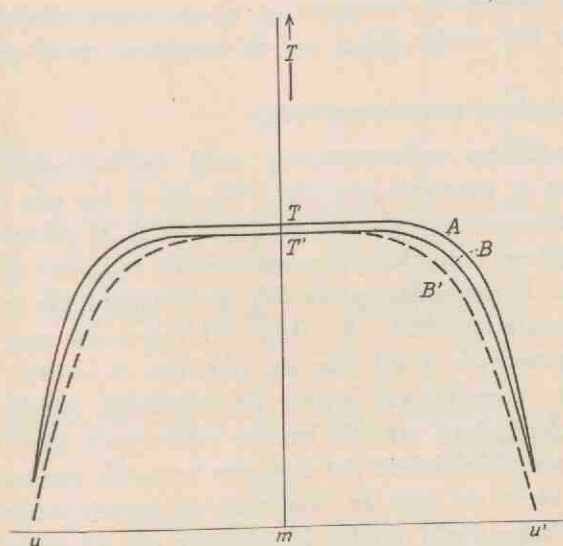


Fig. 12.

In geval B bestaat er evenzoo een eenduidig verband tusschen T en I_b , gegeven door $T = f_B(I_b)$, zoodat $f_B(I_b) < f_A(I_b)$. Ook hier heeft de temperatuur van het brugje op T geen invloed. Wij stellen ons nu voor, dat de bolverlichting aan is en door het bandje een zekere stroom I_b loopt. Het bandje heeft dan een zekere temperatuurverdeeling, schematisch voorgesteld volgens kromme A van fig. 12. De temperatuur van het middengedeelte, wordt bepaald door $T = f_A(I_b)$. Wanneer wij nu de bolverlichting uitschakelen, zal door de groote warmtecapaciteit van het brugje in eerste instantie alleen de temperatuur van het bandje dalen, waarbij T daalt tot

$T' = f_B(I_b)$ (kromme B) ¹⁾. Deze daling van de temperatuur gaat gepaard met een daling van W_b . Nu zal ook het brugje gaan afkoelen, waardoor T' niet meer verandert, en W_b blijft dalen daar het middengedeelte korter wordt (kromme B'). Experimenteel blijkt inderdaad de weerstand eerst snel en daarna zeer geleidelijk te dalen. Uit het bovenstaande volgt, dat wij om T constant te houden alleen de eerste snelle daling van W_b moeten compenseeren door I_b iets te vergrooten. Zouden wij ook de langzame daling van W_b corrigeeren, dan zouden wij een te hooge temperatuur meten. Bij het uitschakelen van de bolverlichting werd de weerstand constant gehouden, daarna de temperatuur en de eigen straling gemeten zonder dat het verder dalen van de weerstand werd gecorrigeerd.

c. Doelmatigheid van de methode.

Na een zekere reflectiemeting werd de bolverlichting uitgeschakeld en I_b constant gehouden. W_b werd dus niet bijgeregeld. De temperatuurmeting gaf als resultaat 992°K . Daarna werd de verlichting weer ingeschakeld en na eenigen tijd weer gedoofd. Nu werd echter de eerste daling van W_b gecorrigeerd. De temperatuurmeting leverde nu 1005°K . Door het toepassen van de bovenbeschreven methode wordt dus een fout van ca. -10° vermeden. Bij hogere temperaturen wordt dit natuurlijk minder. Dat wij inderdaad dit bedrag van 10° kunnen verwachten, leert een rekenvoorbeeld voor Molybdeen dat ongeveer hetzelfde spectrale emissievermogen heeft als ijzer en waarvoor de verschillende stralingsconstanten bekend zijn, die bij de schatting een rol spelen ²⁾.

Een contrôle op de juistheid van de temperatuurmeting vormt nog de meting van het reflectievermogen als functie van de temperatuur voor $\lambda = 8500 \text{ \AA}$. Wanneer in de temperatuurmeting ondanks het toepassen van de *Thomson* brug-methode nog een systema-

1) Deze temperaturodaling wordt teweeggebracht door 2 oorzaken:

1e. verdwijnen van de straling,

2e. kleiner worden van de elektrische warmteontwikkeling omdat de weerstand, tengevolge van een primaire temperaturodaling door oorzaak 1, afneemt.

2) Intensiteit van de straling in de bol van *Ulbricht* ca. 0.20 Watt/cm^2 .
Totaal absorptievermogen voor straling van 2800°K . . . ca. 25%

Door het bandje geabsorbeerd ca. 0.05 Watt/cm^2

Bij T tusschen 1000 en 1100°K geeft dit een ΔT van ca. $10-15^\circ$ (vgl. 18).

tische fout van $\pm 5^\circ$ zou voorkomen, zou de eigenstraling van het bandje ook fout worden gemeten. Deze fout zou bij 8500 \AA , waar de eigenstraling zeer groot is, een onwaarschijnlijke helling aan de R - T -kromme hebben gegeven. Dit werd niet gevonden (fig. 20).

d. De optische pyrometer.

De optische pyrometer kon worden gebruikt door het prisma P (zie fig. 3) in de lichtweg te plaatsen. Hij berust op het principe van de verdwijnende draad. Het loupje was voorzien van een rood

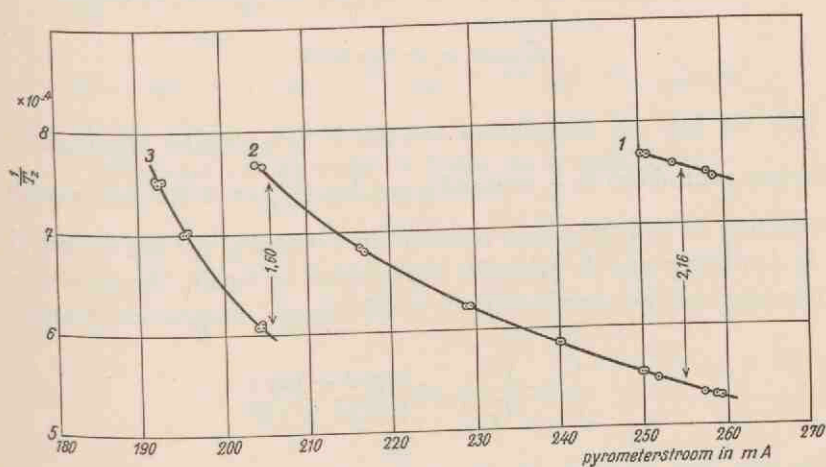


Fig. 13.

De ijkcurve van de pyrometer.

- 1: zonder verzwakker.
2 en 3: met verschillende verzwakkers.

filter ($\lambda_{\max} \approx 6500 \text{ \AA}$). Hij werd geijkt voor het meten van de zwarte temperatuur (T_z) bij 6500 \AA door middel van een vacuüm Wolfraambandlamp, waarvan de zwarte temperatuur (buiten de ballon) als functie van de stroomsterkte bij hoge temperatuur ($T_z > 1300^\circ \text{ K}$) bekend was. Deze bandlamp was voorzien van een index, zoodat steeds op dezelfde plaats werd gepyrometreerd ¹⁾. Om de pyrometer ook voor lage temperaturen te ijken, werden drie

¹⁾ Wij zijn Dr. Vermeulen veel dank verschuldigd voor de geijkte Wolfraambandlamp.

krommen gemeten, die het verband bepalen tusschen de stroom door het pyrometerlampje en het omgekeerde van de zwarte temperatuur (zie fig. 13). Kromme 1 werd gemeten zónder verzwakker, krommen 2 en 3 elk mét een verzwakker in de lichtweg geplaatst. Bij een bepaalde waarde van de stroomsterkte door het pyrometerlampje kunnen wij $\frac{1}{T_z}$ (zonder verzwakker) vinden, door de uit de grafiek bepaalde waarde met het verticale verschil tusschen de gebruikte kromme en kromme 1 te vermeerderen.

Volgens de stralingswet van Wien voor zwarte lichamen:

$$E_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T}$$

(die wij hier als benadering van de Planck'sche stralingswet mogen gebruiken) is $\frac{1}{T}$ evenredig met $\log E_{\lambda T}$ en is dus het verschil tusschen de drie krommen constant en evenredig met $\log D$, als D de doorlating van de gebruikte verzwakker voorstelt. De ware temperatuur van het ijzerbandje T werd bepaald volgens de formule

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_z} + 65 \frac{\log d + \log \varepsilon}{0,6191 \times 10^6}$$

die men kan afleiden uit de stralingswet van Wien. Hierin is d de gemeten doorlating van de glasballon en $\varepsilon = 1 - R$, waarin R het gemeten reflectievermogen voor 6500 Å voorstelt. Nadat aan een bepaalde ijzerbandlamp verschillende meetreeksen waren verricht, werd de weerstand W_b tegen de gemeten temperatuur uitgezet (zie fig. 14). De fout, die bij één temperatuurmeting wordt gemaakt, (instelfout en afleesfout) kan bij lage temperaturen vaak 10° bedragen. De gemeten temperaturen werden met behulp van een kromme, zooals in fig. 14 is geteekend, gecorrigeerd. De fout, die dan nog overblijft, wordt bepaald door de nauwkeurigheid waarmee wij het verloop van de kromme kunnen vastleggen en bedraagt zeker minder dan 4°.

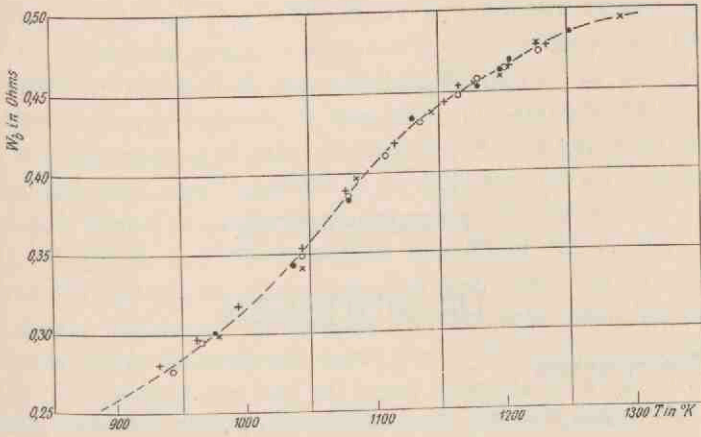


Fig. 14.

Weerstand van een bandje als functie van de temperatuur.

HOOFDSTUK II.

DE METINGEN

§ 1. Voorproeven.

In het begin werden ter oriëntering eenige metingen gedaan aan gewone onzuivere ijzerbandjes, die geen speciale ontgasbehandeling hadden ondergaan. Het reflectievermogen werd bepaald als functie van de stroomsterkte. De temperatuur werd nog niet precies gemeten. Het reflectievermogen bleek vaak na de eerste meetreeks (dus na $1 \times$ gloeien) al veel lager te zijn geworden dan eerst. Ook traden soms merkwaardige discontinuïteiten in de krommen op, die echter ook wel achterwege bleven. In elk opzicht waren de resultaten zeer onreproduceerbaar, hetgeen geweten werd aan oppervlakteverontreinigingen, waarvoor het reflectievermogen natuurlijk zeer gevoelig is. In verband hiermee besloten we zuiver ijzer te gebruiken en maakten bandjes uit ijzer, dat langs electrolytischen weg verkregen was.

§ 2. Het maken van electrolytisch ijzer.

