

Leerkamer. Bosscha

Enkele Magnetische
Eigenschappen der Metalen
bij Lage Temperatuur

DOOR

P. M. VAN ALPHEN

H. J. PARIS — AMSTERDAM

BIBLIOTHEEK
GÖRLÆUS LABORATORIA

Postbus 9502
2300 RA LEIDEN
Tel.: 071 - 527 43 66 / 67

Universiteit Leiden



1 393 361 4

ENKELE MAGNETISCHE EIGENSCHAPPEN
DER METALEN BIJ LAGE TEMPERATUUR



kast dissertaties

1872

1873



ENKELE MAGNETISCHE EIGENSCHAPPEN DER METALEN BIJ LAGE TEMPERATUUR

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE LEIDEN OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS DR J. HUIZINGA; HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBEGEERTE, VOOR DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP DONDERDAG 6 JULI 1933 DES NAMIDDAGS TE 1 UUR

DOOR

PIETER MARTINUS VAN ALPHEN
GEBOREN TE LEIDEN

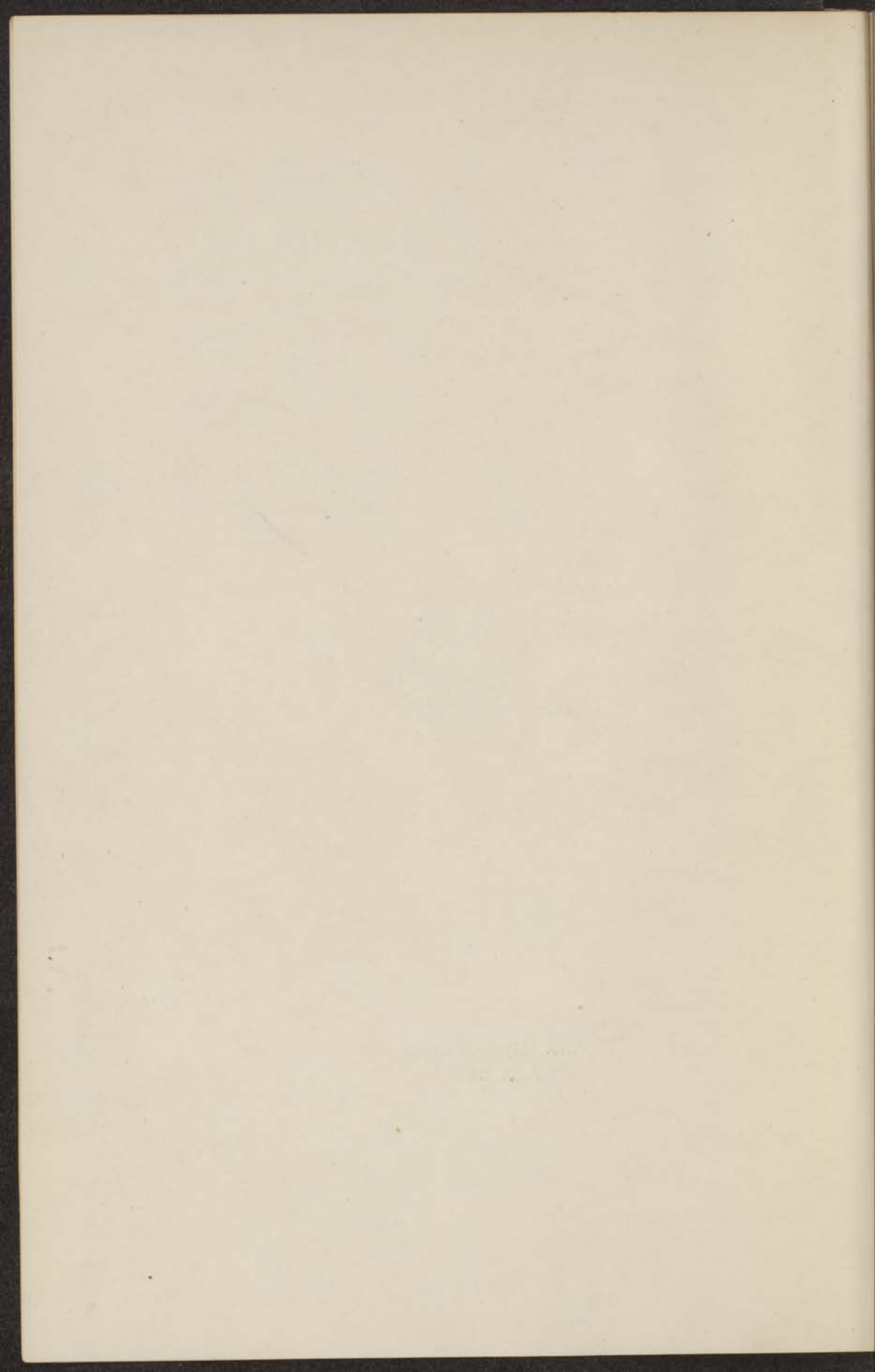


H. J. PARIS
AMSTERDAM MCMXXXIII





AAN MIJN OUDERS
AAN BETS



OP VERZOEK VAN MIJN PRO-
MOTOR PROF. DR W. J. DE HAAS,
BLIJFT DE GEBRUIKELIJKE
VOORREDE ACHTERWEGE.

INHOUD

Inleiding	1
---------------------	---

HOOFDSTUK I

MEETMETHODEN EN BESCHRIJVING VAN HET TOESTEL . . .	5
--	---

HOOFDSTUK II

RESULTATEN DER SUSCEPTIBILITEITSMETINGEN	19
--	----

HOOFDSTUK III

ONDERZOEK VAN ÉÉNKRISTALLEN, VELDAFHANKELIJK DIA-MAGNETISME	33
--	----

HOOFDSTUK IV

WEERSTANDSVERANDERING VAN METALEN IN EEN MAG- NETISCH VELD	64
---	----

INLEIDING EN DOEL VAN HET ONDER- ZOEK

§ 1 – Men kan in de oudere litteratuur reeds vrij vele onderzoekingen vinden over de eigenschappen van dia- en para-magnetische lichamen. De lezer vinde hier onder een overzicht over deze oudere onderzoekingen, een overzicht dat op volledigheid geen aanspraak wil maken.

Het eerste zeer nauwkeurige en baanbrekende onderzoek over de magnetische eigenschappen, afgezien van de uitgebreide onderzoekingen van FARADAY, dat uit den aard niet in de eerste plaats nauwkeurigheid nastreefde, werd verricht door P. CURIE.

Uit de verhandelingen van P. CURIE is ten deele door hemzelf, ten deele door anderen tot de gevolgtrekking besloten dat:

- 1° Het diamagnetisme temperatuur, modificatie en veld onafhankelijk is.
- 2° Paramagnetisme onafhankelijk van de veldsterkte, maar omgekeerd evenredig met de temperatuur is.
- 3° Ferromagnetisme bij hooge temperatuur overgaat in para-magnetisme.

Het is een merkwaardig spel van het toeval dat CURIE bij zijn onderzoek van Bi . Sb . S . Se . Te . Br . J . slechts (uitgezonderd voor Bi en Sb) de temperatuur onafhankelijkheid van de diamagnetische susceptibiliteit kon constateeren. Want later onderzoek, heeft aangetoond, dat het temperatuur afhankelijk diamagnetisme volstrekt geen zeldzaam voorkomend verschijnsel is.

Hier dient vooral het zeer uitgebreide en ook nauwkeurige werk vermeld te worden dat onder leiding van H. DU BOIS door HONDA en OWEN verricht is.

Het doel van dit proefschrift is tweeledig:

- 1° Wordt het onderzoek van HONDA en OWEN naar lage temperaturen voortgezet, waarbij tevens behalve op de temperatuur

afhankelijkheid, gelet werd op een eventueele veld afhankelijkheid der diamagnetische susceptibiliteit.

2° Wordt in het laatste hoofdstuk samengevat de bepalingen over de weerstandsveranderingen van dia-magnetische stoffen in een magneet veld. De bedoeling daarbij is, na te gaan of de temperatuur gevoeligheid van de susceptibiliteit, gecorreleerd is met de weerstandsveranderingen derzelfde lichamen in het magnetische veld.

§ 2 - *Overzicht van de oudere onderzoekingen.* Het is de Groningsche Hoogleeraar A. BRUGMANS, die in 1778 bij zijn onderzoekingen over het magnetisme, het eerst het afwijkende gedrag van bismuth opgemerkt heeft. Hij schrijft hierover het volgende: „Het donkere bijna violet gekleurde bismuth toont een bijzonder verschijnsel, want toen ik een stukje ervan op een op water drijvend papier plaatste, werd het door beide polen van een magneet teruggestooten. Een dergelijk verschijnsel herinner ik mij bij duizend magnetische proeven slechts één keer, en wel bij een stukje molensteen te hebben waargenomen. Door de werking van het vuur wordt deze wonderbaarlijke afstooting in een zeer zwakke aantrekking veranderd”¹. Bij andere stoffen heeft BRUGMANS dit verschijnsel niet waargenomen omdat zijn materialen zeer onzuiver en dikwijls mechanisch bewerkt en zodoende met ijzer besmet zijn geweest (edelstenen, verschillende houtsoorten).

Ook A. C. BECQUEREL merkt het afwijkende gedrag², doch eerst FARADAY is het gelukt de algemeenheid van het verschijnsel aan te toonen. Bij zijn onderzoekingen over de magnetische draaiing van het polarisatie vlak, merkt hij in 1845 dat een glas staafje zich loodrecht op de krachtlijnen plaatst³. Spoedig toont hij aan, dat dit veroorzaakt wordt door de afstooting van de uiteinden en ontwikkelt hierdoor de meetmethode welke thans nog zijn naam draagt⁴.

Van hem is ook de naam *d i a - m a g n e t i s m e* afkomstig in

¹ A. BRUGMANS. Magnetismus. Leiden 1778.

² A. C. BECQUEREL. Pogg. Ann. 19 pag. 507, 1827.

³ M. FARADAY Exper. Researches 20, 1845.

⁴ Zie pag. 6.

tegenstelling met de stoffen die door een magneet aangetrokken en daarom magnetisch genoemd worden. Later komt pas de splitsing van deze groep in para en ferro-magnetische stoffen.

Hierna volgen de studie's zich regelmatig op, vooral PLUCKER¹ en TYNDALL² houden zich met het onderwerp bezig en onderzoeken in het bijzonder het gedrag van kristallen. De laatste vestigt er sterk de aandacht op, hoe voorzichtig men moet zijn met de interpretatie van de resultaten, door de geweldige invloed van ferro-magnetische verontreinigingen. Tevens laat hij zien dat de oriëntering van een kristal in een magneetveld voornamelijk bepaald wordt door de waarde van de drie hoofdsusceptibiliteiten en niet door de geometrische vorm van het onderzochte stukje.

De grondslag voor de theoretische behandeling van het magnetisme, wordt echter eerst gegeven door het klassieke werk van CURIE: *Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*³. Hij onderzoekt hierin de temperatuur afhankelijkheid van para, dia en ferro-magnetische stoffen. Het resultaat is, de in de vorige § reeds genoemde 3 wetten van CURIE.

Een overzicht van de magnetische eigenschappen van de elementen wordt gegeven door HONDA en OWEN⁴, in het totaal werden 58 elementen onderzocht welke in de zuiverst mogelijke toestand verkregen waren. Tot op heden vormen deze metingen de voornaamste bron voor het verkrijgen van betrouwbare numerieke gegevens.

Behalve de metingen van PASCAL⁵ aan organische stoffen, de standaard bepalingen van de susc. van water⁶ en van de edelgassen⁷, beperkt zich het onderzoek hierna voornamelijk tot het

¹ J. PLUCKER, Pogg. Ann. Bd 74, pag. 321, 1848.

² J. TYNDALL, Diamagnetism and Magn. Crystalline Action, Londen 1888.

³ P. CURIE, Ann. Chem. et Phys. Bd. 7, pag. 289, 1895.

⁴ K. HONDA, Ann. der Phys. 32, pag. 1027, 1910.

M. OWEN, Ann. der Phys. 37, pag. 657, 1912.

⁵ P. PASCAL, Ann. de Phys. et Chem. VIII, Bd. 29, pag. 218, 1913.

⁶ SEVE J. d. Phys. Bd. 3, pag. 8, 1913.

DE HAAS en DRAPIER, Ann. der Phys. 42, pag. 673, 1913.

A. PICCARD en A. DEVEAUD, Arch. Phys. et Nat. Geneve (5) Vol. 2, pag. 455, 1920.

A. P. WILLS en G. F. BOEKER, Phys. Rev. 42, pag. 687, 1932.

⁷ H. HECTOR en A. P. WILLS, Phys. Rev. 23 pag. 209, 1924.

ferro en para magnetisme en de magneet optica. In den laatsten tijd, treedt door de golfmechanische behandeling van de electronen in een metaal¹ ook het dia-magnetisme weer iets meer op den voorgrond.

-
- ¹ H. A. LORENTZ, Wolfskehl Vorträge 1913.
N. BOHR, Dissertatie Kopenhagen 1913.
H. J. VAN LEEUWEN, Diss. Leiden 1919, pag. 66.
L. LANDAU, Z. f. Phys. Bd. 64, pag. 629, 1930.
F. BITTER, Nat. Ac. of Sc. Vol. 16, pag. 95, 1930.
C. G. DARWIN, Proc. Cambr. Phil. Soc. Bd. 27, pag. 86, 1931.
E. TELLER, Z. f. Phys. Bd. 67, pag. 311, 1931.
R. L. KRANS, Diss. Leiden 1931, pag. 65.
W. PAULI, Z. f. Phys. Bd. 41, pag. 81, 1927.
J. FRENKEL, Z. f. Phys. Bd. 49, pag. 31, 1928.
F. BLOCH, Z. f. Phys. Bd. 53, pag. 216, 1929.
R. PEIERLS, Z. f. Phys. Bd. 80, pag. 763, 1933;
Bd. 81, pag. 186, 1933.

HOOFDSTUK I

MEET METHODE EN BESCHRIJVING VAN HET TOESTEL

§ 1 - *Definitie's.* Men karakteriseert de magnetische eigenschappen der stoffen door de waarde van de susceptibiliteit¹ op te geven; dit is de evenredigheids factor welke er bestaat tusschen de sterkte van het magneetveld, en het door dit veld in de stof te voorschijn gebrachte magnetische moment. Heeft deze grootheid betrekking op 1 cm³ dan wordt ze volume suscept. (*K*) genoemd, heeft zij betrekking op 1 gram van de stof dan spreekt men van specifieke suscept. (*Z*) welke dan gelijk

is aan
$$\frac{K}{\text{soortelijk gewicht.}}$$

Indien het magnetische moment niet meer evenredig is met het magneetveld, noemt men de magnetische eigenschappen der stof veldafhankelijk, de waarde van *K* is dan voor verschillende veldsterkten verschillend.

Uit een beschouwing over de energie volgt dat de kracht op een volume stof *v* gelijk is aan: $pg = \sigma v \frac{\partial H}{\partial x}$ waarin σ de magnetisatie van 1 cm³ voorstelt, en $\frac{\partial H}{\partial x}$ de gradient van het veld in de richting waarin we de kracht bepalen. Men kan dit dus ook schrijven

$$pg = \sigma v \frac{\partial H}{\partial x} = K v H \frac{\partial H}{\partial x} = m Z H \frac{\partial H}{\partial x} \quad (m = \text{massa van de stof.})$$

Men ziet reeds dat voor een homogeen magneetveld, dus wanneer overal $\frac{\partial H}{\partial x} = 0$ is, de kracht dus ook steeds nul is.²

¹ Wij zullen verder het woord susceptibiliteit steeds door de afkorting susc. en temperatuur door temp. aanduiden.