Het electrolytisch ijzer werd gemaakt volgens de methode van Kern (19). Bij deze methode wordt het ijzer neergeslagen uit een oplossing van $FeCl_2$ en $NaCl$ ¹⁾ in water. De oplossing werd gemaakt door

115 gram ($FeCl_2 + 4 H_2O$) p.a.
en 40 gram $NaCl$ p.a.
in 250 gram H_2O dest.

op te lossen. Als anode werd zuiver ijzerdraad gebruikt (dat echter

¹⁾ Om verdamping tegen te gaan.

nog wat koolstof bevatte). De anode bevond zich in een poreus potje om verontreinigingen te absorbeeren. De temperatuur, waarbij de electrolyse plaats had, lag tusschen 40 en 60 ° C. De stroomdichtheid bedroeg ongeveer 3 amp./dm². De kathode bestond uit een 1 mm dik messing plaatje van ongeveer 4 × 4 cm, waaromheen een blaadje dun rood koperblik was dichtgevouwen. Voordat de electrolyse begon, werd de kathode met sterk HNO₃ een weinig geëetst, daarna in een electrolysebad van KCN ontvet. Het bleek noodzakelijk hierna de electrolyse van ijzer zoo snel mogelijk te doen plaats hebben en de kathode van het eene naar het andere bad in een bakje gedestilleerd water over te brengen, om te zorgen, dat het ijzerneslag niet van het koper afbladderde of gaatjes ging vertoonen. Het wordt vaak aanbevolen om de kathode te laten roteeren om zich vastzettende verontreinigingen en waterstofbelletjes te verwijderen. Op deze manier werd het neerslag echter zeer onregelmatig, zoodat de electrolyse met een stilstaande kathode werd uitgevoerd. Ook het gedurende de electrolyse wegwrijven van de waterstofbelletjes met een schoon watje bleek het neerslag niet te verbeteren, zoodat ook dit achterwege werd gelaten. Het ijzer werd nu neergeslagen totdat een dikte van ongeveer 50 μ was ontstaan. De kathode werd uit de vloeistof verwijderd, het dunne koperblikje opengevouwen en het middenstuk er uit geknipt. Dit stukje is dus slechts aan één kant met ijzer bedekt. Het werd nu gelegd in een bad met 6 N. KCN, waardoor het koper oploste en het ijzer achterbleef (20). Het ijzerplaatje was zeer bros en leende zich ternauwernood tot het uitsnijden van enkele bandjes ¹⁾. Het was niet mogelijk deze bandjes in de gewenschte vorm te buigen, daar zij hiervoor veel te bros waren. Daarom werden zij eerst ongebogen voorzichtig op een lampvoetje gelascht, in een glasballon ingesmolten en aan de pomp in vacuum gedurende lange tijd gegloeid. Na deze behandeling was het ijzer zacht geworden; het kon gewalst worden op de gewenschte dikte (ca. 20—30 μ) en vervolgens worden gebogen, zoodat nu de definitieve lamp gemaakt kon worden.

¹⁾ Dit komt door de in overmaat aanwezige waterstof in het ijzerplaatje (die bij de electrolyse tegelijk met het ijzer aan de kathode vrijkomt), waardoor het ijzer volgens Reber (21) mechanisch en magnetisch hard wordt.

§ 3. Meting aan electrolytisch ijzer, dat in vacuum is uitgloeid.

In fig. 15 zijn de metingen vastgelegd, die gedaan werden aan een bandje electrolytisch ijzer, dat tevoren ca. 15 uur in vacuum was uitgloeid. Nadat de lamp aan de pomp en in de oven was ontgast, werd het bandje weer uitgloeid. Tenslotte werd de lamp afgesmolten en werden vele metingen gedaan bij een golflengte van 6500 \AA ($\Delta\lambda \approx 200 \text{ \AA}$). Het reflectievermogen bij kamertemperatuur bedroeg 60,0 %.

Bij het extrapolereen van de gevonden kromme van 900° K tot 800° K werd aangenomen dat het reflectievermogen tusschen kamertemperatuur (300° K) en 900° K lineair met de temperatuur toeneemt. Deze extrapolatie sluit goed aan bij de helling van de gevonden kromme tusschen 900 en 1000° K .

Het reflectievermogen stijgt tusschen 1000 en 1130° K snel en neemt met 4 % toe. Bij het α/γ -overgangspunt (ca. 1200° K) wordt geen verandering gevonden. De snelle stijging van 4 % werd toegeschreven aan het verdwijnen van het ferromagnetisme, daar het Curie punt (ca. 1050° K) ongeveer midden in het stijgende stuk ligt. Er werden twee meetreeksen gedaan bij dalende temperatuur (zie onderschrift fig. 15), bij één daarvan werd een temperatuurhysterese gevonden. De eerste meetreeks vertoont enkele abnormaal lage punten.

§ 4. Meting aan electrolytisch ijzer, dat in waterstof is uitgloeid.

a. Over het uitgloeien van ijzer in waterstofatmosfeer.

Het is bekend, dat door ijzer in vacuum uit te gloeien, vele verontreinigingen verwijderd kunnen worden (19). De beste methode om ijzer te zuiveren van niet-metallische verontreinigingen, is echter het uitgloeien in een waterstof-atmosfeer. Het was reeds lang bekend, dat bijv. zwavel, fosfor en koolstof door gloeien in waterstof waren te verwijderen. In 1934 werd door C i o f f i (9) bij experimenten over de magnetische permeabiliteit nog eens overduidelijk de doelmatigheid van de zuivering in waterstofatmosfeer aangetoond. De spanningen in het ijzer, die kunnen ontstaan door rekken en walsen, zijn door uitgloeien op te heffen. De z.g. chemische spanningen echter, die ontstaan door de aanwezigheid van vreemde atomen in het metaalrooster, kunnen door uitgloeien in vacuum niet

volledig opgeheven worden. Deze spanningen worden in het bijzonder veroorzaakt door atomen, die zich niet kunnen schikken in het regelmatige rooster van het metaal, dus vooral door de niet-metallische onzuiverheden. Door het ijzer op 1500°C . uit te gloeien in een waterstofatmosfeer slaagde Cioffi er in, de maximale magnetische permeabiliteit van 10.000 tot 340.000 op te voeren. Volgens genoemden schrijver is hiermede het theoretisch mogelijke zeer dicht benaderd. Hij verklaart de invloed van het gloeien in waterstof door er op te wijzen, dat de niet-metallische onzuiverheden worden verwijderd, waardoor het ijzer mechanisch en magnetisch zacht wordt.

b. Metingen.

Er werd nu een ijzerlamp gemaakt, waarvan het bandje afwisselend in waterstof en in vacuum werd uitgegloeid (totaal ca. 12 uur). Het laatste gloeien had plaats in vacuum, waarbij geconstateerd werd, dat geen gassen meer vrijkwamen. Daarna werd de lamp afgesmolten. De metingen hadden dus plaats in vacuum. De resultaten zijn in fig. 16 grafisch weergegeven.

Ook deze metingen werden weer gedaan voor $\lambda = 6500 \text{ \AA}$. Het reflectievermogen bij kamertemperatuur bedroeg bij dit bandje gemiddeld 60.1 %. De resultaten van de metingen kunnen wij puntsgewijze als volgt samenvatten:

1. Het verdwijnen van het ferromagnetisme bij stijgende temperatuur veroorzaakt een abnormale, geleidelijke stijging van het reflectievermogen van ongeveer 2 %. Deze extra stijging van het reflectievermogen verflauwt bij het Curie punt en is 20° voorbij dat punt geheel verdwenen¹⁾.

Er is bij het Curie punt géén temperatuurhysterese (zie de meting bij dalende temperatuur).

2. De α/γ -overgang (ca 1200°K) veroorzaakt een plotselinge sprong van + 2 % in R.

3. Het essentiële verschil tusschen de magnetische- en de phase-overgang is duidelijk. Bij het Curie punt een continu verloop, bij het α/γ -punt een discontinuïteit.

¹⁾ De waarden, die in de literatuur voor het Curie punt van ijzer staan opgegeven, zijn vaak zeer verschillend. Zeer waarschijnlijk ligt het tusschen 1040 en 1050°K .

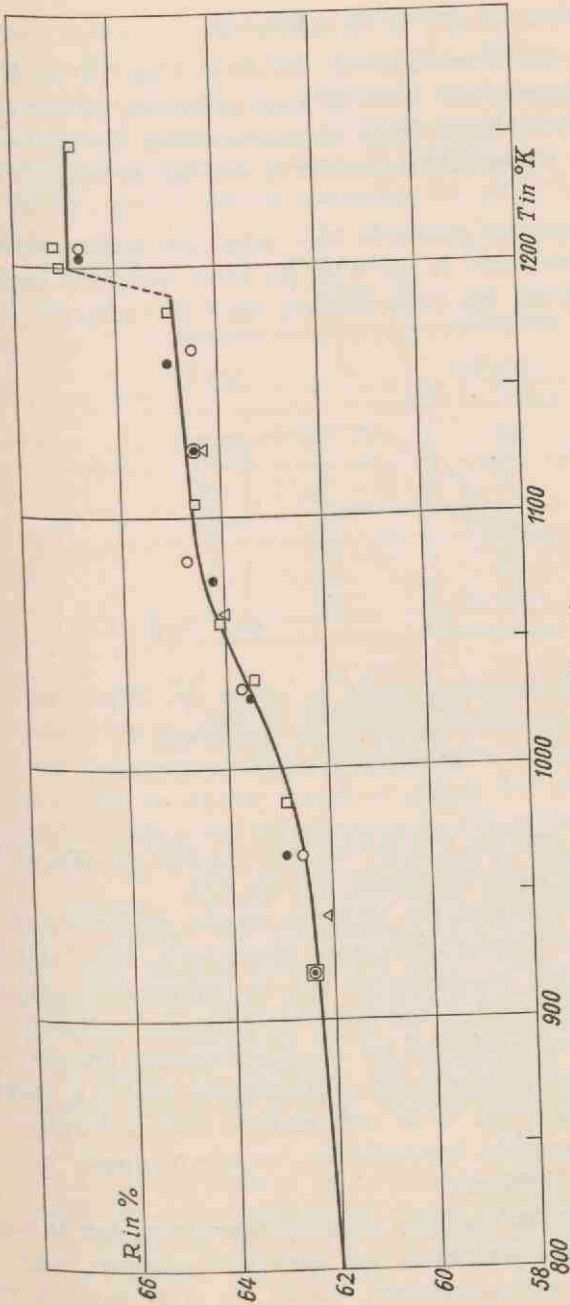


Fig. 16.
 Het reflectievermogen van electrolytisch, in waterstof uitgegloueid ijzer.
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$
 \triangle : bij dalende temperatuur.

§ 5. Vergelijking der gevonden resultaten.

Wij hebben nu 2 verschillende krommen (fig. 15 en 16) behorende bij electrolytisch ijzer, dat resp. in vacuüm en in waterstof is gegloeid. Wij hebben redenen om aan te nemen dat het ijzer, dat in waterstof is uitgegloeid, zuiverder is dan dat in vacuüm is uitgegloeid.

Bij het in vacuüm gegloeide ijzer stijgt het reflectievermogen tusschen 1000 en 1130° K met 4 %. Bij het in waterstof gegloeide ijzer vinden wij ook een totale stijging van 4 %, bestaande uit een



Fig. 17.

Het reflectievermogen van ijzer.

————: electrolyt. in H₂ gegloeid ijzer.

- - - -: electrolyt. in vacuüm gegloeid ijzer.

continue stijging van ca. 2 % bij het Curie punt en een sprong van 2 % bij het α/γ -overgangspunt (zie fig. 17).

Wanneer wij aannemen, dat bij het in vacuüm gegloeide ijzer de α/γ -overgang bij een lagere temperatuur plaats heeft (bijv. 1100 °K) en in plaats van een overgangspunt een overgangsbied ontstaat, is het verschil tusschen de beide gevonden krommen verklaard.

Een dergelijke verlaging van het α/γ -overgangspunt kan zijn veroorzaakt door kleine hoeveelheden onzuiverheden, die het in vacuüm gegloeide ijzer nog bevat. In de onderstaande tabel is aangegeven, welke invloed bepaalde hoeveelheden verontreinigingen op het α/γ -overgangspunt hebben.

De gegevens zijn ontleend aan de phasediagrammen van de tweestofsystemen $Fe-X$ (waarbij X het chemische symbool voorstelt van een bepaalde verontreiniging), zooals die in de International

Critical Tables en de Physikalisch Chemische Tabellen van Landolt-Börnstein zijn verzameld. Achter elk element is het percentage vermeld, dat noodig is om het α/γ -overgangspunt 10° omhoog of omlaag te verschuiven. In die gevallen, waar een overgangsgebied ontstaat, gelden de getallen voor het punt, waar bij stijgende temperatuur de overgang van de α - in de γ -phase is voltooid.

TABEL 3.

Element	%	$\Delta T_{\alpha/\gamma}$
Cu	0,5 —1,0	— 10°
Ni	0,3 —0,4	— 10°
Mn	0,3 —0,6	— 10°
S	indiff.	—
Si	0,3 —1,0	+ 10°
P	0,05—0,1	$\pm 10^\circ$
C	0,03	— 10°
N	0,05	— 10°

In deze tabel zijn alleen de meest voorkomende onzuiverheden opgenomen. De spreiding in de getallen wordt veroorzaakt, doordat deze aan metingen van verschillende onderzoekers ontleend zijn. Wij zien, dat de meeste verontreinigingen het α/γ -punt verlagen. De metalen hebben over het algemeen de minste invloed. De invloed van koolstof en stikstof is groot. Zoo zou de kromme van fig. 15 zijn te begrijpen, wanneer het in vacuum gegloeide ijzer met bijv. 0.2—0.3 % koolstof was verontreinigd ¹⁾. Dit zou nl. een verlaging van 80 — 100° kunnen veroorzaken in het punt, waar bij dalende temperatuur de overgang van γ -ijzer in α -ijzer begint. Ook stikstof kan in kleine hoeveelheden reeds de gevonden verlaging veroorzaken. Wanneer wij bedenken, dat de koperen kathode met het ijzerneerslag langen tijd in KCN heeft gelegen om het koper op te

¹⁾ Ook kan het ijzer $FeCl_2$ en $NaCl$ uit het electrolyse bad bevatten. Volgens (19) kunnen deze verontreinigingen door gloeien verwijderd worden.

Wanneer het ijzer nog een weinig oxyd bevat kan dit het α/γ -punt slechts met 20° maximaal verlagen (vgl. phase-diagram $Fe-O$ in Landolt-Börnstein Phys. Chem. Tabellen).

lossen, waardoor de mogelijkheid zeer groot was dat b.v. het KCN belangrijk in het zeer poreuse ijzer geabsorbeerd werd, lijkt het wel zeer waarschijnlijk, dat door gloeien van het ijzer in vacuüm koolstof of stikstof zijn opgenomen, wat door gloeien in waterstof zou zijn verhinderd. Chemisch is een dergelijke opname van b.v. C door Fe uit KCN bij hooge temperatuur zeer goed mogelijk (22).

Ook is volgens de literatuur (19) in koolstofhoudend ijzer temperatuur-hysterese bij de magnetische overgang mogelijk, zooals die bij één der metingen bij dalende temperatuur gevonden werd.

De aanwezigheid van b.v. koolstof in ijzer kan dus een verschuiving en een vervaging veroorzaken van de α/γ -overgang, zooals die bij het in vacuüm gegloeide ijzer gevonden werd. De invloed van koolstof op het reflectievermogen bij kamertemperatuur is volgens de gegevens in de International Critical Tables enz. zeer gering. Voor staal met 1 % C staat een waarde van $R = 58.0\%$ opgegeven en voor ijzer 58.5 %.

Bij de meting aan het in vacuüm gegloeide ijzer (fig. 15) blijkt ook, dat het reflectievermogen hetzelfde is als dat van het in waterstof gegloeide ijzer (fig. 16). De overgangspunten hebben gelijke invloed en zijn alleen ten opzichte van elkaar verschoven (fig. 17).

Het was helaas niet mogelijk het in vacuüm gegloeide ijzer chemisch of anderszins te analyseeren daar het na de metingen in waterstof werd gegloeid, waardoor een eventueel onderzoek waardeeloos zou zijn geweest. Bovendien brandde het bandje stuk, zoodat ook geen metingen meer gedaan konden worden. Het ware wenschelijk te onderzoeken of de kromme van fig. 15 gereproduceerd kan worden door metingen aan ijzer met bekend koolstofgehalte. Daar echter deze onderzoekingen zich hoofdzakelijk bezig hielden met het gedrag van het reflectievermogen van zuiver ijzer, werd deze kwestie niet verder onderzocht.

§ 6. Meting aan gewoon weekijzer, dat in waterstof is uitgegloeid.

Wanneer wij gewoon weekijzer langdurig in waterstof uitgloeien, zullen de niet-metallische onzuiverheden verdwijnen en alleen eventuele metallische verontreinigingen overblijven. De metallische verontreinigingen in weekijzer zijn van de orde van enkele tienden procenten en zullen dus weinig invloed hebben op het α/γ -punt, zoo als uit tabel 3 volgt.

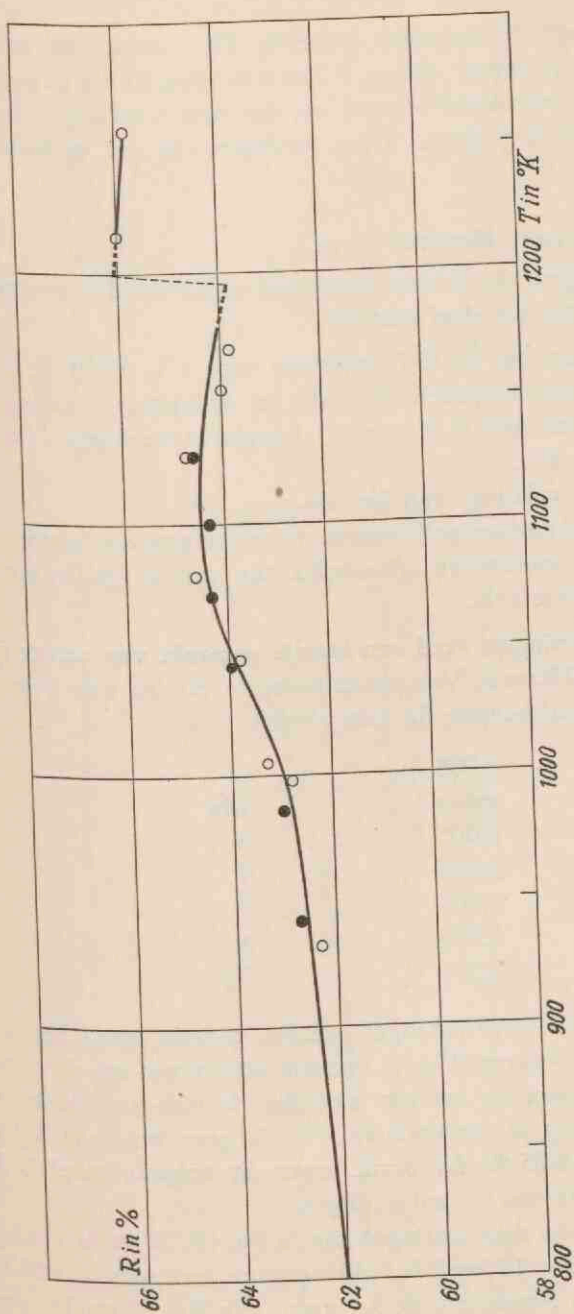


Fig. 18.
 Het reflectievermogen van in waterstof uitgegloeid weckijzer.
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

In fig. 18 zijn de metingen uitgezet, die gedaan zijn aan een bandje gewoon weekijzer, dat ca. 2 dagen in waterstof is uitgegloeid. De kromme is van dezelfde aard als die voor electrolytisch ijzer, dat in waterstof is gegloeid. Deze metingen zijn ook gedaan voor $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

§ 7. Metingen aan „Heraeus” ijzer.

- a. Bij de metingen, die in deze paragraaf zullen worden besproken, hebben wij ons ten doel gesteld:
1. Bevestiging van de R - T krommen voor $\lambda = 6500 \text{ \AA}$, zooals die voor electrolytisch ijzer, dat in waterstof is uitgegloeid (fig. 15) en voor in waterstof uitgegloeid weekijzer (fig. 16) zijn gevonden.
 2. Nauwere insluiting van het α/γ -punt.
 3. Meting bij andere golflengten, om na te gaan in hoeverre de gevonden anomalieën afhankelijk zijn van de golflengte van het gebruikte licht.
- b. Voor deze metingen werd een bandje gemaakt van zuiver ijzer, dat door de Heraeus Vacuumschmelze te Hanau was geleverd. Volgens opgaaf bevatte dit ijzer slechts:

0,008	%	C
spoor		Mn
0,005	%	Si
0,001	%	S
0,003	%	P
0,05	%	Ni
0,004	%	Cu

Voordat aan dit ijzer metingen werden gedaan, werd het weer afwisselend in waterstof en in vacuum uitgegloeid om de oppervlakte te reinigen en om zoo mogelijk de niet-metallische onzuiverheden nog te verminderen. Het is geen bezwaar dat dit ijzer nog ca. 0.05 % Ni bevat, daar dit volgens tabel 3 het α/γ -punt slechts met 1° zal verlagen.

- c. De resultaten van deze metingen zijn in fig. 19, 20 en 21 grafisch weergegeven. Fig. 19 heeft betrekking op de metingen bij 6500 \AA . Deze metingen bevestigen de krommen van fig. 16 en 18, resp.

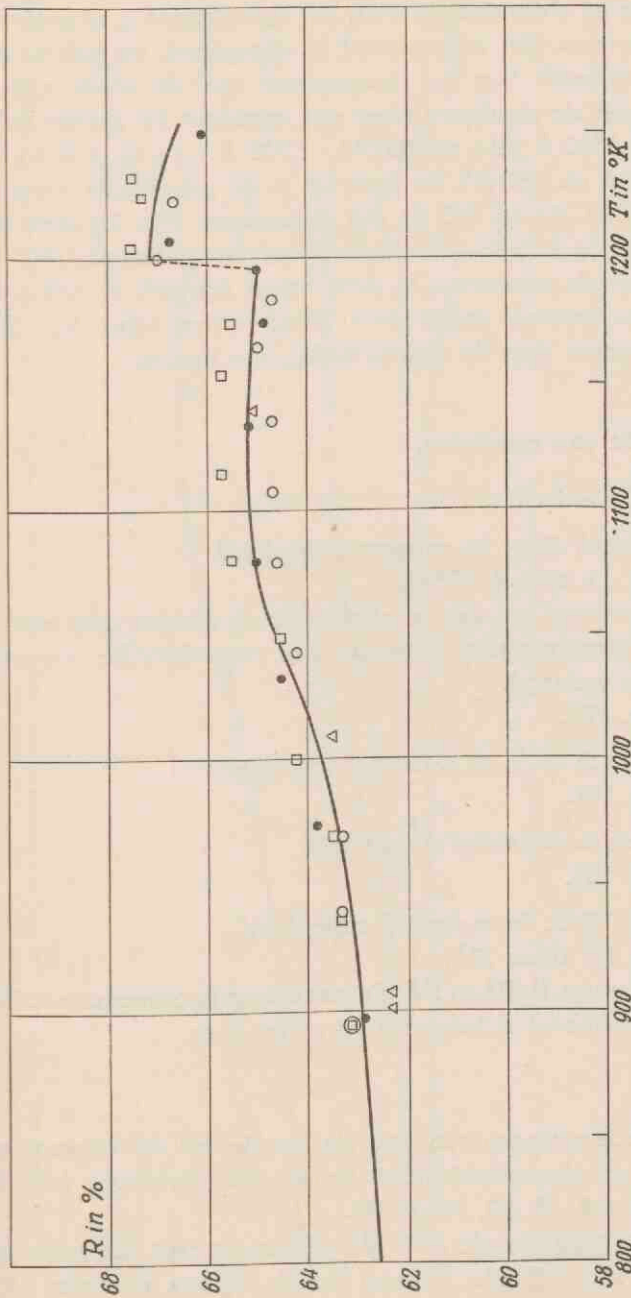


Fig. 19.