² In vele leerboeken (o.a. MÜLLER POILLET, Bd. 4, 1e deel, pag. 342, 1933) vindt men aangegeven, dat een para-magnetisch staafje zich in de richting van het veld stelt, terwijl een dia-magnetische staaf \perp op het veld gaat staan. Men bedenke evenwel dat een dergelijke formulering zonder meer niet juist is. Weliswaar gedragen de staafjes zich tusschen de polen geplaatst inderdaad op de aangegeven wijze, dit is evenwel het gevolg van de inho-

§ 2 - *Meetmethoden.* De methoden om de susc. te bepalen berusten op het meten van de kracht, welke het veld op het preparaat uitoefent. Hebben we een kleine hoeveelheid stof waarvan het volume v is, dan is dus de kracht $pg = m\chi H \frac{\partial H}{\partial x} = v K H \frac{\partial H}{\partial x}$.

Men ziet, hiervoor is noodig dat men de grootheid $H \frac{\partial H}{\partial x}$ kent; de kracht zal het grootst zijn, wanneer men in dat gebied werkt waar $H \frac{\partial H}{\partial x}$ de maximale waarde heeft. Deze methode welke de naam FARADAY-methode draagt, heeft de volgende voor en nadeelen:

1° Men heeft betrekkelijk weinig stof noodig, hetgeen vooral bij de zeldzame aarden een belangrijk voordeel is.

2° Indien de susc. veldafhankelijk wordt, kan men deze afhankelijkheid volgens deze manier zeer goed bepalen omdat de veldsterkte waarbij men werkt een vrij scherp gedefinieerde waarde heeft.

Hiertegenover staan echter de volgende nadeelen:

1° De afmetingen van het te onderzoeken preparaat moeten klein zijn tenopzichte van het gebied waar $H \frac{\partial H}{\partial x}$ een constante waarde heeft, anders wordt bij een kleine verplaatsing van de stof de kracht gevarieerd.

2° Een zorgvuldige instelling van de plaats van de stof is noodzakelijk, daar men anders de waarde van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ niet nauwkeurig kent.

3° Het is noodzakelijk een zorgvuldige topografie van het magneetveld bij verschillende stroomsterkten te bepalen, dit brengt door de eindige afmetingen van het calibratie spoeltje altijd onnauwkeurigheden met zich mede. Vandaar dat deze methode meestal als *relatieve methode* gebruikt wordt; de ver-

mogeniteit van het veld, welke meestal van het midden naar de rand verloopt.

Is het veld zuiver homogeen, dan kan alleen door de ontmagnetiseerende werking van de uiteinden van het staafje een instelling optreden, de eindstand is dan echter voor para en dia-magnetische stoffen gelijk, nl. // aan de krachtlijnen (zie GRAETZ, Hdb. El. und Magn. Bd. IV pag. 767).

gelijkings stof is dikwijls water of een sterke para-magnetische oplossing van bekende susc.

4° Door de beperkte hoeveelheid stof zijn de krachten meestal gering, dit kan eenigszins gecompenseerd worden door voor de krachtmeting een torsie methode toe te passen.

5° Daar de polen van een magneet zich ongelijkmatig verzadigen heeft men ook soms de last, dat het gebied waar $H \frac{\partial H}{\partial x}$ maximaal is, bij toenemende stroomsterkte door de magneet zich verplaatst, zoodat dan de instelling van het preparaat niet meer het gunstigste is.

Men kan als het ware zeggen dat de FARADAY-methode de differentiale methode is, in tegenstelling met de GOUY of staafjesmethode welke meer integraal is. Hierbij heeft men een lang staafje (lengte l massa m doorsnede 0) dat met het ondereinde in het homogeeene centrale veld H hangt, het boven einde is dan op een plaats waar de veldsterkte nog slechts H' bedraagt. De waarde van de kracht verkrijgt men nu door integratie van de vorige formule en wordt:

$$Pg = z \frac{m}{2l} (H^2 - H'^2) = \frac{1}{2} K_0 (H^2 - H'^2)$$

Voor absolute bepalingen is deze methode zeer geschikt, daar men alleen H en H' behoeft te bepalen, bovendien is H' klein en H in het homogeeene deel van het veld zoodat een kleine verplaatsing geen invloed op de grootte van de kracht uitoefent. De instelling van het preparaat behoeft dus niet zoo nauwkeurig te geschieden. Wel moet de staaf overal gelijke doorsnede hebben en goed homogeen zijn, bovendien moeten de kristallieten niet te groot zijn. Immers de grootste bijdrage tot de kracht komt slechts van een klein gebied (het maximum van $H \frac{\partial H}{\partial x}$) het gevaar bestaat derhalve dat men niet de gemiddelde susc. over alle kristalrichtingen meet. Ook bestaat het gevaar dat door het verschuiven van dit gebied bij de hoogere stroomsterkten (door het ongelijkmatig verzadigen van de polen) men bij verschillende veldsterkten een andere waarde voor de susc. vindt.

Omdat de krachten bij deze methode zoo groot mogelijk zijn, en de instelling zoo gemakkelijk, zal het onderzoek van dia-magne-

tische stoffen meest op deze manier gebeuren. Indien de susc. veldafhankelijk wordt is het echter noodzakelijk om tot de FARADAY-methode terug te keeren; volgens de staafjes-methode kan men het verband tusschen magnetisatie en veldsterkte niet nauwkeurig bepalen.

Tenslotte iets over de correctie voor ijzer verontreinigingen. Deze zijn in 't algemeen bij 7 K GAUSS verzadigd, de kracht er op neemt vanaf de verzadiging nu met $\frac{\partial H}{\partial x}$ toe. De totale kracht op

het staafje is dus van de vorm $m\chi H \frac{\partial H}{\partial x} - A \frac{\partial H}{\partial x}$ waarin A bepaald wordt door de hoeveelheid ijzer. De susc. is dus bij verschillende veldsterkten verschillend, en voldoet aan $\chi = \chi_{\infty} - \frac{A}{H}$.

Uit de waarden bij toenemende veldsterkten kan men dan voor het ijzer een correctie aanbrengeu, indien men tenminste de FARADAY-methode gebruikt heeft. Bij de staafjes-methode is de veldsterkte onbepaald en varieert van H tot H'. Het is ons echter gebleken dat indien men in dit geval voor H het veld op de plaats van het maximum van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ neemt, het verloop van de susc. zich toch nog door $\chi = \chi_{\infty} - \frac{A}{H}$ laat voorstellen¹.

In het algemeen zal men er echter naar streven, zoo zuiver mogelijk stoffen te onderzoeken, geheel te verwezenlijken is dit niet altijd.

§ 3 - *Speciale moeilijkheden bij dia-magnetische metingen bij lage temperaturen.* Het meten van de susc. bij lage temp. levert een aantal moeilijkheden op, welke niet geheel te vermijden zijn. Naast de algemeen cryogeen technische voorzorgen, zooals een regel inrichting om de druk van het vloeibare gas constant te houden,

¹ Zie bovendien hiervoor.

E. VOGT, Ann. der Phys. (5) 14, pag. 6, 1932

Hierin wordt aangetoond dat wanneer de magnetisatie figuur weinig van een rechthoek verschilt, deze formule bruikbaar is. Anders komt er nog

een term $\frac{C}{H^2}$ bij.

het aanbrengen van een kwik veiligheid, het geschikt plaatsen van de vul inrichting, moet men bij de constructie van een dia-magn. toestel nog de volgende factoren beschouwen:

De door het veld op de stof uitgeoefende krachten worden zeer klein, (± 50 mg). Het te onderzoeken preparaat kan dus niet direct in de afkoelende vloeistof hangen, zooals bij het toestel van KAMERLINGH ONNES- PERRIER-OOSTERHUIS¹ voor paramagnetische metingen. Verandering in opwaartsche druk, dampbellen en capillaire krachten zouden veel te veel storen. De stof moet dus in een gas atmosfeer hangen, welke afgekoeld wordt. Deze afkoeling kan men bereiken met behulp van een blaascryostaat², doch hiermede verkrijgt men niet de allerlaagste temp.

Beter scheen het ons in de koelvloeistof een aan het bovineinde thermisch geïsoleerde koperen buis te plaatsen, welke met een niet condensierend gas gevuld wordt; in dit gekoelde gas hangt de stof.

Het is nu echter noodzakelijk dat het preparaat met het toestel om de kracht te bepalen in een gas dichte ruimte wordt gemoniteerd. Tevens wordt een onderzoek naar de temperatuur in de gasruimte gewenscht.

Binnen de poolsafstand, welke men met het oog op de veldsterkte klein wil houden, komen dan 6 wanddikten (4 van het vaccuüm-glas, 2 van de buis) met tusschenruimten; alles moet dus zoo nauw mogelijk geconstrueerd worden. Het preparaat mag niet te klein zijn en moet vrij binnen de buis kunnen bewegen; bovendien moet het geheel goed centraal in het veld staan daar anders door de zijdelingsche krachten, de stof uit het veld gestooten wordt. Het gunstigste resultaat dat wij hebben kunnen bereiken is een poolsafstand van 10,5 mm bij een preparaat diameter van 5 mm.

De te meten stoffen moeten aan een thermisch isoleerende drager hangen. Bij de onderzoekingen bleek ons, dat glas bij lage temp. para-magnetisch en sterk temp. afhankelijk wordt³. Daarom werd later steeds een kwartsdrager gebruikt, deze blijft dia-magnetisch en heeft bovendien het voordeel dat de stof niet veel verplaatst door de inkrimping van de drager bij de afkoeling.

¹ Comm. Leiden 139. H. KAMERLINGH ONNES en A. PERRIER, 1913.

² Comm. Leiden 201c. E. C. WIERSMA en H. R. WOLTJER, 1929. Proc. Amsterdam 32, pag. 1329, 1929.

³ Zie ook W. GERLACH en N. LITTLE, Z. f. Phys. Bd. 52, pag. 464, 1928.

Tenslotte heeft men de moeilijkheid om de stof aan de kwartsbuis te bevestigen. Een kit welke tot lage temp. dia-magnetisch blijft en dan ook nog bruikbaar is, bleek het KHOTINSKY-cement te zijn.

Indien een metalen voorwerp beweegt in een magneetveld, worden hierin inductiestroomen opgewekt, welke zoodanig gericht zijn, dat ze de beweging trachten te dempen. De sterkte van deze stroomen is bij constante snelheid evenredig met het geleidingsvermogen van de stof. Bij gewone temp. en goede geleiders b.v. koper is deze demping reeds zeer merkbaar; bij de temp. van vloeibare waterstof, waar het geleidingsvermogen een factor $100 \times$ sterker geworden is, wordt de instelling hierdoor aperiodisch. Deze storing zou te vermijden zijn door de stof in zeer fijn verdeelde toestand te onderzoeken, doch naar aanleiding van het feit, dat iedere mechanische bewerking groote kans op het inbrengen van ijzer verontreinigingen geeft, hebben wij de stof niet fijn gemaakt, vooral waar het toch altijd nog wel mogelijk bleek de susc. te bepalen. Dit geschiedde door het nulpunt van twee kanten te benaderen, het gemiddelde geeft dan een vrij goede waarde. Wel is waar is de nauwkeurigheid van de meting minder, dan bij geringe demping.

§ 4 - *Invloed van chemische en physische onzuiverheid.* De grootste storing bij dia-magnetische metingen is zooals reeds werd opgemerkt, de geweldige invloed van ferro magnetische verontreinigingen. Het stof in een laboratorium is als het ware verzadigd met ijzer deeltjes afkomstig van de werkplaatsen en de slijtage der ijzeren voorwerpen. Vooral schijnt dit met de kleeding overgebracht te worden. Wanneer men een in bedrijf zijnde electromagneet nadert, merkt men steeds dat zich stofdeeltjes naar de polen toe bewegen en zich hierop afzetten. Voorzichtigheid is dus steeds geboden, en in het algemeen zal men iedere aanraking van de preparaten met ijzer trachten te vermijden. Is dit echter noodzakelijk geweest (bv. het afdraaien op de goede dikte) dan kan men door het oppervlak af te etsen met een zuur toch dikwijls de verontreinigingen verwijderen.

Tenslotte hangt het van het smeltdiagram af of ferro magnetische verontreinigingen nog als zoodanig werkzaam zijn. Nikkel is in

koper oplosbaar, men kan 55 % nikkel toevoegen voordat de susc. veld afhankelijk wordt, met 0,8 % nikkel is het koper nog dia-magn.¹ IJzer daarentegen is in koper onoplosbaar, 0,01 % Fe geeft het koper dan ook al sterk ferro-magnetische eigenschappen. De groote storing komt van het onopgeloste ijzer.

Het afkoelen op lage temp. geeft geen extra moeilijkheden, de verzadiging neemt slechts weinig toe², zoodat de invloed vrijwel gelijk is aan die bij gewone temp.

Geheel anders is dit met vele para-magnetische onzuiverheden. Hebben deze reeds bij gewone temp. hun invloed op de numerieke waarde van de susc., bij waterstof temp. waar hun $\% \pm 20 \times$ zoo groot kan worden, is dit dan veel aanzienlijker.

In het algemeen is de susc. van para-magnetische stoffen tusschen 14,2° en 20,4° K afhankelijk van de temp.³ al treden ook andere gevallen op. Heeft de dia-magnetische stof in dit temp. gebied een temp. onafhankelijke susc. (en dit schijnt het algemeene gedrag te zijn) dan is men vrij zeker dat geen para-magnetische verontreinigingen aanwezig zijn. Veranderen ze in dit temp. interval dan zal men voorzichtig met de beschouwing van de resultaten moeten zijn. Een gelukkige omstandigheid is het feit, dat de oxyden van de dia- en zwak para-magnetische metalen, eveneens dia-magnetische zijn (uitgezonderd koper).

Wat tenslotte de dia-magnetische onzuiverheden betreft, in hoever kleine hoeveelheden hiervan storen kunnen, is niet bekend. Meestal zal de storing klein ten opzichte van die van de ijzer verontreinigingen zijn. Uit enkele onderzoekingen over het magnetisch gedrag van legeringen⁴ (zoo is o.a. reeds 0,2 % tin voldoende om de susc. van antimoon 10 % te verminderen) blijkt dat men ook hier voor-

¹ E. H. WILLIAMS, Phys. Rev. Vol. 38, pag. 828, 1931.

² Comm. Leiden 114. P. WEISS en H. KAMERLINGH ONNES, 1910.

³ Diss. Leiden, E. C. WIERSMA, idem C. J. GORTER, 1932.

⁴ H. ENDO, Sc. Rep. Tohoku. Un. Vol. 14 pag. 479, 1925. Vol. 16, pag. 201, 1927.

SPENCER en JOHN, Proc. Roy. Soc. A 116, pag. 61, 1927.

MEARA, Phys. Rev. Bd. 37, pag. 467, 1931.

DAVIES en KEEPING, Phil. Mag. Bd. 7, pag. 145, 1929, 7e serie.

B. SVENSSON, Ann. d. Ph. Bd. 14, 699, 1932.

E. VOGT, Ann. d. Ph. Bd. 14, pag. 1, 1932.

zichtig moet zijn. Het systeem koper zink geeft aan de andere kant een legering welke $10\times$ sterker dia-magnetisch is dan een der componenten ¹.

§ 5 - *Onder de physische zuiverheid* verstaan we de meer of minder goede kwaliteit van een éénkristal, het afwezig zijn van spanningen (eigenlijk deformatie van het rooster), de grootte der deeltjes bij een poly-kristallene staaf, de homogeniteit enz. Van enkele dezer physische storingen is de invloed experimenteel met waarschijnlijkheid aangetoond. Door verschillende waarnemers is de invloed van spanningen op de dia-magnetische susc. van metalen onderzocht ², slechts een enkele neemt geen verandering waar ³. HONDA vindt dat door koud-bewerking koper zelfs para-magnetisch wordt; indien men het preparaat daarna op 350° tempert zoodat de spanningen verdwijnen, krijgt men de oude waarde voor de susc. weer terug. Bij zilver, bismuth en platina neemt men dit verschijnsel ook waar, hoewel in mindere mate.

KUSSMAN en SEEMANN zoeken de verklaring hierin dat ijzer opgelost was in het preparaat ⁴. Door de koudbewerking zou dit zich tot grootere gebieden vereenigen. Dit lijkt weinig waarschijnlijk, ijzer lost in platina volkomen op, zoodat hier deze verklaring zeker onjuist is ⁵.