Het reflectievermogen van in waterstof uitgegloeid Heraeus ijzer.

$\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

Δ : bij dalende temperatuur.

behoorende bij electrolytisch ijzer, dat in waterstof is uitgegloeid en gewoon ijzer, dat in waterstof is uitgegloeid, en maken een bepaling mogelijk van de temperatuur van de α/γ -overgang. Fig. 20 geeft de resultaten weer van metingen bij andere golflengten nl. 8500 Å ($\Delta\lambda$ ca. 400 Å), 5500 Å ($\Delta\lambda$ ca. 120 Å) en 4500 Å ($\Delta\lambda$ ca. 250 Å). In deze fig. is de gemiddelde kromme voor 6500 Å ($\Delta\lambda$ ca. 205 Å) ook opgenomen. Fig. 21 geeft het reflectievermogen weer als functie van de golflengte met de temperatuur als parameter. In deze figuur zijn ook de metingen bij kamertemperatuur opgenomen. Voor verdere bijzonderheden wordt verwezen naar de onderschriften der figuren.

§ 8. Overzicht van resultaten.

Gemeten werd aan:

I. *Electrolytisch ijzer, in vacuum uitgegloeid.*

[§ 3, fig. 15, zie ook (23)].

Er zijn redenen om aan te nemen, dat in dit ijzer nog een of andere verontreiniging aanwezig was, waardoor het α/γ -punt ca. 80° is verlaagd.

[§ 5, fig. 17].

II. *Electrolytisch ijzer, in waterstof uitgegloeid.*

[§ 4, fig. 16].

III. *Weekijzer, in waterstof uitgegloeid.*

[§ 6, fig. 18].

IV. *„Heraeus” ijzer, in waterstof uitgegloeid.*

[§ 7, fig. 19, 20 en 21].

De resultaten van II, III en IV zijn met elkaar in overeenstemming en worden beschouwd te behooren bij zuiver ijzer.

Resultaten.

- 1a. Het reflectievermogen van ijzer als functie van de temperatuur vertoont een *discontinuïteit* bij het α/γ -overgangspunt (zie de figuren 16, 18, 19, 20, 21 en 22).
- b. Bij de overgang van de α - in de γ -phase springt het reflectievermogen met 2 % *abs.* omhoog (zelfde figuren als onder 1a).

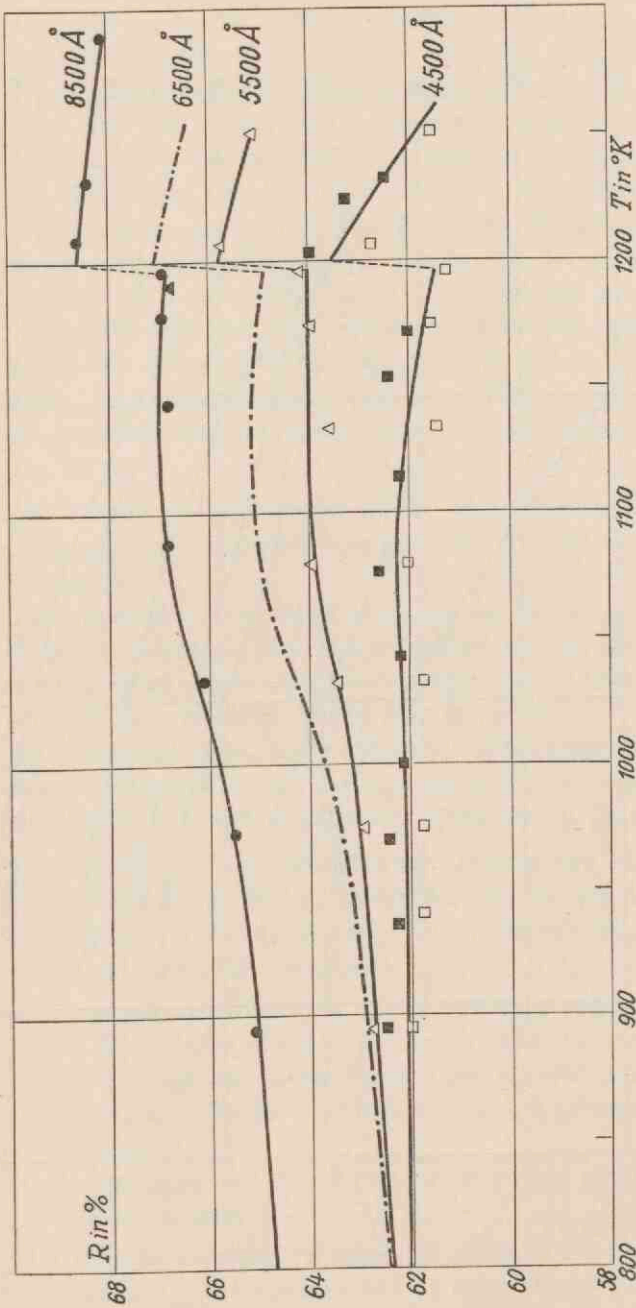


Fig. 20.

Het reflectievermogen van in waterstof uitgelooid Heraeus ijzer.

▲ : bij dalende temperatuur.

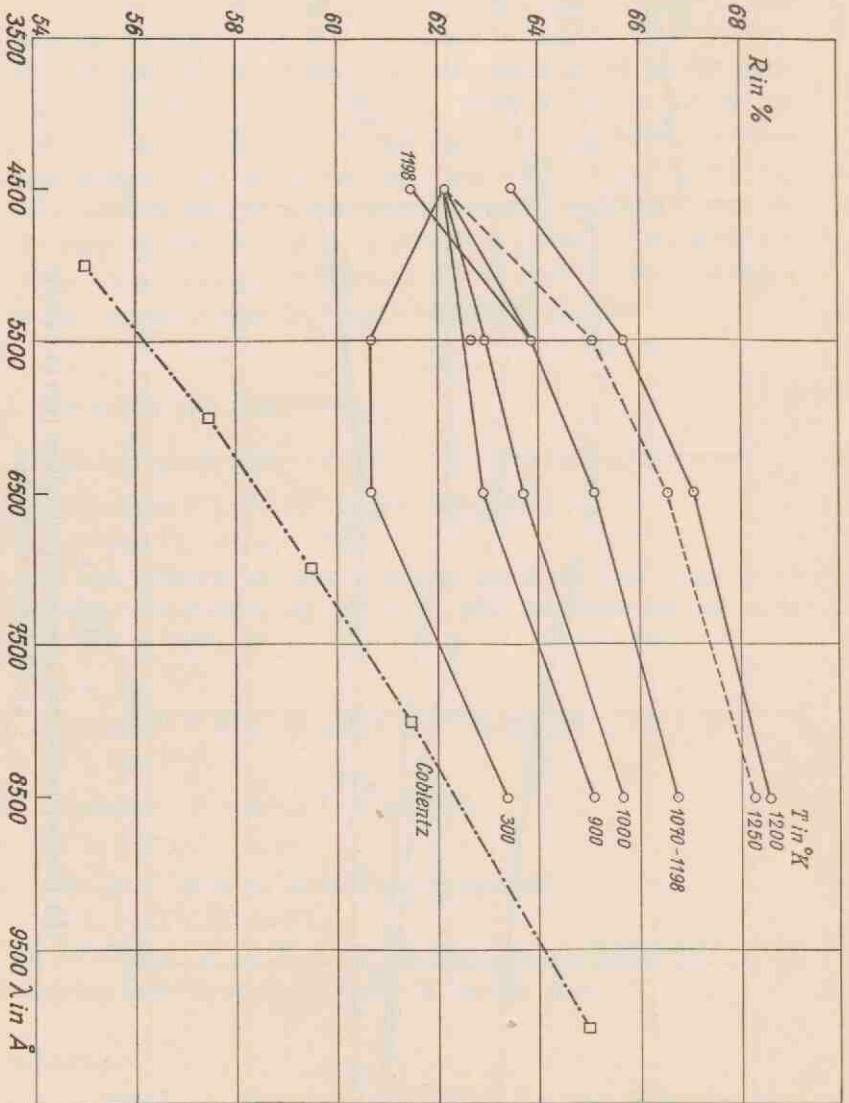


Fig. 21.

Het reflectievermogen van in waterstof uitgegluoid Heraeus-ijzer.

- c. Deze sprong is van 4500 Å tot 8500 Å binnen de meetnauwkeurigheid *onafhankelijk* van de golflengte (fig. 20, 21).
- d. De discontinuïteit in het reflectievermogen bij het α/γ -overgangspunt stelt ons in staat de *temperatuur van de α/γ -overgang* te bepalen. Wij vinden 1198° K. (fout $< 4^{\circ}$). Dit resultaat is ca. 20° hoger dan de waarde, die men tot dusverre voor het α/γ -overgangspunt placht aan te nemen en binnen de meetnauwkeurigheid gelijk aan de waarde van het α/γ -punt, zoals die door Austin en Pierce bij metingen over de uitzettingscoëfficiënt van zeer zuiver, in waterstof gegloeid ijzer, gevonden (6) en in de Inleiding besproken is.
- e. Het α/γ -overgangspunt is binnen de meetfout ($< 4^{\circ}$) bij dalende of stijgende temperatuur het zelfde (zie de meting bij 8500 Å, fig. 20).
- 2a. Bij het Curie punt treedt in het verband tusschen reflectievermogen en temperatuur een anomalie op (fig. 16, 18, 19, 20, 21 en 22).
- b. Deze anomalie is van lager orde dan die bij het α/γ -overgangspunt (er treedt nl. *geen* discontinuïteit op) en uit zich in een extra stijging van het reflectievermogen met de temperatuur van ca. 2% *abs.* bij 6500 Å (fig. 16, 18 en 19).
- c. De anomalie bij het Curie punt is *afhankelijk* van de golflengte (vergelijk 1c.); zij is bij ongeveer 6500 Å maximaal en bij 4500 Å praktisch verdwenen, zoals uit fig. 20 blijkt.
- 3a. De waarden, die voor het reflectievermogen van zuiver ijzer bij kamertemperatuur werden gevonden, zijn hoger dan die door Coblenz (24) zijn gemeten. Er zijn verschillende mogelijkheden dit verschil te verklaren:
1. de groote zuiverheid van het in waterstof gegloeide ijzer,
 2. bij de methode van de Ulbrichtsche bol wordt ook de diffuse reflectie meegemeten (het verschil tusschen mijn metingen en die van Coblenz wordt grooter bij kleinere golflengte),
 3. de metingen van Coblenz zijn aan gepolijste oppervlakken gedaan.
- b. Het reflectievermogen bij kamertemperatuur als functie van de golflengte vertoont een minimum bij ongeveer 6000 Å. Wanneer

de temperatuur van 300 tot 900 °K toeneemt, treedt een vervlakking van dit minimum op (zie fig. 21). Een soortgelijke vervlakking van R - λ krommen bij stijgende temperatuur werd ook door Hamaker voor wolfram gevonden. Dit verschijnsel schijnt een diepere beteekenis te hebben.

- c. Men kan binnen de meetnauwkeurigheid vaststellen, dat de toename van R tusschen 300° K en 900° K gelijk is aan de extra toename van R tusschen 900° K en 1070° K (Curie-anomalie) (zie fig. 21). De Curie-anomalie blijkt dus in grootte evenredig te zijn met de temperatuurcoëfficiënt van R ver beneden het Curie-punt. Bij 4500 Å bijv. is de temperatuurcoëfficiënt nul, de Curie-anomalie is verdwenen. Bij 6500 Å is de temperatuurcoëfficiënt maximaal, de Curie-anomalie is ook maximaal. Het is dus mogelijk, de temperatuurschaal in de buurt van het Curie-punt zoodanig critisch te vervormen, dat de R - T -krommen voor alle golflengten tusschen 300° K en 1070° K rechte lijnen worden.
4. Tenslotte willen wij in dit verband de metingen vermelden van Ornstein en Koefoed (25), aan nikkel en een ijzer-cobalt alliage voor 6500 Å. Bij nikkel wordt een kleine geleidelijke extra daling gevonden bij het Curie-punt (ca. 0.5 % abs.). Bij de ijzer-cobalt alliage treedt een extra stijging van het reflectievermogen op bij het Curie-punt (ca. 4 % abs.). Deze metingen werden met dezelfde apparatuur gedaan als de metingen aan ijzer, die in dit proefschrift zijn beschreven.