GERLACH ⁶ neemt aan, dat door de druk zich in het tralie amorf koper vormt, dit is para-magnetisch en vermindert de dia-magnetische susc. Door verhitting rekristalliseert het. Tenslotte bestaat de mogelijkheid dat de verandering in het aantal geleidings-electronen een rol speelt. Dat de tralievorm een invloed heeft blijkt wel het duidelijkst uit het verschil tusschen wit en grauw tin ⁷.

¹ Zie pag. 25.

² SEEMANN en E. VOGT, Ann. der Phys. (5) Bd. 2, pag. 976, 1929.
BITTER, Phys. Rev. Bd. 36, pag. 498, 1930.

K. HONDA en Y. SHIMIZU, Sc. Rep. Tohoku Unn. Vol. 22 pag. 460, 1931.
Nature Bd. 126, pag. 990, 1930.

F. E. LOWANCE en W. M. CONSTANT, Phys. Rev. Vol. 38, pag. 1547, 1931.

³ BANTA, Phys. Rev. Vol. 37, pag. 634, 1931.

⁴ KUSSMAN en SEEMANN, Naturw. Bd. 19, pag. 309, 1931.
Z. f. Phys. Bd. 77, pag. 567.

⁵ Zie ook E. VOGT, Ann. d. Phys. (5) 14, pag. 35, 1932.

⁶ W. GERLACH, Nature Bd. 127, pag. 556, 1931.

⁷ Zie pag. 19.

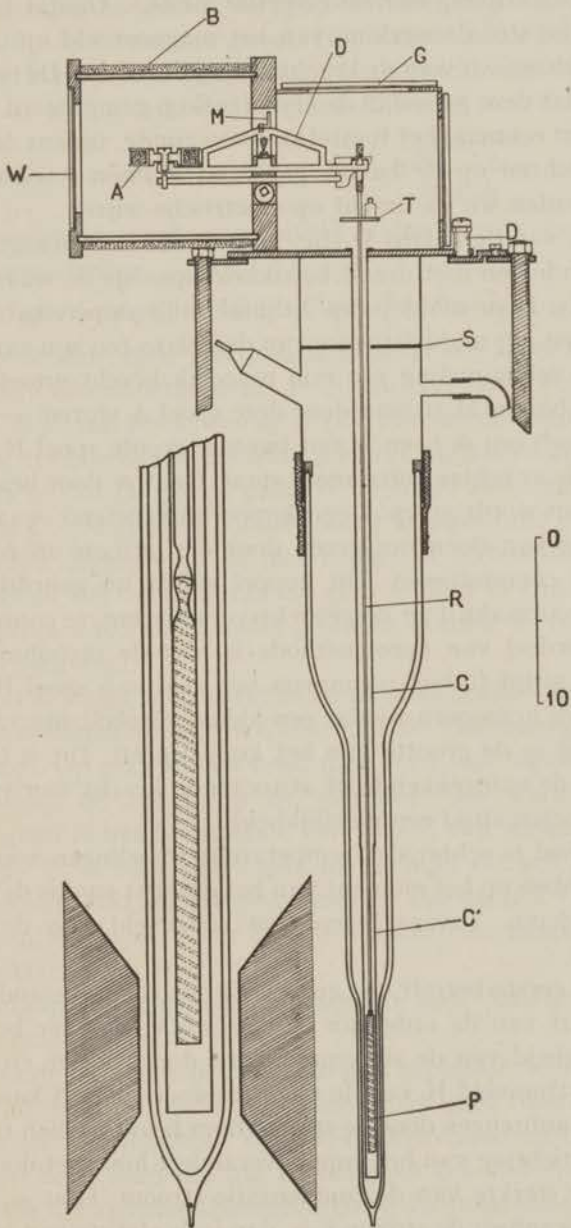


Fig. 1.

§ 6 – *Beschrijving van het gebruikte toestel.* Omdat bij een diamagnetische stof de werking van het magneetveld op de stof zoo gering is, kozen wij voor de krachtmeting de balans. De moeilijkheid is echter dat deze geheel in de cryostaatkop gemonteerd moet worden, zoodat eenmaal het toestel gesloten zijnde, tijdens de metingen geen gewichten op de balans geplaatst kunnen worden; daarom compenseerden wij de kracht op electrische wijze.

Het juk van de balans D (fig. 1) lang 125 mm draagt aan haar ééne uiteinde een met draad bewikkeld spoeltje A, waarvan de as verticaal is. Door middel van 2 dunne milli-ampèremeter veertjes (welke naast het middelste mes van de balans zoo zijn aangebracht, dat ze bij schommeling zoo min mogelijk kracht uitoefenen) kan men van buiten af stroom door deze spoel A sturen.

Symetrisch om A heen is een tweede, groote spoel B geplaatst, waarvan de as echter horizontaal staat. Gaat er door beide spoelen stroom, dan wordt er op A een koppel uitgeoefend, waarvan men de richting kan doen omkeeren door den stroom in één van de spoelen te commuteeren. Dit koppel wordt nu gebruikt om het koppel veroorzaakt door de gewichtsverandering, te compenseeren.

Het voordeel van deze methode is, dat de instelling van het evenwicht altijd stabiel is, immers het veld van spoel B is in het midden vrij homogeen zoodat een kleine verplaatsing van A geen verandering in de grootte van het koppel geeft. Dit is bij het gebruik van de aantrekkende of afstootende kracht van twee evenwijdige spoelen altijd een moeilijkheid.

Een nadeel is echter dat temperatuur-wisselingen voornamelijk invloed hebben op het moment van het gewicht en dus de calibratie iets veranderen. Tevens oefent het strooiveld van de magneet invloed uit.

Wat het eerste betreft, dit geeft voor een temp. verandering van 10° een fout van de orde van 0,2 pro mille, dus ver beneden de nauwkeurigheid van de stroommetingen door spoelen en magneet. Voor het strooiveld H van de magneet door spoel B kan men een correctie aanbrengen door de stroom door beide spoelen te commuteeren. De richting van het koppel verandert hier niet door, wel de benodigde sterkte van de compensatie stroom. Laat a_1 het veld van B zijn wanneer de stroom i_1 is, dan is de sterkte van het koppel $\beta (a_1 + H)i_1$. Na commuteeren is de stroom i_2 het strooiveld H heeft

dezelfde richting behouden, de spoelen velden zijn echter tegengesteld aan die in het eerste geval. Het koppel is nu $\beta (ai_2 - H) i_2$. Deze twee koppels zijn gelijk, want het gewicht aan den anderen kant van de balans is niet veranderd, dus is:

$$\beta (ai_1 + H) i_1 = \beta (ai_2 - H) i_2 \quad H = a \frac{i_2^2 - i_1^2}{i_2 + i_1} = a (i_2 - i_1)$$

Bij afwezigheid van het strooiveld H zou dus de compensatiestroom geweest zijn:

$$a\beta i^2 = \beta (ai_1 + H) i_1 = a\beta i_1 i_2 \quad i^2 = i_1 \times i_2$$

Aan de andere zijde van de balans hangt een lange kwartsstaaf R welke aan den onderkant het te meten preparaat P draagt. Het tafeltje T dient om gewichten op te plaatsen om de balans ongeveer in evenwicht te brengen. Met behulp van een kijker en het spiegelkje M leest men door de glazen plaat W de stand zeer nauwkeurig op een schaal af. De geheele balans ruimte is afgesloten en kan door een zijbuisje leeggepompt en met helium of waterstof gas gevuld worden. Door het afhalen van de glazen plaat G kan de staaf R met het preparaat in het toestel gebracht worden, de ruimte wordt met P_2O_5 gedroogd.

De staaf R hangt niet direct in de koudmakende vloeistof, maar is geplaatst binnen een buis C die door de vloeibare gassen afgekoeld wordt. Op deze manier heeft men geen last van de opwaartsche druk en de susc. van de vloeistof. Om warmte toevoer tegen te gaan is het boven-einde van buis C van nieuwzilver. Het onder-einde C_1 is van rood koper; met behulp van een platina ring is hieraan een kort glasbuisje gesmolten om de stof P te kunnen waarnemen en op de goede hoogte tusschen de magneetpolen te kunnen plaatsen.

Met behulp van een kathetometer kan men deze hoogte nauwkeurig bepalen.

Buiten om de buis is het vacuum-glas geplaatst, hierin zijn twee vernauwingen aangebracht, de onderste past juist tusschen de poolschoenen van de magneet, de tweede kan tusschen de magneetspoelen en heeft binnenin net ruimte voor een weerstand-thermometer. Over het algemeen behoeft men bij dia-magnetische metingen de temp. niet zeer nauwkeurig te kennen en kan men volstaan met den dampdruk van het vloeibare gas te bepalen.

De cryostaat bevat verder de gewone hulpmiddelen zooals vultuit, afzuigbuis enz. doch bovendien een roodkoperen scherm S om de balansruimte te beschermen tegen afkoeling door straling of door het koude gas.

Met behulp van 3 stelschroeven kan het geheele meettoestel zoo gesteld worden dat de staaf R vrij in de buis C op en neer kan bewegen; men merkt dit aan het vrij slingeren van de balans.

§ 7 - *Calibratie van het toestel.* Door op het tafeltje T gewichtjes te plaatsen, en de stroom te bepalen welke noodig is om de balans weer in zijn oorspronkelijken nulstand te brengen, kan men het verband tusschen i en het gewicht P bepalen. Dit verband is quadratisch; hieronder staat een calibratie tabel vermeld, de afwijkingen zijn voor een deel aan schalfouten van de milli-ampèremeter toe te schrijven. Bij de berekeningen werden later steeds de bij iedere waarde der gemeten stroomsterkte behorende constante gebruikt.

TABEL I

Gewicht p	i_1	i_2	$C = \frac{i_1 i_2}{p}$
50 mg	109.6	111.2	0.00 4103
100	155.2	156.6	4114
150	190.2	191.8	4111
200	219.8	221.6	4106
250	245.6	247.4	4114
300	269.2	270.6	4118

De calibratie van de gewichten tegen den stroom werden van tijd tot tijd herhaald, de waarden verschilden onderling niet meer dan 2 promille.

§ 8 - *Temperatuur binnen de roodkoperen buis.* Met behulp van twee weerstands-thermometers werd de temp. binnen en buiten de koperen buis bepaald op de in Leiden gebruikelijke manier. Het bleek dat de temp. in het koperen stuk vrijwel constant was zoo lang de vloeistof in de cryostaat boven de laschplaats met het nieuw-zilver stond.

Thermometer in de buis op den bodem	$T = 89,93^\circ \text{ K}$
„ 10 cm omhoog	$T = 89,93^\circ \text{ K}$
„ 20 „ „	$T = 90,42^\circ \text{ K}$
„ in de badvloeistof	$T = 89,93^\circ \text{ K}$

Zooals men ziet is de temperatuur over de lengte van het preparaat (10 cm) constant.

Deze proeven werden nog herhaald met een thermo-element Koper-Constantaan waarvan de thermo-kracht bij 110° K . 28×10^{-6} Volt per graad bedroeg ¹.

De hiermede bepaalde temp. verschillen waren meestal van de orde van $0,1^\circ$.

§ 9 - *Correctie voor het omgevende gas.* Indien men de stof meet in een medium welke zelf magnetische eigenschappen vertoont, moet men nog een correctie aanbrengen om de gegevens ten opzichte van vacuum te verkrijgen. Het is in het algemeen zoo, dat de gemeten permeabiliteit gelijk is aan het quotient van de ware permeabiliteit en die van het medium ².

$$\text{Dus } \mu' = \frac{\mu}{\mu_0} \text{ of } 1 + 4\pi K' = \frac{1 + 4\pi K}{1 + 4\pi K_0} \quad K' = \frac{K - K_0}{1 + 4\pi K_0}$$

Voor kleine waarde van K_0 wordt dit $K' = K - K_0$

De ware susc. is dus de som van de schijnbare susc. en die van het omringende medium. Dit was bij onze proeven steeds Helium-gas, hiervan is de susc. bij lage temperatuur niet bekend, zal echter wel niet veel met de temp. veranderen.

Het toestel werd steeds met Helium-gas van 1-atmosfeer gevuld, door het afkoelen daalde deze druk tot ± 60 cm kwik druk bij de stikstof temp. en tot ± 55 cm bij die van vloeibare waterstof. De bij de lage temperaturen in de buis C behorende dichtheden werden berekend uit de isothermen van Helium ³.

¹ Zie voor thermokrachten bij lage temperatuur BORELIUS, KEESOM, JOHANSSON en LINDE. Comm. Leiden, 206 a en b, 1930. Proc. Amsterdam 33, pag. 17, 1930.

A. KRUPKOWSKI en W. J. DE HAAS, Comm. Leiden 194a, 1928. Versl. Amsterdam 37, pag. 714, 1928.

² MAXWELL El. and Magn. Bd. 2, pag. 52. GRAETZ, Hdb. d. Elek. u. Magn. Bd. 4, pag. 770.

³ Diss. G. P. NIJHOFF, pag. 42.

Uitgaande van de susc. bij kamertemp. $Z = 0,00008 \times 10^{-6}$ vindt men voor de correctie in het ongunstigste geval $Z_0 = 0,001 \times 10^{-6}$. Deze is beneden de meetnauwkeurigheid, zoodat zij niet aangebracht behoeft te worden.

§ 10 - *Volgorde van een meting.* Men begint met de balans op een bepaald schaaldeel in te stellen, en leest de bijbehorende stroom af, hierna wordt bij een reeks telkens toenemende veldsterkten gemeten, en na afloop de 0 stroom opnieuw bepaald. Door het veranderen van de opwaartsche druk van het gas met de cryostaat-vulling is deze iets anders (max. 1 mg). Aangenomen wordt dat dit continu met den tijd gebeurt en zodoende kan hier een correctie voor aangebracht worden.

HOOFDSTUK II

RESULTATEN DER SUSCEPTIBILITEITS-METINGEN

EEN SAMENVATTENDE TABEL DER RESULTATEN, VINDT MEN
AAN HET EINDE VAN DIT HOOFDSTUK.

§ 1 - *Tin*. Zooals bekend is, komen er van Tin 2 modificatie's voor; het witte en het grauwe tin. Het witte tin is boven 18° C. stabiel, beneden deze temperatuur zet het zich om in de grauwe modificatie. De omzettingssnelheid is echter zeer gering, bereikt bij -40° haar maximale waarde en neemt daarna weer af. Noch bij de onderzoeken over supra-geleiding, noch bij de onderzoeken bij lage temperatuur van de susc. hebben wij ooit eenige moeilijkheid ondervonden van het optreden van de 2e modificatie.

Beide vormen verschillen zeer in fysisch gedrag, daar zij een verschillend kristalstructuur hebben. Grauw tin heeft een kubisch vlak-gecentreerd rooster, (Diamant structuur) terwijl wit tin tetragonaal is¹.

Het laatste wordt bij $3,71^{\circ}$ K. supra-geleidend, het grauwe tinniet².

Ook magnetisch gedragen de twee vormen zich verschillend, de witte is para, de grauwe dia-magnetisch. Wij waren in de gelegenheid beide vormen te onderzoeken.

a - Wit tin. Het tin was afkomstig van de Firma KAHLBAUM; na afetsen van een staaf KAHLBAUM-tin werd dit overgegoten tot een staafje van geschikte afmeting. Door de groote zuiverheid, was vooral bij lage temp. de instelling kruipend, de nauwkeurigheid is dus iets minder. Men ziet dat de susc. van tin vrijwel onafhankelijk van de temp. is, een gedrag dat waarschijnlijk evenals bij de Alkali metalen aan het magnetische gedrag van vrije electronen kan toegeschreven worden. Dit is een van de aardigste voorbeelden van de rooster invloed, daar grauw tin dia-magnetisch is en wit tin bij smelten dia-magnetisch ($\chi = -0.038 \times 10^{-6}$) wordt.

¹ H. MARK en M. POLANYI. Z. f. Phys. 18, pag. 75, 1923.