§ 9. Enkele opmerkingen.

a. *Het kronkelen.*

Wanneer aan een ijzerbandje enkele meetreeksen zijn gedaan, is het oppervlak meestal meer gegolfd dan in het begin. De mate, waarin het bandje kronkelt, schijnt evenredig te zijn met het aantal malen dat en de snelheid waarmede het ijzer het α/γ -overgangspunt passeert. Door de stroomsterkte vlug enkele tientallen malen flink te laten schommelen, zoodat het ijzer een evenveel aantal malen het α/γ -overgangspunt met flinke snelheid passeert, kan men het bandje geheel in elkaar doen schrompelen (zie ook 26). Na vele metingen is zoo'n ijzerbandje, wat de absolute waarde van het

gemeten reflectievermogen betreft, dan ook onbetrouwbaar. Fig. 22 toont een meetreeks, die gedaan is aan een bandje, dat erg gekronkeld was. Bovendien was bij deze meting toevallig de stand van de verlichtingslampen verkeerd, zoodat een schaduw van een der toevoerdraden in de ballon van een der lampen de homogeniteit van de U l b r i c h t s c h e bol in het B-gebied (zie fig. 3) verstoorde, waardoor het reflectievermogen te laag werd gemeten. De aard van de gevonden kromme is zooals uit fig. 21 blijkt, dezelfde. De absolute waarde van R is echter te laag. Bovendien is de grootte van de sprong bij het α/γ -overgangspunt kleiner dan gewoonlijk, waar-

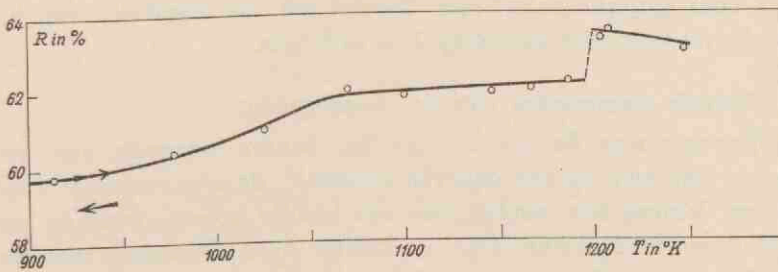


Fig. 22.

schijnlijk doordat de α/γ -overgang de gegolfdheid van het oppervlak veranderde. Hierdoor komen wij ook na afkoeling van het bandje op een lagere waarde van R uit, dan waarvan wij zijn uitgegaan. Hieruit blijkt wel, dat de meetmethode ons ook onder zeer ongunstige omstandigheden in staat stelt *kwalitatief* het verloop van R met T te meten.

b. Kristalgrootte.

Bij geschikte belichting van het bandje kan men de kristallen zien en zich een oordeel vormen over de kristalgrootte. Deze bleek vaak van de orde van 0.5 tot 1 mm¹). Het rechthoekje, dat de

¹) Ook werden enkele bandjes na afloop der metingen op een koperblokje gesoldeerd, gepolijst en vervolgens geëtsd. Daarna werd het oppervlak in een reflectie-microscop bekeken waarbij bleek dat geen koolstof aanwezig was. Hierbij bleek ook dat de kristalgrootte vaak van de orde van het meetvlekje was.

Wij zijn Ir. Westendorp van de N.V. Demka te Utrecht veel dank verschuldigd voor het ter beschikking stellen van de reflectie-microscop.

voorspleet van de monochromator als het ware uit het bandje uitsnijdt, heeft de afmetingen 0.5×2 mm, zoodat bij een reflectie-meting niet altijd wordt gemiddeld over een groot aantal kristalvlakken, doch soms slechts over 2 à 3. Wanneer de optische eigenschappen van ijzer nu anisotroop zijn, kan ten gevolge hiervan een verschil optreden tusschen de verschillende meetreeksen aan 1 bandje, omdat bij elke meetreeks het ijzer $2 \times$ het α/γ -overgangspunt passeert en dus omkristalliseert. Wij vinden bij het Heraeus-ijzer (zie fig. 19) enkele meetreeksen, die onderling nogal spreiden, maar waarvan in een meetreeks zelf de punten zeer weinig van een gladde kromme afwijken. Men zou hierin een aanwijzing kunnen zien voor optische anisotropie, hoewel ook het kronkelen van het bandje de gevonden spreiding kan verklaren.

c. *Visuele waarneming van de α/γ -overgang.*

Wanneer men de stroom door het bandje langzaam laat toenemen, kan men op een gegeven oogenblik de α/γ -overgang waarnemen. Vanuit het midden van een bandje groeit plotseling een wijder wordende kring over het bandje heen. Wanneer men het bandje met wisselstroom verhit kan men, nadat het middenstuk van de α - in de γ -phase is overgegaan, op de zijstukken van het bandje de grens tusschen α - en γ -phase waarnemen als een enkele tienden van millimeters dik dubbellijntje dat aan de koude kant (α -phase) uit een lichte helft en aan de warme kant (γ -phase) uit een donkerder helft bestaat. Dit kan men verklaren uit het verschil in emissiecoëfficiënt, dat tusschen de α - en de γ -phase bestaat. Voedt men het bandje met gelijkstroom, dan wordt het dubbellijntje aan de eene zijde een overwegend lichte lijn, en aan de andere zijde van het bandje een overwegend donkere lijn. Dit verschil wordt waarschijnlijk veroorzaakt door het Peltier-effect, daar tusschen de α - en de γ -phase een verschil in thermokracht bestaat (5).

Het feit, dat de α/γ -overgang visueel waargenomen kan worden, opent de mogelijkheid het α/γ -overgangspunt te gebruiken als een temperatuurmerkpunt voor ijking van standaardlampen.

d. *De elektrische weerstand.*

De door middel van de Thomsonbrug gemeten elektrische weerstand is tengevolge van het temperatuurverloop in het bandje

een „uitsmering“ van het werkelijke verloop van de weerstand van zuiver ijzer als functie van de temperatuur. De extra stijging in de weerstand, die bij het Curie punt moet optreden, vinden wij dan ook wel, maar is natuurlijk iets vervaagd en verschoven. De discontinuïteit, die in de weerstand bij het α/γ -punt moet optreden, wordt door het temperatuurverloop in het bandje tot een nauw merkbaar knikje vervaagd (fig. 14).

HOOFDSTUK III.

DISCUSSIE

§ 1. Verschil in karakter tusschen het Curie-punt en het α/γ -overgangspunt.

Naar aanleiding van Keesom's ontdekking van 2 fasen bij vloeibaar Helium, nl. Helium I en Helium II, waar bij de overgang een discontinuïteit in de soortelijke warmte optreedt en waarbij geen overgangswarmte is, heeft Ehrenfest (27) het begrip phase-overgang uitgebreid door thermodynamisch een phase-overgang van de eerste soort en een phase-overgang van de tweede soort te definieeren. Hierbij worden de eerste en de tweede afgeleiden van de thermodynamische potentiaal beschouwd.

Bij een phase-overgang van de eerste soort *springen* de eerste afgeleiden van de thermodynamische potentiaal:

de *warmteinhoud* en
het *volume*,

zoodat er een *overgangswarmte* is, terwijl deze grootheden bij een phase-overgang van de tweede soort een *knik* vertoonen en dus geen overgangswarmte optreedt. Een sprong treedt dan pas op in de *tweede* afgeleiden van de thermodynamische potentiaal nl.:

de *soortelijke warmte*,
de *uitzettingscoëfficiënt* en
de *samendrukbaarheid*.

In tabel 4 zijn de genoemde grootheden naar hun gedrag bij overgangspunten in kolommen ingedeeld. Als voorbeelden van phase-overgangen van de tweede soort kent men:

de *overgang van Helium I in Helium II*,
de *ordering bij bepaalde legeringen* (beneden een zekere kritische temperatuur),

de overgang in de suprageleidende toestand, bij magnetisch veld nul,

het verdwijnen van het ferromagnetisme, bij het Curie-punt.

Bij deze overgangen vindt men anomalieën in de soortelijke warmte, die het karakter hebben van een *scherpe piek*, doch die men als een *sprong* schijnt te mogen idealiseeren. In de grootheden van de middenkolom van tabel 4 treedt bij de overgangen van de tweede soort een *buigpunt* op, dat men als een *knik* idealiseert. Ook wanneer deze idealisatie niet geoorloofd mocht zijn, kunnen wij de indeeling van de genoemde grootheden behouden.

TABEL 4.

Phaseovergang eerste soort		Phaseovergang tweede soort	
Knik	sprong	knik (buigpt.)	sprong (scherp maximum)
thermodynamische potentiaal	warmteinhoud volume		soortelijke warmte uitzettingscoëfficiënt samendrukbaarheid
	electrische weerstand thermokracht spontane magnetisatie reflectievermogen		Hall effect aanvangspermeabiliteit

Het is opmerkelijk, dat men aan de hand van de experimenteele gegevens over het gedrag van vele physische eigenschappen, deze

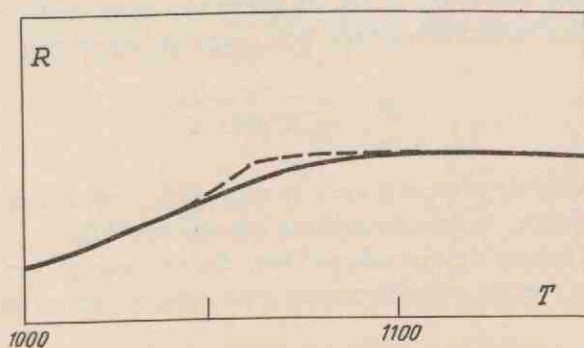


Fig. 23.

kan classificeeren en in een van de kolommen opnemen, zooals in tabel 4 is gedaan (onder de streep) voor de twee overgangspunten bij ijzer (nl. het Curie punt als phase-overgangspunt van de tweede soort en het α/γ -overgangspunt als phase-overgangspunt van de eerste soort). Uit de metingen van het reflectievermogen van ijzer volgt, dat deze grootheid bij het Curie punt (phase-overgangspunt tweede soort) een *buigpunt* vertoont (eventueel als *knik* te idealiseeren, zie fig. 23) en bij het α/γ -overgangspunt (phase-overgangspunt eerste soort) een *sprong*. Het verschil in karakter tusschen Curie punt en α/γ -punt treedt hierbij duidelijk op de voorgrond. Wij kunnen dus het reflectievermogen aan de middelste kolom van eigenschappen toevoegen. Het heeft zin na te gaan of deze indeeling algemeen geldig is door ook bij andere phase-overgangen van de tweede soort bijv. het reflectievermogen te meten.

§ 2. Verband met de theorie.

In de electromagnetische theorie van het licht wordt een lichtgolf beschreven met behulp van E en H, die de vorm hebben

$$e^{-k\omega x/c} \cos \omega (nx/c - t)$$

In deze uitdrukking komen als constanten voor n en k . Zij zijn karakteristiek voor het medium, waarin het licht zich voortplant en worden resp. *brekingsindex* en *extinctiecoëfficiënt* genoemd.

Gebruik makende van de randvoorwaarde, dat de tangentele componenten van E en H aan de grens van twee media gelijk zijn, kan men het reflectievermogen berekenen en vindt men

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

Aangezien bij de afleiding niets is ondersteld over het mechanisme van de reflectie, is deze betrekking algemeen geldig.

Uitgaande van de veronderstelling, dat tengevolge van de lichtgolf in een metaal wisselstroomen gaan loopen, terwijl in elk punt geldt

$$j = \sigma_0 E,$$

konden H a g e n en R u b e n s (28) de volgende uitdrukking voor het reflectievermogen afleiden:

$$R = 1 - 2\sqrt{\nu/\sigma_0},$$

waarin ν de frequentie en σ_0 het electrisch geleidingsvermogen voor stationnaire stroomen voorstelt. Inderdaad bleek experimenteel dat deze formule voor alle metalen opgaat, indien de golflengte grooter dan ongeveer 10^6 is. Voor het zichtbare gebied is deze formule niet geldig, immers terwijl het electrisch geleidingsvermogen van ijzer bij kamertemperatuur gelijk is aan ongeveer 10^{17} electrostatische eenheden, geeft substitutie in de formule van H a g e n en R u b e n s voor $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ een reflectievermogen van 85 %, dus een veel te hooge waarde. Bovendien geeft de formule van H a g e n en R u b e n s een negatieve temperatuur-coëfficiënt van het reflectievermogen, terwijl de experimenten in het zichtbare gebied een positieve leveren.

Om nu juiste formules voor de kortere golflengten te verkrijgen, ging Z e n e r (29) uit van de bewegingsvergelijking van een vrij electron onder invloed van het periodiek electrisch veld behoorende bij de lichtgolf. Inderdaad kon hij met deze formules voorspellen bij welke golflengte de metalen in het ultraviolet doorzichtig worden, zooals experimenteel voor de alkali-metalen gevonden was (30). Deze wijze van behandelen werd door F u j i o k a e.a. (31) verbeterd door rekening te houden met de demping in het metaal. Hiertoe werd in de bewegingsvergelijking van het electron een dempende kracht ingevoegd ter grootte j/σ_0 , waarin j de electrische stroomdichtheid voorstelt. Aldus vindt men

$$n^2 - k^2 = 1 - \frac{4\pi N_{\text{eff}} e^2}{m} \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau^2} \right)^{-1}$$

$$2nk = \frac{4\pi N_{\text{eff}} e^2}{m} \frac{1}{\omega\tau} \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau^2} \right)^{-1} \quad 1)$$

1) Men noemt wel $n^2 - k^2$: de diëlectrische constante bij frequentie ν , = $\epsilon(\nu)$ en nk : het geleidingsvermogen voor frequentie ν , = $\sigma(\nu)$.

Hierin is m de massa van het electron,
 ω de hoekfrequentie,
 e de lading van het electron,

τ de relaxatietijd van het vrije electron, $= m\sigma_0/N_{eff}.e^2$.

Deze formule geeft goede overeenstemming met het experiment bij vloeibaar lood, cadmium, bismuth, tin en kwik (32), indien voor N_{eff} . het „effectieve aantal vrije electronen” per volume-eenheid wordt gesubstitueerd. Dit correspondeert niet altijd met het aantal valentie-electronen per volume-eenheid. Bij ijzer bijv. is het aantal valentie-electronen per atoom 2, en het effectieve aantal vrije electronen 0.2, zooals men bijv. uit experimenten over de verzadigingsmagnetisatie bij lage temperaturen kan afleiden (zie 33). Door substitutie voor ijzer van

$$\text{en } N_{eff} \approx 10^{17} \text{ en } N_{eff} = 0.2 N_a, \text{ waarin } N_a \text{ het aantal atomen per volume-eenheid voorstelt,}$$

vinden wij

$$\begin{aligned} n^2 - k^2 &\approx -5 \\ 2nk &\approx 0.1 \\ R &\approx 98.5\% \end{aligned}$$

Het reflectievermogen komt hier dus veel te groot uit, terwijl bovendien de berekening een negatieve temperatuurcoëfficiënt levert, wat in strijd is met de experimenten. Voor de waarden van de optische constanten van ijzer bij kamertemperatuur vindt men

$$\begin{aligned} n &\approx 2.7 \\ k &\approx 3.5 \end{aligned}$$

waaruit volgt

$$\begin{aligned} (n^2 - k^2)_{theor.} &\sim (n^2 - k^2)_{exp.} \\ nk_{theor.} &\sim \frac{1}{200} \times nk_{exp.} \end{aligned}$$

Het niet uitkomen van de formules moet men verklaren uit inwendige fotoelectrische absorptie, waardoor groote waarden van nk

kunnen optreden. Volgens de klassieke theorie moet dit verklaard worden door de invloed van de gebonden electronen, terwijl in de moderne metaaltheorie de electronen van het metaal in het algemeen naast geleidingseigenschappen ook specifieke absorptiefrequenties kunnen bezitten, waardoor voor bepaalde golflengtegebieden groo-tere waarden van nk optreden, dan die men kan afleiden uit de bovenstaande formules.

Het bleek dus niet mogelijk de gevonden waarden van het reflectievermogen van ijzer als functie van de temperatuur met eenige theorie in kwantitatieve overeenstemming te brengen. Hier-door kan men ook geen voorspellingen doen over het verloop van n en k met de temperatuur. Wel heeft het zin deze grootheden apart te meten, omdat uit de meting van het reflectievermogen alleen n en k niet bepaald kunnen worden.

HOOFDSTUK IV.

DE OPTISCHE CONSTANTEN ALS FUNCTIE VAN DE TEMPERATUUR.

§ 1. Meting van de doorlating.

Uit de doorlating van dunne metaallagen kan men de optische constanten bepalen (34). Om deze grootheden voor ijzer op deze wijze te vinden, werden dunne ijzerlaagjes door verdamping op een kwartsplaatje neergeslagen. Dit kwartsplaatje was opgesteld in een ijzeren oventje in vacuum, zoodat het op hooge temperatuur verhit kon worden.

Het bleek echter, dat de ijzerlaagjes bij hooge temperatuur verdwenen en in de onderlaag oplostten; zelfs bij doorstroomende waterstof verdwenen de laagjes. Het gebruik van vloeispaath in plaats van kwarts als onderlaag gaf weinig verbetering. De eenige mogelijkheid is dus gebruik te maken van vrij hangende ijzerfolies. Hiertoe werd ijzer op een plaatje sapon neergeslagen. Bij het oplossen van de onderlaag schrompelde het ijzervlies echter steeds in elkaar, zoodat het voor een meting niet meer geschikt was.

§ 2. Metingen met het toestel voor metaalreflectie van Jamin.

a. Inleiding.

Nu het niet mogelijk bleek de optische constanten bij hooge temperatuur uit de doorlating van dunne laagjes te bepalen, bleef alleen de mogelijkheid over om uit de elliptische polarisatie, zooals die bij schuin invallend licht optreedt, de optische constanten te bepalen. Wanneer men bijv. van een lichtstraal, die onder 45° met het invalsvlak gepolariseerd is, de beide componenten beschouwt (\perp en \parallel invalsvlak), dan blijkt, dat na de reflectie een

phaseverschil Δ en een *amplitudeverschil* tusschen de beide componenten ontstaan is. Het toestel van J a m i n stelt ons in staat beide grootheden te meten. Door middel van een nicol laten wij een lichtbundel op het metaaloppervlak vallen, die onder 45° met het invalsvlak gepolariseerd is. Na de reflectie tegen het ijzeroppervlak is er tusschen de twee componenten een phaseverschil en een amplitudeverschil ontstaan. Het licht wordt nu opgevangen door een kijkertje, voorzien van een compensator van B a b i n e t en een nicol. De compensator van B a b i n e t dient om het phaseverschil, dat bij de reflectie is ontstaan, op te heffen en te bepalen en bestaat uit twee wiggen van kwarts, die ten opzichte van elkaar verschoven kunnen worden en waarvan de optische assen zijn gekruist. Wanneer het phaseverschil tusschen de beide componenten is opgeheven, ontstaat weer lineair gepolariseerd licht, echter nu met een ander azimuth dan 45° tengevolge van het verschil in amplitude, dat bij de reflectie is ontstaan. Door het nicol te draaijen, kunnen wij het herstellde azimuth Ψ meten.

Wanneer wij het apparaat en het te onderzoeken oppervlak op de juiste wijze ingesteld hebben en het invallende licht onder 45° met het invalsvlak gepolariseerd is en wij kijken dan door het systeem nicol + compensator van B a b i n e t naar het teruggekaatste licht, dan kunnen wij door het analyseerende nicol te draaijen, een verticale zwarte lijn te zien krijgen in de compensator van B a b i n e t. Deze lijn treedt op op die plaats in de compensator, waar het bij de reflectie ontstane phaseverschil juist wordt opgeheven. Door de tevoren geijkte stelschroef van de compensator te draaijen, kan de donkere lijn naar het midden van het gezichtsveld gebracht worden, dat door een kruisdraad aangeduid wordt. Uit de stand van de stelschroef wordt dan het phaseverschil Δ gevonden.

De stand van het analyseerende nicol, waarvoor de zwarte streep het donkerst is, geeft het herstellde azimuth Ψ . Uit Δ en Ψ kan men de optische constanten n en k bepalen, wanneer men gebruikt maakt van de volgende formules:

$$\begin{aligned} n^2 - k^2 &= S^2 \cos 2 Q + \sin^2 \Theta \\ 2nk &= S^2 \sin 2 Q \end{aligned}$$

waarbij voor S , Q en P de volgende betrekkingen gelden:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} Q &= \sin \Delta \operatorname{tg} 2 \Psi \\ \cos 2 P &= \cos \Delta \sin 2 \Psi \\ S &= \sin \theta \operatorname{tg} \theta P, \end{aligned}$$

hierin is θ de invalshoek.

Voor de afleiding van deze formules verwijzen wij naar *D r u d e* (35) en *W i n k e l m a n n* (36) en voor een beschrijving van het apparaat naar *J a m i n* (37).

b. *Metingen.*

Er zijn sinds *J a m i n* ongetwijfeld betere toestellen uitgedacht en gebruikt dan het oorspronkelijke toestel van *J a m i n* (zie bijv. *D r o s t e* (28) en *E l l e r b r o e k* (39)). Daar echter toevallig in het Utrechtsche laboratorium een oorspronkelijk toestel van *J a m i n* aanwezig was, werden de metingen hiermee uitgevoerd. De nauwkeurigheid bij deze metingen is natuurlijk niet te vergelijken met die van de metingen van het reflectievermogen, die in Hoofdstuk II werden beschreven, omdat het gebruikte toestel zich niet meer in zijn oorspronkelijke stabiele toestand bevond, zoodat een en ander opnieuw gesteld moest worden en bevestigd. Er was bijv. speling in de stand van de as van de compensator van *B a b i n e t* ten opzichte van het invalsvlak. Deze speling kon opgeheven worden, doch hierbij werd de juiste stand op het oog gevonden, waardoor soms een fout van 7° in het gevonden azimuth kon optreden. Ten gevolge van deze en andere storingen waren de metingen in absolute waarde niet betrouwbaar. De verandering met de temperatuur van Δ en Ψ bleek echter te bestaan en de gevonden waarden vrij betrouwbaar. Daarom willen wij deze metingen vermelden.

De metingen met het toestel van *J a m i n* stellen andere eischen aan het te onderzoeken oppervlak dan bijv. de reflectiemetingen. Het oppervlak moet zoo vlak mogelijk zijn. De meeste onderzoekers hebben dan ook bij de meting van Δ en Ψ weer gebruik gemaakt van gepolijste oppervlakken. Hierbij heeft men echter te doen met een kunstmatig verguisde oppervlaktelaag, welke volgens

Drude (40) en Droste (38) groote invloed heeft op de gemeten grootheden.