² Comm. Leiden 187d. W. J. DE HAAS, G. J. GIZOO, J. VOOGD, 1927.
Verslagen Acad. Amsterdam 36, pag. 1227, 1927.

b - Grauw tin. De modificatie van Tin, welke beneden de 18° C. stabiel is, het z.g.n. grauwe tin, bestaat uit een donkere, poedervormige stof, waarvan het niet mogelijk is een lang staafje te persen. Om hiervan de susc. te kunnen bepalen waren wij dus genoodzaakt het poeder in een reservoir te meten.

Hiertoe werd een kwarts-buisje (glas is onbruikbaar, daar het bij lage temp. paramagnetisch wordt) dun wandig afgeslepen, zoodat de correctie van de leege drager zoo klein mogelijk was. Dit is noodig omdat grauw tin zeer zwak diamagnetisch is. Het buisje werd met het poeder gevuld en op de gebruikelijke manier in het toestel bevestigd. Na het beëindigen van de metingen werd de correctie voor het ledige buisje bij de verschillende temperaturen afzonderlijk bepaald.

Het gebruikte materiaal was door Prof. COHEN en Prof. KRUYT in het van 't HOFF-laboratorium vervaardigd. Reeds vroeger had het voor het onderzoek van het electricch geleidingsvermogen gediend. De korrelgrootte bedroeg ongeveer 0,1 tot 0,5 mm, de gebruikte hoeveelheid was 3,525 gram.

De susc. van het preparaat bleek vrij sterk van de veldsterkte af te hangen, waarschijnlijk was het dus met een spoor ijzer verontreinigd, hierdoor wordt het gedrag bij lage temp. onzeker, omdat naast het vrije ijzer ook paramagnetische ijzer verbindingen aanwezig kunnen zijn, waardoor de afname van de susc. met de temp. veroorzaakt kan worden. Men kan nu, op de op pag. 8 aangegeven wijze een correctie aanbrengen voor de ijzer verontreiniging, waarbij in aanmerking genomen moet worden dat wij met staafjes maten.

TABEL 2.
 $\chi \times 10^6$ Susc. Grauw Tin.

H Max.	T=28,9°K.	T=78,2°K.	T=62,0°K.	T=20,4°K.	T=14,2°K.
6 K.Gauss	-0,184	-0,158	-0,159	-0,124	-0,119
10	-0,209	-0,180	-0,181	-0,154	-0,143
14	-0,224	-0,195	-0,196	-0,168	-0,156
18	-0,229	-0,198	-0,196	-0,172	-0,160
A	0,405	0,360	0,333	0,432	0,369
$\chi_{H=\infty}$	-0,251	-0,218	-0,215	-0,197	-0,180

In de tabel vindt men in iedere kolom vier gemeten waarden, daaronder de hier uit berekende A voor de ijzer correctie (Zie formule pag. 8) en ten slotte de gecorrigeerde eindwaarde.

F. BLOCH berekent voor de susceptibiliteit van de geleidings electronen in een metaal de uitdrukking: $\chi_{\tau_0} = \frac{\mu_0^2}{\beta} \times \frac{N}{V}$ waarin μ het moment van een electron en $\frac{N}{V}$ het aantal geleidings electronen per cm^3 voorstelt. In de buurt van $T_0 = \frac{2\beta}{k}$ moet er volgens deze theorie door de bijdrage van de electronen tot de soortelijke

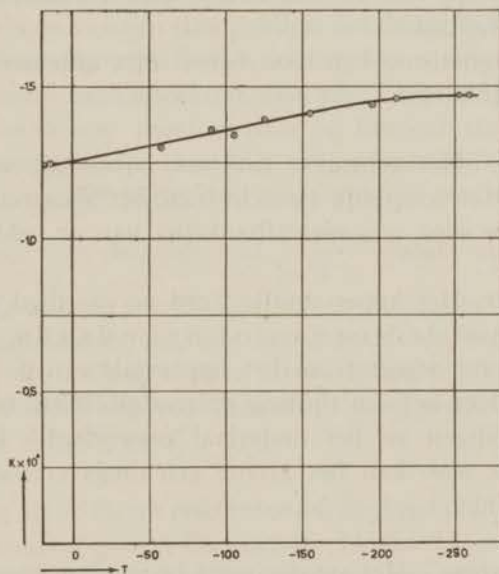


Fig. 2. Lood.

warmte een maximum optreden¹. Dit was nu bij grauw tin werkelijk waargenomen bij 70°K ². Voor de alkali metalen zou deze temp. van de orde van 10^4 zijn, het gevolg is dat β (een energie

¹ F. BLOCH. Z. f. Phys, Bd. 52, pag. 555, 1929. Bd. 53, pag. 216, 1929.

² S. SIMON, Berl. Ber. 1926, pag. 477.

karacteristiek voor het van plaats verwisselen van een electron naar een naburig atoom) voor grauw tin $100 \times$ kleiner is dan in dit geval; de paramagnetische susc. zou dus beneden 70°K . $100 \times$ sterker zijn dan die van de alkali metalen.

Uit onze metingen blijkt evenwel dat het grauwe tin diamagnetisch is tot de laagst gemeten temp. toe, zoodat waarschijnlijk de afwijking in de s.w. op andere oorzaken zal berusten ¹.

§ 2 - *Lood*. Hiervoor werd gebruikt het lood van de firma KAHLBAUM. Nadat dit met salpeter zuur goed afgeëtst was, werd er in een glazen buisje in vacuum een staafje van gegoten. Na afkoeling kon het glas gemakkelijk verwijderd worden, hierna werd het staafje opnieuw afgeëtst, en in het toestel gebracht. De susc. was onafhankelijk van de veldsterkte, ijzer verontreinigingen zijn dus onwaarschijnlijk.

Het dia-magnetisme van lood neemt met afnemende temperatuur nog $\pm 18\%$ toe.

§ 3 - *Zink*. Het gebruikte zink was afkomstig van de firma KAHLBAUM. Het soortelijk gewicht van het gemeten staafje bedroeg 6,89. De susc. was niet afhankelijk van de veldsterkte.

§ 4 - *Koper*. Het koper staafje werd vervaardigd uit een stuk zuiver koper van de Bureau of Standards, hierna flink met salpeterzuur afgeëtst om het oppervlak van de ijzer sporen te zuiveren. Door het een tijdlang op roodgloeihitte te verwarmen werden spanningen uit het materiaal verwijderd ². De instelling van de balans was door het groote geleidingsvermogen, bij lage temp. kruipend.

§ 5 - *Cadmium*. Het staafje werd in vacuum gegoten uit een gesmolten stuk Cadmium afkomstig van de firma KAHLBAUM. Het S.G. bedroeg bij 16°C 8,38.

De susc. van Cadmium verandert sterk met de temperatuur, en wel neemt zij met dalende temp. ongeveer 80% toe. Dit is voor een

¹ Hierop wees ook reeds het feit dat diamant dia-magn. is, terwijl de s.w. bij 1070° afwijkt.

² Zie pag. 00.

dia-magnetische stof zeer veel. Van een onafhankelijkheid van de temp., is hier dus geen sprake. Bovendien is het merkwaardig, dat in het gebied van de temp. van vloeibare waterstof de susc. ook nog verandert, een verschijnsel dat niet aan para-magnetische verontreinigingen kan toegeschreven worden daar hiervoor de variatie het andere teeken zou hebben.

De susc. was onafhankelijk van de veldsterkte, derhalve was het preparaat ijzervrij.

§ 6 - *Bismuth*. Door CURIE werd reeds opgemerkt dat bismuth en antimoon sterk van de wet $\chi = \text{constant}$ afweken, zoodat vooral de eerste stof reeds herhaaldelijk bij lage temp. werd onderzocht¹. De metingen werden door ons tot de temp. 14,2° K. herhaald met een bismuth staafje afkomstig van de firma HILGER. Bij het doorbreken van een staafje blijkt dat de kristallen niet willekeurig, doch straalsgewijze om de as van het staafje georiënteerd liggen². Dit heeft het nadeel dat men niet de gemiddelde waarde van de drie hoofd susc. meet en daar bij bismuth de magnetische anisotropie zeer groot is, kan dit tot aanmerkelijke verschillen aanleiding geven. Het blijkt dan ook dat onze waarde bij kamer temp. ongeveer overeenkomt met $\frac{\chi_1 + \chi_2}{2}$ zooals uit de straalsgewijze ligging van de hoofdassen te verwachten is. De temperatuur afhankelijkheid is dus ook het gemiddelde van beide richtingen. Daar de metingen later uitvoerig aan éénkristallen herhaald zijn verwijzen wij voor nauwkeurige gegevens naar hoofdstuk III. (Zie tabel 3 en 4)

Met het oog op de latere resultaten bij éénkristallen zij vermeld, dat in het waterstof gebied de susc. bij 14 K. Gauss iets vermindert terwijl zij bij kamer temp. met toenemende veldsterkte steeds iets toeneemt, wat waarschijnlijk aan een zeer geringe ijzer verontreiniging te wijten is. (tabel: 4).

¹ FLEMING en DEWAR. Proc. Roy. Soc. 63, pag. 311, 1898.

KAMERLINGH ONNES en PERRIER. Leiden Comm. 122a, 1911.

OWEN loc. cit.

² Dit wordt veroorzaakt door de temperatuur gradient bij het afkoelen.

TABEL 3. Bismuth Sg 9,73.

Temp.	K	Z
289° K.	$-11,9 \times 10^{-6}$	$-1,22 \times 10^{-6}$
78,2°	-15,0	-1,54
62,0°	-15,0	-1,54
24,4°	-15,0	-1,54
14,2°	-15,0	-1,54

TABEL 4.

H _{max}	T=14.2°K	T=289°K.
	- K × 10 ⁶	- K × 10 ⁶
6.4 K.G.	14.9	11.7
8.4	15.1	11.8
10.4	15.0	11.8
12.0	15.0	11.8
13.1	15.0	11.8
14.0	14.9	11.8
14.6	14.9	11.8 ⁵
15.1	14.9	11.8 ⁵
15.6	14.8 ⁵	11.9

§ 7 - *Zilver*. Het gebruikte materiaal (ijzervrij) was afkomstig van de firma HILGER (H. S. BRAND). Uit een der geleverde staven kon een staafje van ± 5 mm diameter en 10 cm lengte worden afgedraaid; hierna werd het oppervlak goed met salpeterzuur afgeëtst.

Tevens werd het preparaat goed uitgedroogd; dit bleek overeenkomstig de metingen van HONDA een vrij sterke invloed op de susc. te hebben, voor het uitdrogen bedroeg de Z bij kamertemperatuur $-0,171 \times 10^{-6}$ daarna nam deze waarde toe tot $-0,188 \times 10^{-6}$.

Het materiaal had door zijn zuiverheid een groot geleidingsvermogen zoodat bij lage temperatuur een vrij sterke demping optrad. De metingen waren hierdoor minder nauwkeurig dan bij de andere temp.

§ 8 - *Tellurium*. Reeds vroeger is aangetoond dat tellurium dynamische allotropie vertoont, de eigenschappen hangen zeer sterk van de voorgeschiedenis van het preparaat af. Het door de firma KAHLBAUM geleverde tellurium in de vorm van stangetjes, werd door ons opgesmolten en tot een staafje van 5 mm diameter gegoten, hierna werd het snel afgekoeld. De susc. neemt met afnemende temperatuur nog iets toe, echter minder dan door OWEN gevonden werd. Een nader onderzoek over de invloed van de verschuiving van het evenwicht op de susc. is dus gewenscht. Het is ons gebleken dat ook de elektrische eigenschappen door over-

smelting van het materiaal sterk veranderen. Het sg bedroeg 6,043.

§ 9 - *Thallium* (KAHLBAUM). Ook hiervan werd in glas een staafe gegoten, na het afetsen werd het zoo snel mogelijk in het toestel gebracht en dit laatste met Heliumgas gevuld. Zoo doende werd een sterke oxydatie van het oppervlak vermeden. Het thallium bevatte geen ijzerverontreinigingen, de susc. neemt bij afkoeling 20% toe.

§ 10 - *Goud*. (H. S. BRAND-HILGER). De zuiverheid hiervan bedroeg volgens opgave 99,999% de voornaamste verontreinigingen welke slechts spectroscopisch aan te toonen waren, bestonden uit Na . Ca . Ag en Fe. Dit laatste maakt hoewel in zeer geringe mate aanwezig, de resultaten minder zeker, het bleek ook dat de susc. van de veldsterkte afhankelijk was; uit de metingen werd de susc. voor ijzervrij materiaal berekend. In hoever de temperatuur afhankelijkheid aan de verontreinigingen met ijzer te danken is, kunnen wij niet nagaan. Volgens OWEN is de susc. bij hogere temp. niet van de temp. afhankelijk. Het sg bedroeg 18,90.

§ 11 - *Legeering van koper en zink*. De magnetische eigenschappen van legeringen kunnen zich sterk van die der componenten onderscheiden. Een bekend voorbeeld hier van is de legering van HEUSLER. Deze vertoont gelijk bekend ferro-magnetische eigenschappen terwijl de samenstellende metalen, aluminium mangaan en koper, para- en dia-magnetisch zijn. Doch ook bij dia-magnetische metalen treft men merkwaardige resultaten aan. Zoo zijn de legeringen van koper en antimoon sterk para-magn.¹, terwijl een alliage van 70% zink met 30% koper bijna even sterk dia-magn. is als bismuth, dus 10 × sterker dan de componenten².

Het scheen ons de moeite waard, het uitzonderlijke gedrag van de legering koper-zink nader te onderzoeken. Hiertoe werd in

¹ DAVIES and KEEPING, *Phyl. Mag.* 7 pag. 145, 1929.

² K. GREULICH, *Sitz. Ber. Rostock*, pag. 227, 1915.

K. OVERBECK, *Ann. der Phys. Bd.* 46, pag. 677, 1915.

H. ENDO, *Sci. Rep. Tohoku Unn.* Vol. 14 pag. 479, 1925.

Vol. 16, pag. 201, 1927.

een kwartsbuis koper gesmolten en daarna de benodigde hoeveelheid zink toegevoegd. (Dit levert eenige moeilijkheid op, daar zink bij het smeltpunt van koper reeds kookt. Door het oplossen daalt het smeltpunt echter vrij spoedig beneden het kookpunt van zink). De legering welke men verkrijgt is zeer bros en lijkt uiterlijk sprekend op antimoon. Ze bestaat grootendeels uit de γ phase welke een kubische structuur heeft ¹.

Nadat de staaf een tijdlang in vloeibare waterstof gekoeld was, bedroeg de susc. bij 16° C K. = 5,70 waarschijnlijk doordat er een omzetting had plaatsgevonden.

Ter vergelijking geven wij hieronder de resultaten van ENDO bij hogere temperaturen weer.

Temp.	$\chi \times 10^6$
18° C	— 1.023
300°	— 1.040
500°	— 1.055
950°	— 0.127

Het verschil in numerieke waarde tusschen onze metingen en die van ENDO wordt waarschijnlijk veroorzaakt doordat de samenstelling niet dezelfde geweest is. Volgens ENDO geeft een verandering in samenstelling van 1% een susc. verschil van $\pm 0,1 \times 10^{-6}$.

Bij 950° is de legering gesmolten, de susc. valt hierbij op $\frac{1}{10}$ van de oorspronkelijke waarde en vertoont derhalve hetzelfde verschijnsel als antimoon Bismuth, Gallium, waarop EHRENFEST opmerkzaam gemaakt heeft ².

De opmerking van EHRENFEST is als volgt:

Wanneer men uitgaande van de formule $\chi_A = -2.85 \times 10^{10} \Sigma r^2$ door deeling door het aantal electronen, voor verschillende atomen de gemiddelde straal van een baan berekent, krijgt men waarden welke varieeren tusschen 0,5 en $0,9 \times 10^{-8}$ cm. Dit is ook de orde van grootte welke men voor de afstand der atomen in een kristal tralie met behulp van Röntgen stralen vindt. Over het algemeen

¹ A. WESTGREN and G. PHRAGMEN, Phil. Mag. Vol. 50, pag. 311, 1925.

² P. EHRENFEST, Physica Bd. 5, pag. 388, 1925. Z. f. Phys. Bd. 58, pag. 719, 1929.

zijn de waarden welke men uit de susc. berekent kleiner, wat ook begrijpelijk is daar men een gemiddelde heeft over alle banen, terwijl de tralie afstand de bovenste grens aangeeft. De overeenstemming wordt beter wanneer men in plaats van alle electronen de binnenste verwaarloost en alleen de buiten electronen in rekening brengt.

Voor Bismuth Antimoon en Gallium is de waarde die men vindt echter zeker te groot, deze metalen hebben ook een Z welke veel grooter is dan van de anderen. Om dit gedrag te verklaren heeft EHRENFEST de volgende hypothese opgesteld. „De abnormaal hooge susc. van Bismuth en Antimoon wordt veroorzaakt door electronenbanen welke in het kristal vast geöriënteerd, meer dan één atoom omvatten”.

Hiervoor pleiten de volgende argumenten:

1° Bij het smelten vermindert de susc. en komt op een waarde welke van dezelfde grootte orde is als van de andere metalen. In het algemeen verandert de Z niet zoo sterk bij overgang in een andere agregatie toestand.

2° Bij het smelten neemt de electriche geleidbaarheid toe, ook dit is een afwijkend gedrag.

3° De éénkristallen zijn magnetisch sterk anisotroop.

Bij het smelten zouden dus deze banen verloren gaan, het diamagnetisme vermindert, de electronen komen vrij en kunnen geleidings electronen worden.

Zooals men ziet is bij deze sterk dia-magnetische Cu — Zn legering aan het eerste kenmerk voldaan. Doch ook het tweede is het geval, bij 950° is de temperatuur coëfficiënt van de weerstand negatief!¹.

Bij grafiet, de sterkste dia-magnetische stof welke voorkomt, kan men de eerste twee kenmerken niet controleren, aan het 3e kenmerk is duidelijk voldaan: de susc. // de hoofdas is een factor $7 \times$ sterker dan in een richting \perp deze as.

Het is dus wel waarschijnlijk dat men zoowel bij het Koper-Zink als bij het Grafiet, het sterke dia-magnetisme op de door EHRENFEST aangegeven manier verklaard moet worden.

¹ Critical Tables, Bd. VI, pag. 198.

Tenslotte merken we nog op dat de kristalstructuur van deze stoffen niet met die van Bismuth overeenstemmen, doch dit zelfde geldt ook voor het Gallium.

§ 12 - *Legeering van koper en tin.* Deze staaf was afkomstig van prof. van AUBEL uit Gent en bestond volgens opgave uit de verbinding Cu_4Sn . In overeenstemming met ENDO¹ is de susc. hiervan veel sterker dan van de componenten, bovendien neemt ze bij afkoeling nog iets toe. Het s.g. bedroeg 8,86.

§ 13 - *Lood-goud.* Door SPENCER² is onder meer gevonden dat de susc. van een legeering van lood met 6% goud sterk diamagn. zou zijn. ($Z = -1,056 \times 10^{-6}$). Dit resultaat was daarom zoo opvallend, omdat de susc.-concentratie kromme in het geheel niet met het smelt-diagram overeen kwam.

De door ons vervaardigde staaf van deze samenstelling (s.g.=11,64) bleek dan ook een susc. bij 16° C $Z = -0,114 \times 10^{-6}$ te bezitten, welke zich geheel bij die van lood aanpaste. Waarschijnlijk is de meetmethode van SPENCER niet gelukkig, zooals reeds door de foutieve resultaten voor mengsels van vloeistoffen was aangetoond³.

§ 14 - *Jodium.* Door HONDA en OWEN is gevonden dat voor een 5 tal elementen (Be . B . Ag . J en Hg) de susc. bij lage temperatuur numeriek afneemt. Dit geringe aantal doet het vermoeden rijzen dat dit gedrag verklaard kan worden door para-magnetische verontreinigingen, of een para-magnetisch gedrag dat door het dia-magnetisme overtroffen wordt, het tegen gestelde geval van Platina en Paladium dus.

Om dit nader na te gaan kozen wij Jodium, daar dit geen geleider is heeft men dus geen complicatie van de vrije electronen. Men kan het gemakkelijk zuiveren door sublimatie.

¹ H. ENDO Sc. Rep. Tohoku Un (I) Vol. 16 pag. 233, 1927.

² J. F. SPENCER, M. E. JOHN, Proc. Roy. Soc. Londen, A 116, pag. 61, 1927.

³ TREW en SPENCER, Proc. Roy. Soc. Londen, Vol 311, pag. 209, 1931.

Tegen gesproken door:

BUCHNER, Z. f. Phys. Bd. 72, pag. 344, 1931.

V. AUBEL, Nature Vol. 128, pag. 455, 1931.

SPENCER, Nature Vol. 129, pag. 96, 1932.

Het jodium werd door smelting in een dunwandig kwartsbuisje gegoten (zie grauw tin) de hoeveelheid werd uit het gewicht van het jodium bepaald.

In het waterstofgebied neemt de susc. nog af, en veel sterker dan met een continue daling van af kamer temp. overeenkomt. De waarschijnlijkheid van een gesuperponeerd paramagnetisme is dus wel groot. Hier tegenover staat dat de verandering juist van de orde van de meetnauwkeurigheid is. Bovendien verandert volgens HONDA de susc. (28° C tot 95° C) van 0,35 tot 0,38, wat veel sterker is dan met een para-magnetisme overeen zou komen. Bij gesmolten Jodium neemt de susc. weer af met de temp.! Een nauwkeuriger onderzoek zou noodzakelijk zijn om deze variatie van de dia-magnetische susc. met de temp. te kunnen beoordeelen. Wellicht spelen ook roosterveranderingen een rol.

§ 15 - *Wolfram*. (H. S. BRAND HILGER). Dit materiaal was zeer zuiver en bevatte, in tegenstelling met het vroeger door OWEN gemeten preparaat geen spoor van ferro-magnetische verontreinigingen. Wij vinden dan ook een iets grootere susc. Bovendien neemt deze met afnemende temperatuur zwak toe. Het sg bedroeg 19,73.

§ 16 - *Niobium*. (H. S. BRAND HILGER). Het materiaal was zeer zuiver en bevatte volgens spectroscopische onderzoekingen een spoor tin en ijzer. Ondanks de geringe ijzer verontreiniging was de susc. onafhankelijk van de veldsterkte, zoodat het zich waarschijnlijk in gebonden toestand in het metaal bevindt. De invloed is dan veel geringer behalve wellicht bij lage temperaturen. Het s.g. bedroeg 8,42.

§ 17 - *Magnesium* (H. S. BRAND HILGER). Daar magnesium zich met glas en kwarts bij hooge temp. verbindt, geschiedt het verwerken steeds in ijzeren vaten. Het gevolg hiervan is dat het steeds sterk met dit metaal verontreinigd wordt.

Het door ons gebruikte magnesium is volgens de firma HILGER: „of the highest possible degree of purity”, maar bevat toch nog 0,047 % Fe met het gevolg dat de susc. sterk veldafhankelijk was. Door de susc. bij verschillende veldsterkten te bepalen kon op de

vroeger aangegeven manier een correctie aangebracht worden. Boven de 11 K Gauss konden de meetpunten goed door de formule (p. 8) voorgesteld worden, met dalende temperatuur neemt de waarde van de coëfficiënt A iets toe, waarschijnlijk door de toename van de verzadigings-magnetisatie van het ijzer. Het constante

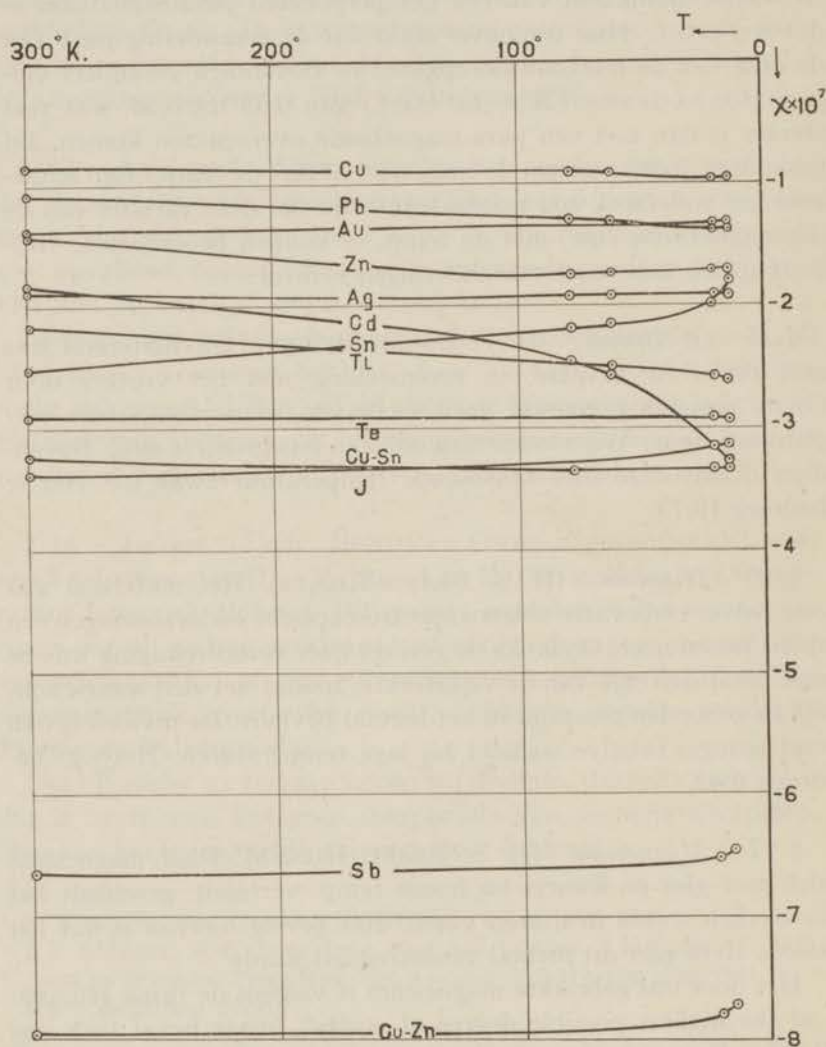


Fig. 3. Diamagnetische susc.

verloop van de susc. bij de laagste temperaturen doet vermoeden dat de invloed van de verontreinigingen op het temperatuur verloop niet zoo groot is, als men bij dit ijzer gehalte zou verwachten. Het s.g. bedroeg 1,71.

§ 18 - *Molybdeen*. (H. S. BRAND HILGER). Spectroscopisch konden de volgende elementen (Zn . W . Bo en Ti) aangetoond worden, maar de hoeveelheden waren niet chemisch te bepalen, en zullen dus zeer gering zijn. IJzer was afwezig. Het s.g. bedroeg 10,05. Verder dient nog opgemerkt te worden dat de temperatuur afhankelijkheid van de susc. voorgesteld kan worden door de formule $(\chi - \lambda) T = \text{Const}$ waarin λ en C respectievelijk de waarden $0,912 \times 10^{-6}$ en $13,0 \times 10^{-6}$ hebben.

Men zou dit gedrag kunnen begrijpen door de superpositie van een temp. onafhankelijk para-magnetisme met een $\chi = 0,912 \times 10^{-6}$ en een $\chi T = \text{Const}$. para-magnetisme. Men dient echter voorzichtig te zijn met een dergelijke interpretatie daar men nooit weet in hoever het onderliggende dia-magnetisme werkelijk temperatuur onafhankelijk is.

TABEL 6 Specifieke Susceptibiliteit $Z \times 10^6$

	T=289°K.	T=77.2°K.	T=63.8°K.	T=20.4°K.	T=14.2°K.
Wit Tin	+ 0.026	—	—	+ 0.024	—
Grauw Tin	— 0.25	— 0.22	— 0.215	— 0.20	— 0.18
Lood	— 0.111	— 0.129	— 0.131	— 0.132	— 0.132
Zink	— 0.143	— 0.175	— 0.172	— 0.170	— 0.170
Koper	— 0.086	— 0.090	— 0.091	— 0.097	— 0.097
Cadmium	— 0.183	— 0.245	— 0.256	— 0.319	— 0.326
Jodium	— 0.336	—	—	— 0.316	— 0.313
Zilver	— 0.188	— 0.191	— 0.190	— 0.19	— 0.19
Tellurium	— 0.290	—	—	— 0.291	— 0.293
Goud	— 0.139	—	—	— 0.134	— 0.132
Thallium	— 0.215	— 0.246	— 0.248	— 0.255	— 0.258
Koper-Zink	— 0.79	—	—	— 0.78	— 0.77
Koper-Tin	— 0.323	— 0.332	—	— 0.332	— 0.330
Grafiet	— 3.0	— 4.7	— 4.7	— 4.7	— 4.7
Antimoon	— 0.66	—	—	— 0.65	— 0.64
Bismuth					
⊥ de as	— 1.48	— 1.80	— 1.80	Veld afhankelijk	
// de as	— 1.045	—	—	— 1.20	— 1.20
Wolfram	+ 0.284	—	—	+ 0.287	+ 0.292
Magnesium	+ 0.94	+ 0.98	—	+ 1.13	+ 1.13
Molibdeen	+ 0.949	+ 1.080	+ 1.127	+ 1.555	+ 1.819
Niobium	+ 2.28	—	—	+ 2.34	+ 2.34

TABEL 7 Volume Susceptibiliteit $K \times 10^6$

	T=289°K.	T=77.2°K.	T=63.8°K.	T=20.4°K.	T=14.2°K.
Wit Tin	+ 0.187	—	—	+ 0.173	—
Lood	— 1.25	— 1.45	— 1.47	— 1.48	— 1.48
Zink	— 0.987	— 1.210	— 1.185	— 1.17	— 1.17
Koper	— 0.746	— 0.781	— 0.787	— 0.84	— 0.84
Cadmium	— 1.53	— 2.05	— 2.15	— 2.67	— 2.73
Zilver	— 1.89	— 1.92	— 1.91	— 1.9	— 1.9
Tellurium	— 1.75	—	—	— 1.76	— 1.77
Goud	— 2.63	—	—	— 2.54	— 2.50
Thallium	— 2.47	— 2.83	— 2.845	— 2.925	— 2.965
Koper-Zink	— 5.92	—	—	— 5.88	— 5.79
Koper-Tin	— 2.86	— 2.94	—	— 2.94	— 2.92
Wolfram	+ 5.60	—	—	+ 5.67	+ 5.76
Magnesium	+ 1.61	+ 1.68	—	+ 1.93	+ 1.93
Molibdeen	+ 9.54	+ 10.85	+ 11.33	+ 15.62	+ 18.28
Niobium	+ 19.2	—	—	+ 19.7	+ 19.7

HOOFDSTUK III

ONDERZOEK VAN ÉÉNKRISTALLEN, VELDAFHANKE- KELIJK DIA-MAGNETISME

§ 1 – *De vervaardiging van zeer zuivere bismuth éénkristallen*¹. De door L. SCHUBNIKOW gebruikte methode, volgens welke al onze kristallen gemaakt werden, is in het kort als volgt: Op een roodkoperen vernikkelden plaat, welke aan een zijde door middel van een elektrische oven verwarmd kan worden, ligt een vormpje van kwarts of steatiet. Hierin brengt men het bismuth dat door een tweede plaatje bedekt wordt. Door verwarming met behulp van de elektrische oven laat men het bismuth smelten.

In de vorm is een kleine opening waardoor men wat gesmolten bismuth naar buiten kan persen, het komt dan in contact met een vooraf georiënteerd entkristal. Hierna laat men alles afkoelen; door de warmte-capaciteit van de oven krijgt men in de roodkoperen plaat een temperatuur gradient, hierdoor groeit het kristal in de door het entkristal gegeven oriëntatie aan. Men kan dus kristallen van iedere vorm en gewenschte oriëntatie verkrijgen, bij groote afmetingen is de kans op vorming van z.g.n. tweelingen echter groot. Al te klein kunnen de afmetingen bovendien niet zijn, daar anders het kristal door zijn breekbaarheid zeer moeilijk te behandelen wordt.