Om het kronkelen, wat bij ijzerbandjes zou geschieden, te vermijden, werd gemeten aan een zijvlak van een ijzeren kubusje van ca. 1 cm³. Dit kubusje werd opgesteld binnen een cilindrisch glazen buisje, dat aan de hoogvacuum-pomp verbonden was. Het zijvlak, waaraan gemeten moest worden, werd tevoren gepolijst om het zoo vlak mogelijk te maken. Hierna werd het blokje op hooge temperatuur gebracht om het te ontgassen en de polituur in een normale kristalstructuur te veranderen. Dit ontgassen geschiedde afwisselend in waterstof en in vacuum. Omdat bleek, dat het blokje niet geheel ontgast kon worden, werden de metingen in waterstofatmosfeer gedaan, om het ijzeroppervlak tijdens de metingen bij hooge temperatuur schoon te houden.

De verhitting van het blokje geschiedde door middel van een hoogfrequent-ontgasser. De temperatuur werd met de optische pyrometer gemeten. Daar het ijzeroppervlak niet gepolijst was, omdat bij het ontgassen normale kristalstructuur ontstond, werd niet in elk punt van het oppervlak het licht precies in de kijkrichting teruggekaatst. Het voor de kijkrichting werkzame oppervlak is dus klein, zoodat een sterke lichtbron gebruikt moet worden om iets te kunnen waarnemen. Ook zal de eigen straling van het blokje het waarnemen van de zwarte streep bemoeilijken, indien geen sterke lichtbron gebruikt wordt. Als lichtbron kozen wij een projectielamp van 500 Watt, terwijl met een rood filter ($\lambda_{\text{eff.}} \cong 6250 \text{ \AA}$) werd waargenomen. De resultaten van de metingen van Ψ en Δ worden in tabel 5 weergegeven.

De in deze tabel weergegeven resultaten hebben betrekking op drie meetseries n.l. I, II en III. Tusschen de meetseries onderling treden verschillen op in de absolute waarden van de gevonden grootheden, zooals uit de getallen voor Ψ_0 en Δ_0 blijkt.

De veranderingen van Ψ en Δ met de temperatuur ($\Psi - \Psi_0$ en $\Delta - \Delta_0$) zijn echter binnen de meetfout voor de drie meetseries gelijk. De toename van Ψ tusschen 300° en 1000° K komt ongeveer overeen met de toename van Ψ , die door D r o s t e (38) werd gevonden n.l. 4' tot 11' tusschen 0° en 100° C.

Er zijn twee oorzaken, die de absolute waarden van Ψ en Δ onbetrouwbaar maken:

1. Het op het oog verticaal stellen van de optische as van de compensator van B a b i n e t.
2. Spanningen in het glas van de ballon, die polarisatie veroorzaken.

TABEL 6.

 Ψ_{glas}

	Aflezing Nicol in $^\circ$						Gemiddeld	Invloed van het glas op Ψ in $^\circ$
Koud . .	12,2	12,6	12,3	12,7	12,2	12,7	12,5	+ 2
Warm .	12,0	12,2	12,3	13,5	12,2	11,7	12,3	+ 1,8

 Δ_{glas}

	Aflezing compensator						Gemiddeld	Invloed van het glas op Δ in $^\circ$
Koud . .	25,92	25,89	25,81	25,87	25,94	25,99	25,90	- 3,5
Warm .	25,95	25,93	25,86	25,90	25,93	26,01	25,93	- 3,9

Bij een na de metingen uitgevoerd contrôle-experiment bleek, dat de eerste foutenbron aanleiding kon geven tot verschillen in

de gevonden Ψ van ca. 7° . Dit komt overeen met een fout van 3.5° in het verticaal stellen van de as van de compensator. Daar dit na de meetserie I overgedaan werd, kan hiermee het verschil in Ψ_0 tusschen I en II (of III) verklaard worden.

Ook de spanningen in het glas kunnen ook tot onjuiste resultaten leiden; de druk aan weerszijden van het glas verschilt ca. 1 atmosfeer.

Om na te gaan, of de invloed van het glas bestond en of deze invloed bij hogere temperaturen veranderde, werden de Ψ en de Δ van het glas gemeten voor recht doorgaand licht bij kamertemperatuur en hogere temperatuur. De resultaten van dit controle-experiment zijn in tabel 6 vereenigd.

Na de meetserie I moest de ballon schoongemaakt worden, omdat er te veel ijzer op neergeslagen was. Hierna werd de ballon in een oven op hoge temperatuur ontgast, waardoor spanningsveranderingen konden optreden. Bovendien werd de instelling van het apparaat veranderd, zooals we reeds opmerkten.

Na meetserie II werd de ballon weer in een oven dicht onder de verwekkingstemperatuur van het glas gehouden. Aan de instelling van het toestel werd nu echter niets veranderd. Inderdaad gaf nu de meetserie III andere resultaten voor Ψ_0 nl. ca. 2° hoger. Dit kan aan de hand van de getallen van tabel 6 verklaard worden. Ook de spreiding in Δ_0 kan bijv. door de resultaten van tabel 6 verklaard worden.

Een verandering in de invloed van het glas op Ψ met de temperatuur (volgens tabel 6: 0.2°) kan niet aangenomen worden, omdat dit binnen de middelbare fout ligt en bovendien zou veroorzaken, dat $(\Psi - \Psi_0)_{III} > (\Psi - \Psi_0)_{II}$. Uit tabel 5 volgt juist het tegenovergestelde, zoodat het effect binnen de meetfout niet bestaat.

Een verandering van de invloed van het glas op Δ met de temperatuur, zooals dat uit tabel 6 volgt, geeft een correctie op $|\Delta - \Delta_0|$ van -0.4° . Hoewel deze correctie evenzeer klein is, volgt zij wat het teeken betreft uit bijna alle aflezingen van de compensator koud en warm. Zooals we bij de berekening van het verloop van n en k met de temperatuur zullen zien, heeft het toepassen van deze correcties weinig invloed. Dit geldt ook voor een eventueele correctie op $\Psi - \Psi_0$ van ca. 0.2° .

Dat de gevonden spreiding in Ψ_0 en Δ_0 niet aan verontreinig-

gingen van het ijzeroppervlak toegeschreven moet worden, kunnen wij als volgt motiveeren:

1. Het oppervlak bevond zich in een waterstofatmosfeer, waardoor een verontreiniging van het oppervlak zeer onwaarschijnlijk is (zie Hoofdstuk II, § 4a).
2. Wanneer we R uit de gevonden Ψ_0 en Δ_0 berekenen, vinden we voor meetserie I goede waarden en voor II en III te hooge waarden voor R. Dit kan niet door verontreiniging doch alleen door meetfouten veroorzaakt zijn.

Het heeft dus zin n_0 en k_0 (de optische constanten bij kamertemperatuur) aan te passen.

TABEL 7.

	300° K	1100°–1200° K	boven 1200° K
Ψ in °	34,6	$\Psi_0 + 1,2$	$\Psi_0 + 2,5$
Δ in °	32,2	$\Delta_0 - 2,1$	$\Delta_0 - 2,1$
n	2,7	2,8	2,58
k	3,65	4,08	4,42
$n^2 - k^2$	-5,98	-8,81	-12,99
nk	9,85	11,43	11,40
R in %	60	64	68

c. *De veranderingen van n en k met de temperatuur.*

In fig. 24 zijn een aantal meetkundige plaatsen voor (n, k) -combinaties geteekend. Dit zijn krommen, waarop bij gegeven R het punt (n, k) moet liggen. Bij kamertemperatuur moet het punt (n_0, k_0) ergens op de onderste kromme liggen, omdat we voor R_0 60 % hebben gevonden. Wanneer nu de temperatuur tot 1200° K toeneemt, moet het punt (n, k) gaan loopen en, volgens de reflectiemetingen in Hoofdstuk II beschreven, terecht komen op

de kromme van 67%. We zullen de n_0 en de k_0 nu zoo aanpassen, dat het punt (n_0, k_0) op de 60% kromme ligt en wel op 2 manieren:

1. We gaan uit van $n_0 = 2.7$ en $k_0 = 3.65$. Deze waarde voor n_0 komt ongeveer overeen met het gemiddelde van de getallen uit de literatuur (40). Uit n_0 en k_0 berekenen we Ψ_0 en Δ_0 en passen hierop de gevonden verandering met de temperatuur toe. De resultaten der berekening zijn weergegeven in tabel 7 en fig. 24 (Δ , \square , \circ).

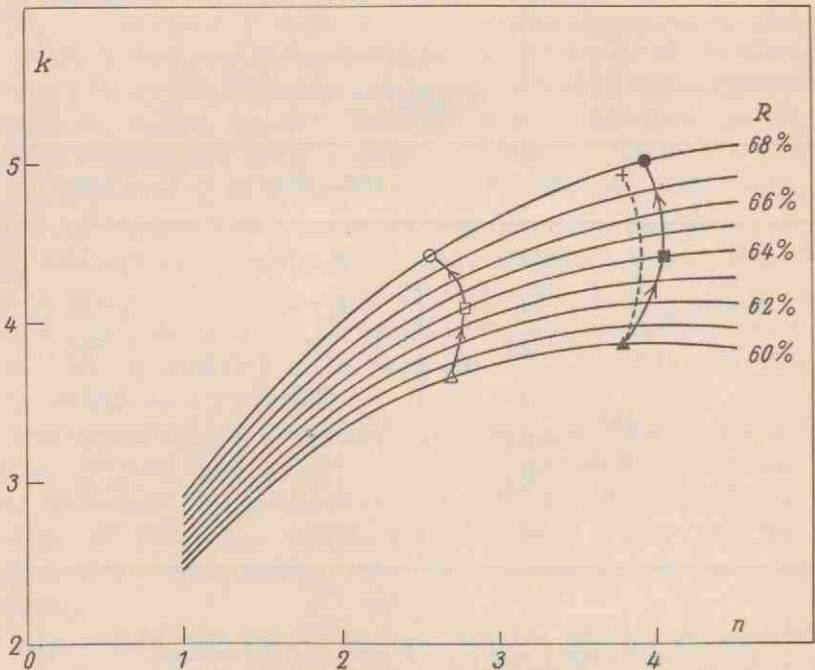


Fig. 24.

Bij deze aanpassing wordt de absolute waarde van Δ_0 echter meer veranderd dan gemotiveerd kan worden uit de invloed van het glas. Daarom lijkt ons de volgende keuze van (n_0, k_0) waarschijnlijker:

2. We gaan uit van $n_0 = 3.80$ en $k_0 = 3.87$, $\Psi_0 = 34.3$ en $\Delta_0 = 24.5$. Hierbij is voor (n_0, k_0) een punt op de meetkundige plaats voor 60 % gekozen, zoo dicht mogelijk bij de waarden van n_0 en k_0 , die uit meetserie I volgen.

Dit beginpunt heeft een Ψ_0 , welke zeer goed met de gemiddelde waarde uit de literatuur (vgl. tabel 7) overeenkomt. De Δ_0 is echter een andere.¹⁾

TABEL 8.

	300° K	1100°–1200° K	boven 1200° K
Ψ in °	34,3	$\Psi_0 + 1,2$	$\Psi_0 + 2,5$
Δ in °	24,5	$\Delta_0 - 2,1$	$\Delta_0 - 2,1$
n	3,80	4,07	3,95
k	3,87	4,41	5,02
$n^2 - k^2$	-0,56	-2,98	-9,57
nk	14,7	17,9	19,85
R in %	60	64	68

Volgens *Droste* (38) en *Drude* (41) hebben oppervlakteverontreinigingen en de structuur van de oppervlaktelaag op Δ groote invloed. Daar de aan de literatuur ontleende waarden voor n_0 en k_0 meestal voor gepolijste, niet ontgaste oppervlakken in lucht zijn gevonden, kunnen we dus best begrijpen dat deze waarden in 't gemiddelde niet in overeenstemming zijn met mijn metingen, die gedaan werden aan een ontgast, ongepolijst oppervlak. Inderdaad vertoonde ons oppervlak, toen het aan de lucht werd gebracht, plotseling een Δ_0 die meer in de richting van de gemiddelde literatuurwaarde lag nl. ca. 29°. De Ψ_0 daarentegen veranderde hierbij slechts ca. 2° (invloed van het glas).