§ 2 – *Het onderzoek naar de zuiverheid van het materiaal*. Als uitgangsmateriaal werd steeds het door Dr. C. GROENEVELD chemisch gezuiverde bismuth van de firma HILGER gebruikt. Het bleek in de loop van de onderzoeken dat bij bepaalde manier van kristalliseeren, (richting van de temperatuurgradient) de onzuiverheden zich voornamelijk op het oppervlak van het kristal verzamelden, door afetsen met zuiver salpeterzuur kon men ze verwijderen.

Op deze manier kreeg men door herhaalde malen om te kristalliseeren een zeer zuiver materiaal.

¹ L. SCHUBNIKOW, Proc. Amsterdam. Vol. 33, pag. 327, 1930.
Comm. Leiden, 207b.

Het onderzoek van de zuiverheid geschiedde op twee verschillende manieren¹. Van het materiaal werden weerstandjes gemaakt en hiervan de elektrische weerstand bij de temperaturen van vloeibaar helium en waterstof gemeten. Het blijkt dat door herhaalde omkristallisatie de waarde van R_T/R_0 afneemt; dit is in het algemeen een teeken voor toenemende zuiverheid van de stof.

Verder werd het bismuth ook optisch onderzocht en wel op de volgende manier: tusschen 2 staafjes van het te onderzoeken metaal laat men een z.g.n. gecondenseerde vonk overslaan, het uitgezonden licht onderzoekt men met een spectrograaf. Bij voorkeur gebruikt men hier voor een kwarts-spectrograaf omdat de meeste restlijnen (lijnen welke bij zeer kleine concentraties nog zichtbaar zijn) in het ultra-violet liggen. Door verschillende deelen van de spleet verschillend te belichten, kan men boven en onder het bismuth spectrum een vergelijk-spectrum van de te verwachten verontreinigingen ontwerpen. Zodoende kan men zeer gemakkelijk zien of de vermoedde restlijn met de lijn in het vergelijkspectrum samen valt, een nauwkeurige golflengte bepaling is hierdoor overbodig geworden.

In ons geval waren de aanwezige verontreinigingen, lood en zilver, met een lood en een zilvervonk werden naast het bismuth-spectrum de Pb en Ag spectra opgenomen. De restlijnen ziet men in de twee spectra verticaal door loopen.

Het uitgangsmateriaal, bismuth van de firma ADAM HILGER bevat volgens opgegeven analyse 0,0014% Ag en 0,005% Pb, de restlijnen van deze beide metalen werden duidelijk waargenomen, bij iedere omkristallisatie werden zij echter zwakker en nadat het materiaal $5 \times$ omgekristalliseerd was waren er geen vreemde restlijnen meer aanwezig.

Later werd als uitgangsmateriaal het door Dr. GROENEVELD gezuiverde bismuth gebruikt, hieruit was op chemische wijze reeds een groot deel van het lood en zilver verwijderd. Voor onze metingen werd dit nog minstens $7 \times$ omgekristalliseerd, zoodat het metaal zeer zuiver was.

¹ L. SCHUBNIKOW en W. J. DE HAAS, Proc. Amsterdam. Vol. 33, pag. 350, 1930.

Comm. Leiden 207c.

§ 3 - *Röntgenspectroscopisch onderzoek van het kristal.* De vraag of het vervaardigde kristal werkelijk éénkristallig is kan men bij deze groote kristallen het gemakkelijkst met de methode van BRIDGEMAN¹ oplossen. Men etst het kristal met salpeterzuur, het oppervlak wordt dan bedekt met een groot aantal kleine putjes waarvan de wanden uit kristalvlakken bestaan. (Negatieve kristallen).

Men bekijkt nu het kristal in een bundel evenwijdig licht. Bij een bepaalde stand van het kristal ten opzichte van de lichtbundel reflecteeren deze vlakjes het licht juist in het oog van den waarnemer, men ziet het kristal oplichten. Op het punt waar zich echter een tweeling 'kristal bevindt blijft het donker, de kristalvlakjes hebben een andere stand en het licht wordt in een andere richting gereflecteerd. Het is duidelijk dat men op deze manier alleen het oppervlak onderzoekt, maar indien dit overal gelijke kristallisatie toestand heeft, zal ook het inwendig wel gelijk zijn; storingen groeien meestal vanaf het oppervlak.

Om de kristallen ook inwendig te onderzoeken, maakten wij gebruik van de methode welke reeds vroeger door ons voor het onderzoek van zeer dunne draden was uitgewerkt². Hierbij wordt van het kristal een LAUE opname gemaakt. Door nu het kristal en de fotografische plaat tesamen tegelijk te verschuiven, krijgt men inplaats van de gewone LAUE-punten, strepen welke evenwijdig aan de verschuivingsrichting zijn, tenminste indien het kristal een goed éénkristal is. Is dit niet het geval dan treden in het geheel geen lijnen op, of deze zijn zeer vaag. De methode is echter vooral geschikt om nategaan of het kristal door de behandeling, zooals het verwijderen uit het vormpje, geen mechanische storingen heeft ondervonden. Is n.l. het kristal zeer weinig verbogen dan is bij het verschuiven van het kristal de stand van de reflecteerende vlakken tenopzichte van de primaire bundel Röntgenstralen niet meer gelijk, de teruggekaatste straal krijgt een andere afwijkingshoek. Dit heeft tot gevolg dat de „lijnen van LAUE-

¹ BRIDGEMAN, Proc. Amer. Acad. of Arts and Science 60, pag. 305, 1925.

² W. J. DE HAAS en P. M. VAN ALPHEN, Proc. Acad. Amsterdam. Vol. 33, pag. 128, 1930.

Comm. Leiden 204d.

punten" niet meer evenwijdig aan de verschuivingsrichting, dus niet meer evenwijdig aan de lijn van de rechtdoorgaande bundel zijn.

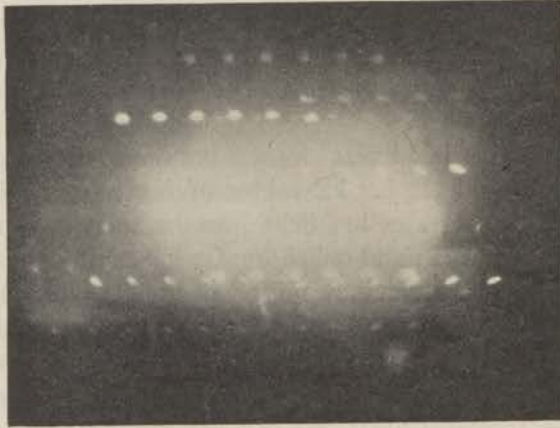


Fig. 4. Laue opnamen van een goed kristal.

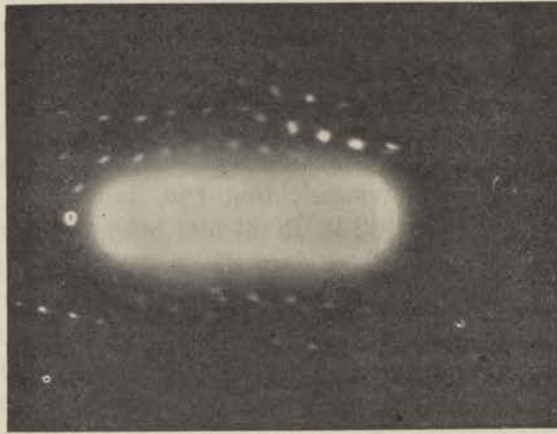


Fig. 5. Laue opnamen van een getordeerd kristal.

Fig. 4, geeft een opname van een goede éénkristallige tin draad, in fig. 5 is dezelfde draad nogeens opgenomen nadat ze in het midden 1 mm verbogen was, men ziet dat nog wel LAUE-interferenties optreden, maar de punten liggen niet meer op een rechte lijn, het tralie is gedeformeerd.

Hoewel door de goede splijtbaarheid en het uiterlijk van het splijtvlak reeds vrij groote zekerheid over de kwaliteit van de kristallen bestond, hebben wij toch een enkel kristal op bovenstaande manier onderzocht. Nadat het kristal tot een dikte van ongeveer 1 mm was afgeëetst, waarbij alleen het inwendige overbleef, kregen wij na $1\frac{1}{2}$ uur belichten (PHILIPS BOUWERS-buis 90K.V. 10 mA.) goede opnamen. Ondanks het gebruik van versterkingschermen, is door de groote absorptie van het bismuth de belichtingstijd hier zeer lang, bij tin éénkristallen bedraagt deze slechts 1 minuut.

In al de onderzochte gevallen was geen spoor van deformatie te merken; Bismuth kristallen zijn zeer weinig plastisch en kunnen vrij groote trekspanningen verdragen¹.

Tenslotte werd ook nog het oppervlak van enkele kristallen onderzocht en wel op 2 verschillende manieren. Daar de kristallen soms vrij dik waren, moest dit met reflectie geschieden. De eerste methode bestond hier in dat met behulp van het kristal een BRAGG-opname van de zilver K straling gemaakt werd. De verkregen lijnen waren even scherp als die, welke met de zelfde opstelling van een kalkspaat-kristal verkregen werden.

Verder werden de kristallen bestraald met wit Röntgen-licht (wolfraam anti-kathode) en de gereflecteerde LAUE-vlekken opgenomen. Dit werd vooral gedaan om nategaan of de door KAPITZA² gevonden poly-kristallijne laag op het oppervlak ook bij onze kristallen aanwezig was. In dit geval moet men op de opname DEBYE-SCHERRER-ringen krijgen van de wolfraam L straling. Hoewel dikwijls sterk over belicht werd, hebben wij hiervan niets kunnen vinden.

Uit deze onderzoekingen concludeeren wij dat de door ons gebruikte kristallen:

- 1° Bijzonder zuiver,
- 2° Zeer goed gekristalliseerd zijn.

§ 4 - *Kristalstructuur van het bismuth.* Het bismuthkristal behoort tot het trigonale stelsel en wel tot de ditrigonale skalenoëdri-

¹ O. TRAPEZNIKOWA, Proc. Acad. Amsterdam. Vol. 34, pag. 840, 1931. Comm. Leiden 215c.

² P. KAPITZA, Proc. Roy. Soc. Vol. 119, pag. 358, 1928.

sche klasse. Het heeft dus een 3 tallige symetrie-as: de hoofdas, hieraan evenwijdig liggen 3 symetrie-vlakken welke onderling hoeken van 120° maken. Midden tusschen deze vlakken liggen \perp op de hoofdas 3 tweetallige assen, de z.g. binaire assen. Deze kan men op de volgende manier bepalen: het slijtvlak van het kristal ligt \perp op de hoofdas, op dit slijtvlak ziet men 3 systemen van lijnen, welke onderling hoeken van 60° maken. Deze lijnen vallen samen met de snijlijn van het $11\bar{1}$ en het (111) vlak, en zijn dus evenwijdig aan de binaire assen.

Wat het kristal-tralie betreft, dit is trigonaal met een rhomboëdrische cel. Men kan het beschouwen als een kubisch tralie, waarin een van de kubus diagonalen een bijzondere richting (de trigonale as) is, doordat de helft van de atomen langs deze richting over een kleine afstand verschoven zijn. Deze vormen dan samen een van de twee vlakgecentreerde tralie's waaruit zich de structuur laat opbouwen. Bovendien is echter door een kleine deformatie de kubus in een rhomboëder overgegaan.

Antimoon, arseen en zwarte fosfor, hebben dezelfde structuur¹.

TABEL 8

	a	α	Δ
Sb	6.20	$86^\circ 58'$	0.037
Bi	6.56	$87^\circ 34'$	0.026
As	5.60	$84^\circ 36'$	0.048

a = afmeting cel.

α = tophoek.

Δ = verschuiving in verhouding tot de geheele diagonaal.

§ 5 - *Weerstandsverandering van zuivere bismuth-eenkristallen bij lage temperatuur in een magneetveld.* Door SCHUBNIKOW en DE HAAS werd nu, van de op de in de vorige § beschreven methode vervaardigde bismuth kristallen, de weerstandsverandering in een magneetveld gemeten. De resultaten willen wij hier in het kort

¹ LANDOLT-BORNSTEIN, 1e Erg. Bd. pag. 394.

bespreken, voor uitvoerige gegevens moet naar de oorspronkelijke publicaties verwezen worden¹.

Onderzocht werd het geval dat de hoofdas van het bismuth

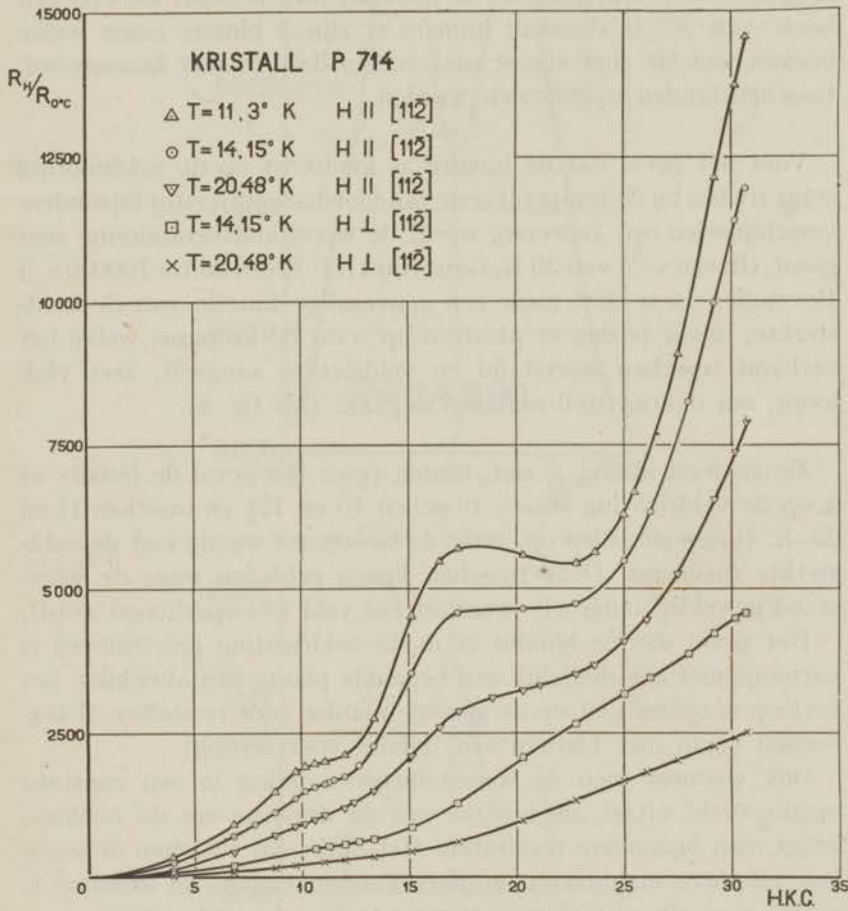


Fig. 6. Weerstandsverandering van een Bismuth éénkristal.

kristal parallel aan de staaf as was, in deze richting werd de weerstand gemeten.

Deze as was loodrecht op de magnetische-krachtlijnen geöriën-

¹ L. SCHUBNIKOW en W. J. DE HAAS, Proc. Acad. Amsterdam. Vol. 33, pag. 130, 363 en 418, 433, 1930.

Comm. Leiden 207 en 210, 1930.

teerd, nu heeft men nog 2 verschillende gevallen te beschouwen, n.l. het geval waarbij de binaire as evenwijdig, en dat waar deze as loodrecht op de krachtlijnen staat. Men kan deze standen verkrijgen door het kristal om de hoofdas, dus de staaf as, over een hoek van 30° te draaien; immers er zijn 3 binaire assen welke hoeken van 60° met elkaar maken. Op deze manier kunnen ook tusschenstanden opgenomen worden.

Voor het geval dat de binaire as loodrecht op de veldrichting staat treden bij de temperaturen van vloeibare waterstof bijzondere verschijnselen op. Teneerste wordt de weerstandsverandering zeer groot, (In een veld van 30 K. Gauss bij $11,3^\circ$ K een factor $700000 \times$!) Bovendien is ze niet meer een eenvoudige functie van de veldsterkte, maar treden er plaatsen op waar de kromme, welke het verband tusschen weerstand en veldsterkte aangeeft, zeer vlak loopt, om daarna steil omhoog te gaan. (Zie fig. 6).

Zoals men uit fig. 6 ziet, treden (voor het geval de binaire as \perp op de veldrichting staat), tusschen 10 en $12\frac{1}{2}$ en tusschen 17 en 23 K. Gauss gebieden op, waar de weerstand weinig met de veldsterkte toeneemt. Daar tusschen liggen gebieden waar de weerstand geweldig aangroeit wanneer het veld iets opgehoogd wordt.

Het geval dat de binaire as in de veldrichting geörienteerd is vertoont niet zoo duidelijk een bepaalde plaats van afwijking, het verloop is echter niet op de gewone manier voor te stellen. (Parabolisch begin met hieraan een liniaire voortzetting).

Ook wanneer men de weerstandsverandering in een constant magneetveld uitzet als functie van de draaiing om de hoofdas, krijgt men bijzondere resultaten. Het blijkt dat tusschen de assen nog relatieve maxima en minima kunnen liggen, de kromme is echter zeer afhankelijk van de waarde van de veldsterkte.

Tenslotte moet nog opgemerkt worden dat deze verschijnselen aan meerdere kristallen zijn waargenomen en goed reproduceerbaar zijn, de numerieke waarde van de weerstandsverandering hangt echter sterk van de zuiverheid en de kwaliteit van het kristal af. (Zie fig. 7 en 8).

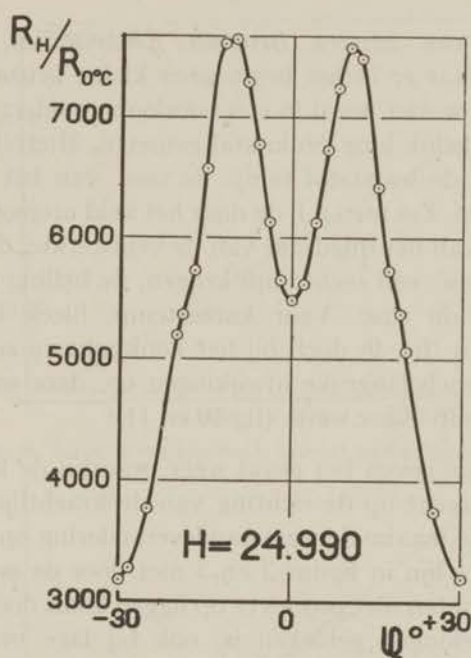


Fig. 7. Weerstandsverandering als functie van de orientatie.

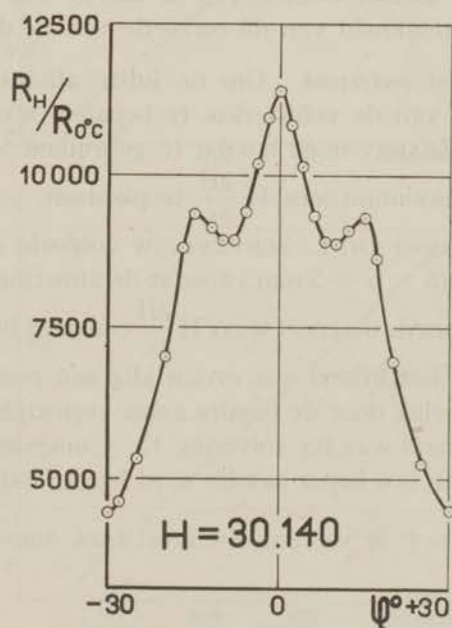


Fig. 8. Weerstandsverandering als functie van de orientatie.

§ 6 - *Susc. van zuivere Bismuth Éénkristallen.* (Voorloopig onderzoek). Daar er in het begin geen kleine kristallen van bismuth aanwezig waren, werd in een voorloopig onderzoek¹ de susc. van een betrekkelijk lang éénkristal gemeten. Hierbij bleek, dat in het gebied van de waterstof temp. de susc. van het magneetveld afhankelijk werd. Zet men n.l. de door het veld uitgeoefende kracht uit als functie van het kwadraat van de veldsterkte, dan moet men bij constante susc. een rechte lijn krijgen, de helling hiervan geeft een maat voor de susc. Voor kamertemp. bleek dit zeer goed het geval te zijn (fig. 9) doch bij het kookpunt en smeltpunt van waterstof traden belangrijke afwijkingen op, deze werden sterker naarmate de temp. lager werd. (fig 10 en 11).

Deze krommen geven het geval weer, waarbij de hoofdas en de binaire as loodrecht op de richting van de krachtlijnen staan; de stand waarin de maximale weerstandsverandering optreedt.

Dat de rechte lijn in figuur 2 en 3 niet door de oorsprong gaat en de laagste punten niet precies er op liggen komt doordat, naar bij latere onderzoeken gebleken is, ook bij lage veldsterkte een bocht in de magnetisatie kromme optreedt.

Het numeriek kleiner worden van de kracht was te wijten aan de temp. afhankelijkheid van de correctie van de drager.

§ 7 - *Definitief onderzoek.* Om de juiste afhankelijkheid van de magnetisatie van de veldsterkte te bepalen, was het noodzakelijk om de FARADAY-methode te gebruiken, dus een klein kristal in het maximum van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ te plaatsen.

Hiertoe werd door Dr. L. SCHUBNIKOW voor ons een klein éénkristal gemaakt ($5 \times 5 \times 5$ mm.) zoodat de afmetingen kleiner zijn dan het gebied van de magneet waar $H \frac{\partial H}{\partial x}$ constant blijft (± 8 mm).

De hoofdas van het kristal was evenwijdig aan een ribbe van de kubus, dus het vlak door de binaire assen evenwijdig aan een zijvlak. Het materiaal was ter zuivering $12 \times$ omgekristalliseerd!

Met behulp van een koper bandje werd het kristal stevig aan de

¹ W. J. DE HAAS en P. M. VAN ALPHEN, Proc. Acad. Amsterdam. Vol. 33, pag. 680, 1930.

Leiden Comm. 208d.

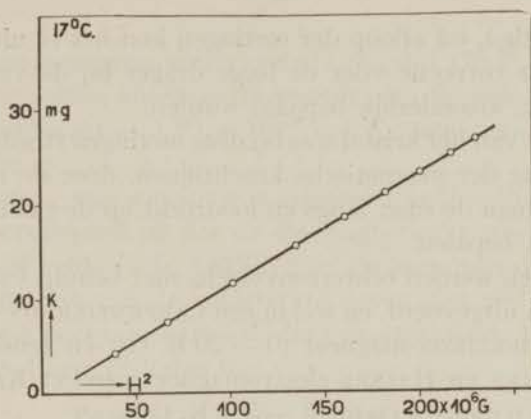
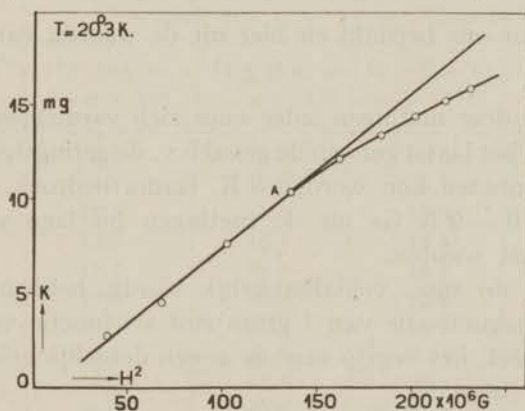
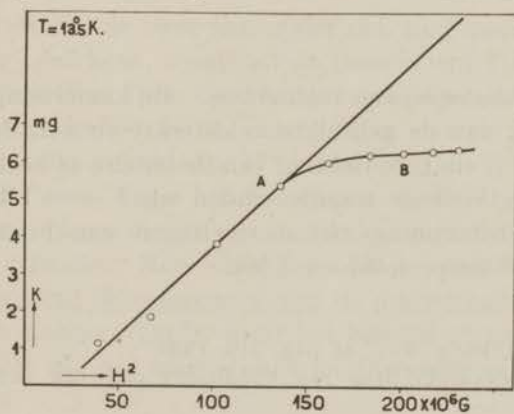


Fig. 9. Kracht op Bismuth kristal kamertemp.

Fig. 10. Kracht op Bismuth kristal $T = 20.3^\circ\text{K}$.Fig. 11. Kracht op Bismuth kristal $T = 13.5^\circ\text{K}$.

drager bevestigd, na afloop der metingen kon het er uitgeschoven worden en de correctie voor de leege drager bij de verschillende temperaturen, afzonderlijk bepaald worden.

De hoofdas van het kristal was bij deze metingen steeds loodrecht op de richting der magnetische krachtlijnen, door de magneet te draaien kon men de susc. langs en loodrecht op de richting van de binaire assen bepalen.

De metingen werden ehtereenvolgens met behulp van een drietal magneten uitgevoerd, en wel in een CARPENTIER (0 — 13 K. Gs) een WEISS OERLIKON-magneet (0 — 20 K. Gs) en tenslotte in de groote SIEMENS en HALSKE electromagneet van het KAMERLINGH ONNES-Laboratorium (0 — 36½ K. Gs).

Van al deze velden werd de topografie bij verschillende stroomsterkten door ons bepaald en hier uit de waarde van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ berekend.

Wij zullen deze metingen ieder voor zich vermelden, omdat in het zoeven het laatst genoemde geval b.v. de geringste veldsterkte waarmede gemeten kon worden 9 K. Gauss bedroeg, zoodat het gebied van 0 — 9 K. Gs uit de metingen bij lage veldsterkten gehaald moest worden.

Aangezien de susc. veldafhankelijk wordt, hebben wij in de figuren de magnetisatie van 1 gram stof als functie van de veldsterkte uitgezet; het begrip susc. is in een dergelijk geval ook niet zonder meer bepaald.

De magnetisatie werd uit de kracht bepaald volgens $\sigma = \frac{pg}{m} \frac{\partial H}{\partial x}$.

§ 8 — *Resultaten bij lage veldsterkten.* Bij kamertemp. is de susc. onafhankelijk van de gebruikte veldsterkte en van de stand van de magneet; // en \perp de richting van de binaire as heeft het kristal dezelfde susc. Voor de waarde vinden wij $Z = -1.48 \times 10^{-6}$ in goede overeenstemming met de metingen van FOCKE¹ en van MC LENNAN² (resp. 1,487 en 1,50).

¹ A. B. FOCKE, Phys. Rev. 36 pag. 316, 1930.

² J. C. MC LENNAN, Tr. Roy. Soc. Canada 23, pag. 159, 1929.

Bij de temperaturen van vloeibare stikstof (78,2° tot 62,0° K.) geldt nog hetzelfde, alleen is de waarde van de susc. sterk toegenomen en bedraagt $-1,80 \times 10^{-6}$ een toename van 20% met afnemende temp.

Bij de temp. van vloeibare waterstof treedt echter het merkwaardige verschijnsel op dat de dia-magnetische susc. afhankelijk wordt van de veldsterkte; bekijkt men de krommen die de magnetisatie als functie van de veldsterkte geven dan ziet men dat bij 7 en 12 K. Gs bochten optreden, die met afnemende temp. sterker worden (fig. 12 en 13, tabel 9).

TABEL 9. (Fig. 12 en 13)

$H \times 10^3$ Gs	T = 20.4° K.		T = 14.2° K.	
	H // Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H \perp Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H // Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H \perp Bin. as $-\sigma \times 10^3$
3.4	5.3	5.5	5.8	5.9
5.	8.7	9.0	9.1	9.5
6.7	12.5	11.8	13.5	11.7
8.3	13.9	15.1	13.4	15.6
9.6	17.7	18.8	18.7	20.2
10.5	20.9	20.8	22.6	22.3
11.3	23.0	21.9	24.9	22.9
11.9	24.5	22.3	26.4	22.9
12.5	24.9	22.3	26.6	22.1
12.9	25.2	22.2	26.6	21.5

Men ziet ook dat de twee richtingen zich niet meer magnetisch gelijkwaardig gedragen, zooals uit de theorie van THOMSON voor dit geval zou volgen. Deze theorie over de magnetisatie van kristallen is echter afgeleid in de onderstelling dat de magnetisatie evenredig met de veldsterkte H toeneemt en dit is hier niet het geval, zoodat men deze beschouwingen niet meer mag toepassen. Het probleem is veel meer analoog aan dat der ferro-magnetische éénkristallen. Men moet dan ook wel bedenken dat wat hier gemeten werd de component van de magnetisatie in de richting van het magneetveld is, want het behoeft in het geheel niet noodzakelijk te zijn dat magnetisatie en uitwendig veld in richting samen vallen.

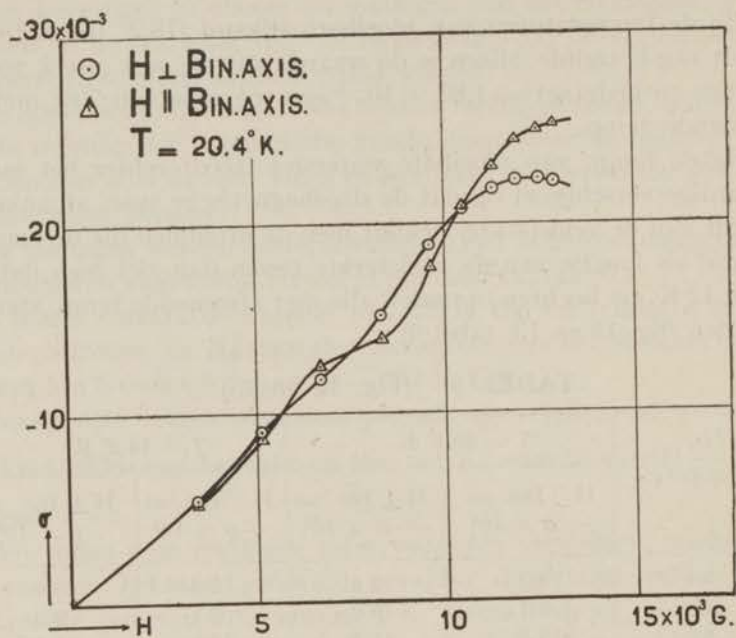


Fig. 12. Magnetisatie van een Bismuth éénkristal.

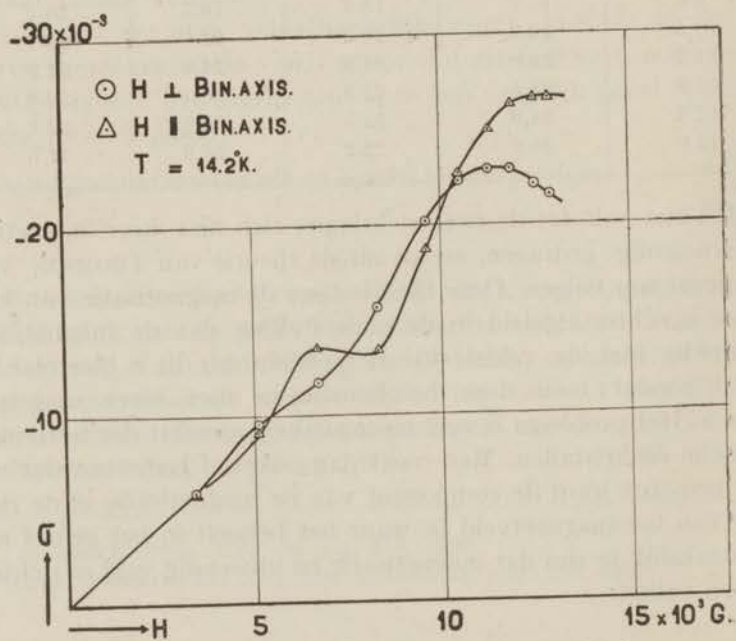


Fig. 13. Magnetisatie van een Bismuth éénkristal.