¹⁾ De spreiding in de n_0 in de literatuur is echter zeer groot ($n_0 = 1.81$ tot 3.66), zoodat deze keuze nog vrij dicht bij een extreme waarde uit de literatuur ligt.

De resultaten van deze berekening zijn in tabel 8 en fig. 24 (▲, ■ en ●) weergegeven. Bij de berekening van het punt + werd de reeds eerder genoemde correctie op $\Delta - \Delta_0$ van 0.4° toegepast (invloed van de glazen ballon). We zien dat dit de resultaten weinig verandert.

d. *Conclusies.*

Men kan uit fig. 24 besluiten, dat bij stijgende temperatuur het punt (n, k) ongeveer verticaal naar boven loopt, waardoor k veel en n zeer weinig verandert.

Dit resultaat is onafhankelijk van de uitgangswaarden (n_0 en k_0) bij kamertemperatuur. Ook blijkt dat in beide gevallen het reflectievermogen tusschen 300° en 1200° K met 8 % toeneemt. De reflectiemetingen in Hoofdstuk II geven 7 %.

Binnen de grenzen door de meetnauwkeurigheid gesteld, bij de meting van Ψ en Δ , kan men dus besluiten, dat de in Hoofdstuk II beschreven reflectiemetingen en de metingen van de verandering in Ψ en Δ met de temperatuur, met het toestel van J a m i n, met elkaar in overeenstemming zijn.

SUMMARY

The total reflecting power has been measured as a function of temperature for high purity iron in the visible region of the spectrum. The results are shown in:

fig. 15: electrolytic iron, heat-treated in vacuum,
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

fig. 16: electrolytic iron, heat-treated in hydrogen,
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

fig. 18: ordinary Swedish iron, heat-treated in hydrogen,
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

fig. 19: „Heraeus” iron, heat-treated in hydrogen,
 $\lambda = 6500 \text{ \AA}$.

fig. 20: The same sample, different wavelengths,
 $\lambda = 4500, 5500, 6500, 8500 \text{ \AA}$.

fig. 21: The same results, plotted against the wavelength.

The curves belonging to the samples that had been heat-treated in hydrogen agree with each other and show the reflecting power of pure iron as a function of temperature. In the behaviour of the reflecting power between 900° and 1250° K two anomalies occur:

1. A gradual anomaly (extra slope) at the Curie-point (ca. 1050° K), which is dependent on the wavelength.
2. A discontinuity at the α/γ -transition point (ca. 1200° K), which is independent of the wavelength.

The difference in character between the Curie-point (as a phase-transition point of the 2nd order) and the α/γ -point (as a phase-transition point of the 1st order) is clear.

The discrepancy between the sample that had been heat-treated in vacuum and the other samples can be explained by assuming that the in vacuum treated sample still contained a small amount of impurities by which the α/γ -point was lowered (e.g. 0.2 % carbon due to a bath of KCN, in which the copper cathode, on which the iron had been deposited, was dissolved).

In the last chapter measurements are described that were made using an apparatus for the study of metallic reflectivity according to J a m i n (37).

The difference in reflective properties of the two components of a polarized light beam enables us to determine the optical constants; n (refractive index) and k (extinctioncoefficient) by measuring the azimuth of the restored plane of polarization: Ψ and the phase-difference Δ . From the measurements that cannot be trusted in absolute value, follows that when rising the temperature, the extinction coefficient rises and the refractive index does not change appreciably.

LITERATUUR

1. Sharp en Little: Trans. of the Ill. Eng. Soc. 1920, p. 802.
2. Hamaker: Dissertatie Utrecht, 1934.
3. Burgess en Waltenberg: Bull. Bur. Standards 11 (1914), p. 591.
4. Gerlach: Ann. d. Phys. 5, 25 (1936), 3, p. 209.
Loewe: Ann. d. Phys. 5, 25 (1936), 3, p. 213.
5. Gehlhoff: Lehrb. d. techn. Phys., pp. 268—317.
6. Austin en Pierce: Physics 4 (1933), p. 409.
7. Umino: Sci. Rep. Toh. Imp. Univ. 16 (1927), p. 1009.
8. Steinwehr en Schulze: Zs. f. Metallk. 27 (1935), p. 129.
9. Cioffi: Phys. Rev. 45 (1934), p. 742.
10. Burgess en Scott: Bull. Bur. Stand. 14 (1918), p. 15.
11. Taylor: Trans. of the Ill. Eng. Soc., 1921, p. 587.
Walsh: Photometry, p. 217.
12. Brentano: Zs. f. Phys. 54 (1929), p. 571.
Custers: Zs. f. techn. Phys. 4 (1933), p. 154.
13. Gyemant: Wiss. Veröff. a. d. Siemens—Konzern, 6 (1928), p. 58 en
7 (1928), p. 134.
14. Ising: Phil. Mag. 1 (1926), p. 827.
Ornstein: Proc. Amsterdam, 21 (1917), p. 96.
Milatz: dissertatie Utrecht, 1937.
Ziegler: Philips. techn. T. 2 (1937), p. 136 en p. 329.
15. Brentano: Zs. f. Phys. 54 (1929), p. 571.
16. Schottky: Ann. d. Phys. 57 (1918), p. 541 en 68 (1922), p. 157.
17. Schottky: Phys. Rev. 28 (1926), p. 74.
18. Int. Crit. Tables, 5, p. 243.
19. Abegg: Hdb. d. anorg. Chemie 4, 3. Abt., II A, 1931.
20. Finch, Quarrel en Wilman: Meeting Faraday Soc. Maart 1935.
21. Reber: Physics 5 (1934), p. 297.
22. Berthelot: Comptes Rend. 89 (1879), p. 63.
Berthelot: Ann. de Chimie et de Phys. 5, 18 (1879), p. 378.

23. Ornstein en v. d. Veen: Physica 3 (1936), p. 289.
 24. Coblentz: Bull. Bur. Stand. 7 (1911), p. 213.
 25. Ornstein en Koefoed: Physica 5 (1938), p. 175.
 26. Mulder: Philips Techn. Tijdschrift: 3 (1938), p. 78.
 27. Keesom: Proc. Amsterdam 36 (1933), p. 147 en Ehrenfest: Proc. Amsterdam 36 (1933), p. 153.
 28. Hagen en Rubens: Ann. d. Phys. 11 (1903), p. 873.
 29. Zener: Nature 132 (1933), p. 968.
 30. Wood: Phys. Rev. 44 (1933), p. 353.
 31. Fujioka: Zs. f. Phys. 76 (1932), p. 537.
Kronig: Proc. Roy. Soc., London, 124 (1929), p. 409; 133 (1931), p. 255.
zie Mott en Jones: The theory of the properties of metals and alloys. Oxford, 1936, p. 111.
 32. Meier: Ann. d. Phys. 31 (1910), p. 1017.
Kent: Phys. Rev. 14 (1919), p. 459.
 33. Stoner: Magnetism and matter, p. 366.
Mott and Jones: The theory of the prop. of metals and alloys, p. 222.
 34. Veenemans: dissertatie Utrecht, 1932.
Muhrmann: Zs. f. Phys. 80 (1933), p. 161.
 35. Drude: Wied. Ann. 64 (1898), p. 162.
 36. Winkelmann: Hdb. d. Phys.
 37. Jamin: Ann. d. Chim. et d. Phys. 3e Serie, tome 29 (1850), p. 263.
 38. Droste: dissertatie Amsterdam, 1929.
 39. Ellerbroek: dissertatie Amsterdam, 1926.
 40. Landolt-Börnstein: Phys. Chem. Tabellen.
 41. Drude: Lehrbuch der Optik, p. 346.
-

INHOUD

	Blz.
INLEIDING	9
HOOFDSTUK I. MEETMETHODE EN APPARATUUR.	
§ 1. Over de meting van het reflectievermogen.	
a. Inleiding	14
b. Opstelling	16
c. Correcties	19
§ 2. De foto-electrische versterker.	
a. Schema	25
b. Onderdeelen en gevoeligheid	27
c. Storingen	29
§ 3. Lineariteit van de galvanometer	31
§ 4. Het meten van de temperatuur.	
a. Methode	34
b. Practijk	36
c. Doelmatigheid van de methode	38
d. De optische pyrometer	39
HOOFDSTUK II. DE METINGEN.	
§ 1. Voorproeven	42
§ 2. Het maken van electrolytisch ijzer	42
§ 3. Meting aan electrolytisch ijzer, dat in vacuum is uit- gegloeid	44
§ 4. Meting aan electrolytisch ijzer, dat in waterstof is uitgegloeid.	
a. Over het uitgloeien van ijzer in waterstofatmosfeer	44
b. Metingen	46
§ 5. Vergelijking der gevonden resultaten	48
§ 6. Meting aan gewoon weekijzer, dat in waterstof is uitgegloeid	50

	Blz.
§ 7. Metingen aan „Heraeus“-ijzer	52
§ 8. Overzicht van resultaten	54
§ 9. Enkele opmerkingen.	
a. Het kronkelen	58
b. Kristalgrootte	59
c. Visuele waarneming van de α/γ -overgang	60
d. De elektrische weerstand	60
 HOOFDSTUK III. DISCUSSIE.	
§ 1. Verschil in karakter tusschen het Curiepunt en het α/γ -overgangspunt	62
§ 2. Verband met de theorie	64
 HOOFDSTUK IV. DE OPTISCHE CONSTANTEN ALS FUNCTIE VAN DE TEMPERATUUR.	
§ 1. Meting van de doorlating	68
§ 2. Metingen met het toestel voor metaalreflectie van Jamin.	
a. Inleiding	68
b. Metingen	70
c. De verandering van n en k met de temperatuur	75
d. Conclusies	78
SUMMARY	79
LITERATUUR	81

STELLINGEN

I.

De theorie van Sch lom k a over het aardmagnetisme is onjuist, omdat zij consequenties heeft, die in strijd zijn met een aantal experimenten.

T. Sch lom k a, ZS. für Geophys. 9 (1933), p. 99.

II.

Niet alle stoffen, die zich als halfgeleiders gedragen, zijn dit in den zin der moderne metaaltheorie.

A. Sch ulz e u. W. Gremmer, Phys. ZS. 39 (1938), p. 205.

III.

Het is overdreven van een „auffallenden Widerspruch" te spreken, wanneer zou blijken, dat er echte halfgeleiders zijn met ferromagnetische eigenschappen.

A. Kussmann u. H. Nitka, Phys. ZS. 39 (1938) p. 208.

IV.

Om het lampgeruisch, dat de nauwkeurigheid bij het meten van kleine stroomen of spanningen met een radiolamp belemmert, te verminderen, heeft het zin een radiolamp te construeeren, waarvoor de plaatstroom bij meetspanning nul, ook nul is.

V.

Het is mogelijk een hoogfrequent-verhitter, waarmee een ijzeren blokje verwarmd wordt, zoodanig in te stellen, dat dit de temperatuur van het Curie-punt aanneemt, binnen wijde grenzen onafhankelijk van de spanningsveranderingen van het apparaat.

VI.

Het verdient aanbeveling als merkpunten in de temperatuurschaal naast smeltpunten, andere overgangspunten te gebruiken.

VII.

Uit een discussie van metingen van Kreulen over de oxydatie van steenkool bij hooge temperatuur kan men concluderen, dat met toenemende graad van inkoling de molecuulgrootte toeneemt.

D. J. W. Kreulen, Grundzüge der Chemie und Systematik der Kohlen, Hfdst. 16, p. 138. Amsterdam, 1935.

VIII.

Het is mogelijk en het verdient in bepaalde gevallen de voorkeur de kleine bewegingen, die de primaire galvanometer van een relaisversterker uitvoert, niet zooals gebruikelijk langs optischen weg doch met behulp van een electriche methode waarneembaar te maken.

W. J. H. Moll en H. C. Burger, Proc. Roy. Soc., B. vol. 100 (1926) p. 232.

Ut
19