§ 9 - Resultaten bij middelmatige veldsterkten. ¹⁾ Voor deze metingen werd hetzelfde kristal gebruikt als bij de vorigen, de resultaten stemmen overeen, de tweede bocht welke bij de vorige metingen niet geheel bepaald kon worden, bleek zich tot ongeveer 17 K. Gs uit te strekken. Men ziet dat hierbij zelfs het verschijnsel zich voor doet dat de magnetisatie afneemt bij toenemende veldsterkte!

TABEL 10 (Fig. 14)

$H \times 10^3$ Gs	T = 20.4° K.		T = 14.2° K.	
	H // Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H \perp Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H // Bin. as $-\sigma \times 10^3$	H \perp Bin. as $-\sigma \times 10^3$
2.4	4.0	4.2	4.6	4.8
4.9	8.6	8.5	8.0	9.2
6.2			11.5	10.4
7.4	13.0	12.7	11.9	12.3
8.6			13.7	16.2
9.8	18.8	19.1	18.8	20.0
11.0			22.6	21.4
11.9	23.1	20.6	23.9	20.4
12.8			24.3	19.2
13.7	24.4	21.4	23.9	19.3
15.7	24.6	24.9	22.6	23.6
16.9			23.0	28.0
17.8	26.3	30.7	24.2	30.8
18.8	28.0	32.9	26.6	33.8
19.6			29.4	35.7
20.4	33.5	36.3	32.8	37.6

Bovendien werd bij deze metingen uitvoerig nagegaan hoe het verschijnsel zich verandert bij draaiing van het magneet veld om de as van het kristal. Hierbij komt een periode van 60° te voorschijn, welke met de binaire assen samen hangt. (Zie fig. 15.)

Het geheele verloop is echter ingewikkeld, ook in tusschen gelegen standen treden bij bepaalde veldsterkten maxima en minima in de kromme op (11,9 en 15,7 K. Gs). Ook hier is het steeds weer de component in de richting van het magneetveld welke gemeten is.

¹ W. J. DE HAAS en F. M. VAN ALPHEN Proc. Acad. Amsterdam vol. 33 pag. 1106, 1930. Comm. Leiden 212a.

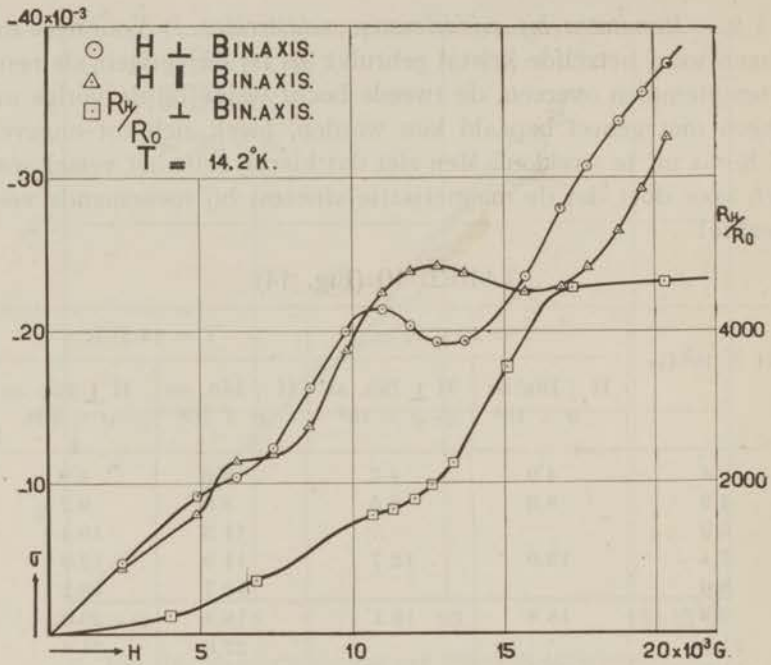


Fig. 14. Magnetisatie en weerstandsverandering.

TABEL II (Fig. 15) — $\sigma \times 10^3$ T = 14.2° K.

	11.9 kGs	13.7 kGs	15.7 kGs	17.4 kGs	18.8 kGs
0°	19.9	20.6	24.0	28.8	32.3
5°	20.2	19.8	23.5	29.7	34.0
10°	20.0	20.7	24.2	28.8	31.9
15°	20.3	21.6	25.2	27.8	29.2
20°	21.7	23.0	24.6	26.2	28.4
25°	22.9	23.6	23.5	24.9	27.0
30°	23.9	23.7	22.4	23.6	26.1
35°	24.0	23.7	22.2	23.3	26.0
40°	23.6	23.5	22.5	23.6	26.1

Tenslotte geven wij ook nog een overzicht van het verloop van de susc. wanneer men deze op de gewone manier definieert, n.l. $\chi = \frac{\sigma}{H}$. Men ziet dat deze sterk tusschen de waarden — 1,4 en

— $2,0 \times 10^{-6}$ schommelt, het lijkt echter alsof voor het geval de binaire as loodrecht op de veldrichting staat, de waarde tot die van de stikstoftemp. ($-1,80$) nadert. (Zie fig. 16).

TABEL 12 (Fig. 16)

$H \times 10^3$ Gs	H // Bin. as — $Z \times 10^6$	H \perp Bin. as — $Z \times 10^6$
4.9	1.59	1.82
6.2	1.88	1.70
7.4	1.57	1.63
8.6	1.55	1.82
9.8	1.87	2.00
11.0	2.04	1.94
11.9	1.95	1.66
12.8	1.84	1.46
13.7	1.71	1.38
15.7	1.41	1.47
16.9	1.34	1.63
17.8	1.34	1.70
18.8	1.39	1.77
19.6	1.49	1.81
20.4	1.58	1.80

§ 10 - *Resultaten bij hoge velden.* ¹⁾ De nieuwe groote electromagneet van het laboratorium bood ons de gelegenheid het onderzoek tot nog hogere velden uit te strekken. De vraag of in dit gebied nog andere bochten in de magnetisatie kromme zouden optreden, deden het ons gewenscht schijnen, de metingen hiertoe uit te breiden. Door het toestel iets te veranderen konden wij een poolafstand van 10,5 mm gebruiken, hierbij bedroeg het veld in het maximum van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ 36,3 K. Gs.

Het te meten kristal moest hierbij nog kleiner zijn en werd cilindervormig gekozen, (1 mm hoog 5 mm diameter). Dit was noodzakelijk omdat bij deze spitse poolschoenen het gebied waar

¹⁾ W. J. DE HAAS en P. M. VAN ALPHEN. Proc. Acad. Amsterdam. Vol. 35 pag. 454 1932. Comm. Leiden 220d.

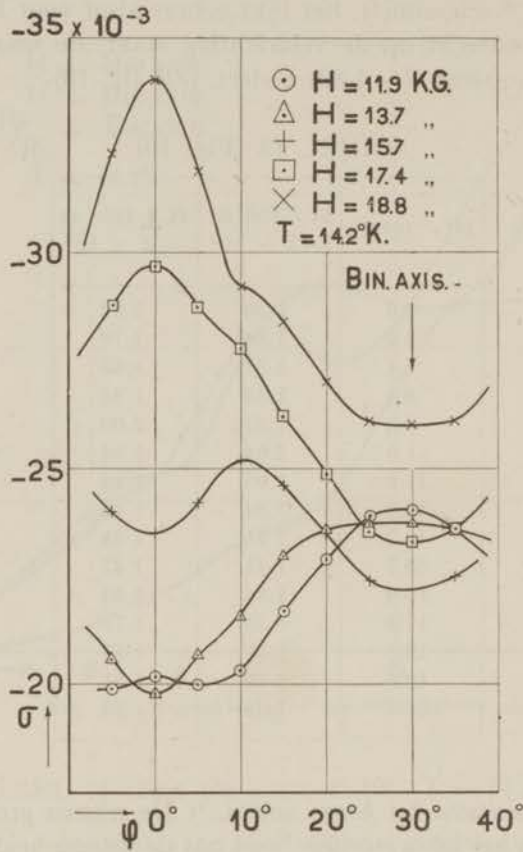


Fig. 15. Magnetisatie bij verschillende orientatie.

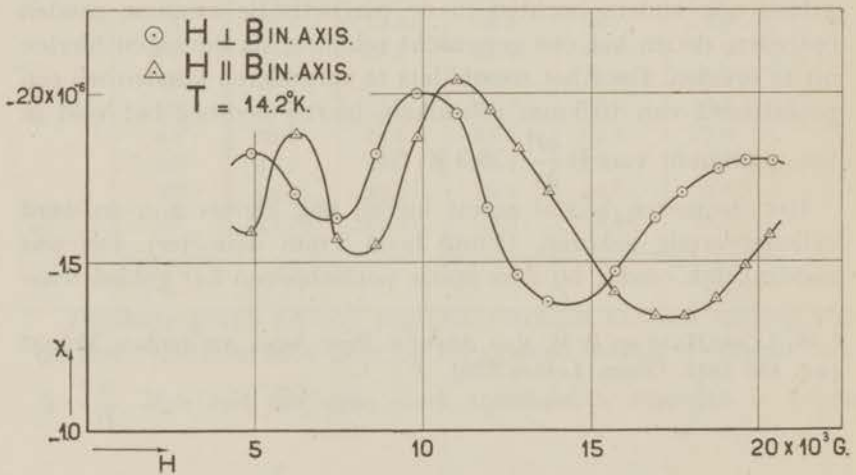


Fig. 16. Susc. bij verschillende veldsterkten.

$H \frac{\partial H}{\partial x}$ constant blijft, zeer klein is. Dit levert ook moeilijkheden op bij het bepalen van de topografie van het magneetveld, omdat het oppervlak van het calibratie spoeltje dan een veel te groot gebied omsluit, zoodat de gemiddelde veldsterkte niet meer de H van het midden is.

Hierdoor en door de geringere hoeveelheid stof is de absolute waarde van deze metingen niet zoo betrouwbaar als in de vorige gevallen hetgeen ook blijkt uit de kleinere waarde voor de susc. bij kamertemp. De gevonden waarden zullen dus allen ongeveer 6% te klein zijn. (Zie ook de metingen langs de hoofdas). Men moet echter bedenken dat ons toestel voor de kleinste magneet geconstrueerd was, zoodat het werken met een magneet van 3 meter hoogte dan wel eenige moeilijkheden met zich bracht. Het geheel moet dan ook meer opgevat worden als een voorloopige oriëntatie.

Als resultaat voor de susc. bij kamertemp. vinden wij $Z = -1,40 \times 10^{-6}$.

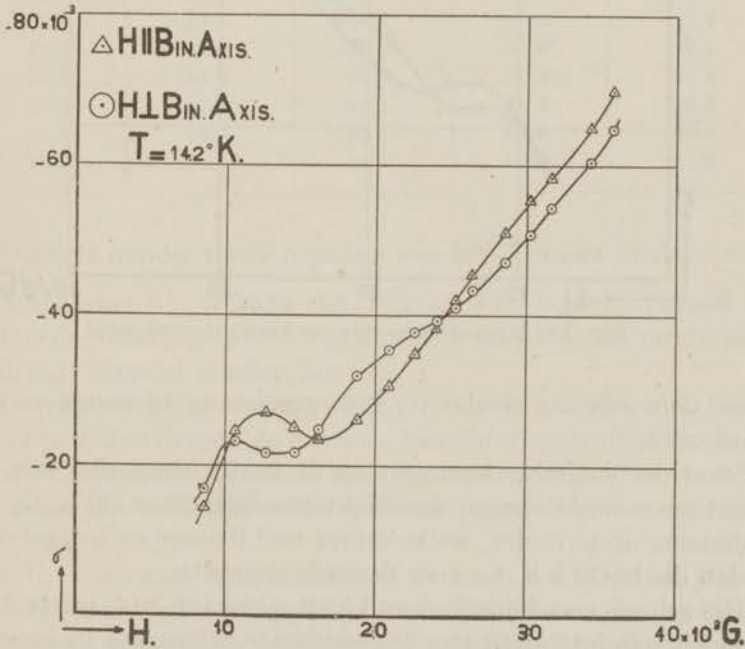


Fig. 17. Magnetisatie van een Bismuth éénkristal.

Voor de temp. van vloeibare waterstof vinden wij ook bij dit kristal de bocht in de magnetisatie kromme bij 15 K. Gs (de bocht bij 7 K. Gs kon niet bepaald worden omdat de laagste stroomsterkte door de magneet reeds een veld van 8,5 K. Gs geeft). Bij de hogere veldsterkten loopt, voor het geval de binaire as in de veldrichting staat, de magnetisatie regelmatig op zonder duidelijke bochten te vertoonen. Toch gaat de rechte door deze punten niet

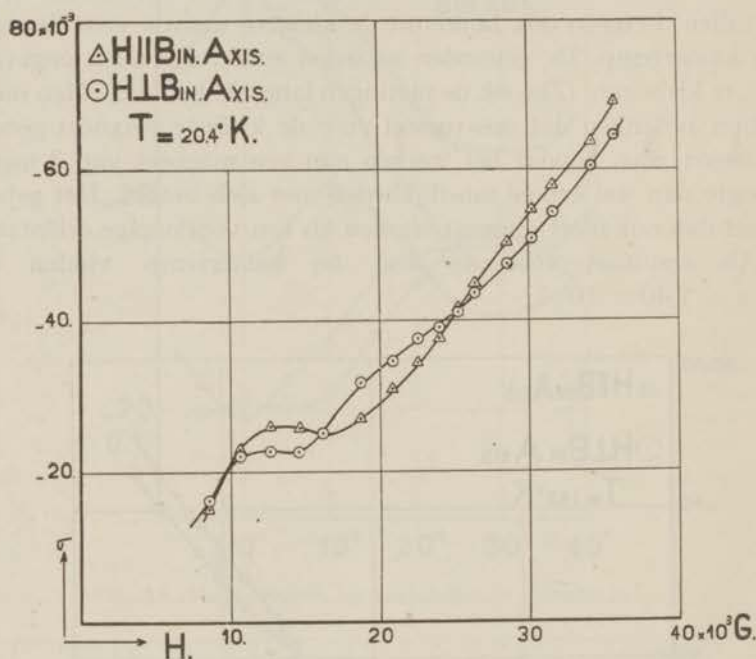


Fig. 18. Magnetisatie van een Bismuth éénkristal.

door de oorsprong zoodat de susc. regelmatig toeneemt en niet constant is.

Staat de binaire as loodrecht op de veldrichting, dan valt een bisectrice er mede samen, dan blijkt tusschen 20 en 30 K. Gs een kromming op te treden, welke echter veel flauwer en langgereker is dan die bij 12,5 K. Gs voor dezelfde oriëntatie.

Het geheele verschijnsel neemt bij afkoeling van 20.4° tot 14.2° K. duidelijk aan intensiteit toe, de gemiddelde helling van de kromme blijft daarentegen volkomen gelijk, zoodat het dia-magnetisme in

dit temp. gebied niet verandert hetgeen ook in het algemeen bij andere stoffen niet het geval is.

Ook de ligging van de bochten verandert niet met de temp., alleen het „para-magnetische” stuk wordt steiler.

TABEL 13 — $\sigma \times 10^3$ (Fig. 17 en 18)

$H \times 10^3$ Gs	T = 20.4° K.		T = 14.2° K.	
	H // Bin. as	H \perp Bin. as	H // Bin. as	H \perp Bin. as
8.9	15.0	16.1	14.4	16.8
11.2	22.9	22.0	24.5	23.2
13.1	25.9	22.6	26.9	21.6
15.1	25.5	22.5	24.9	21.6
16.7	24.8	25.0	23.4	24.8
19.5	26.8	31.7	26.0	31.9
21.4	30.8	34.5	30.5	35.3
23.1	34.3	37.5	34.7	37.7
24.5	37.5	38.9	38.2	39.2
25.8	41.7	41.1	42.0	41.1
26.9	44.8	43.7	45.4	43.4
28.9	50.3	47.5	51.0	47.1
30.6	54.6	50.9	55.3	50.8
32.2	57.9	54.3	58.4	54.2
34.8	63.7	60.6	65.0	60.4
36.3	69.1	64.5	69.9	64.9

Door de minder juiste bepaling van $H \frac{\partial H}{\partial x}$ zullen al deze waarden ongeveer 6% te klein zijn, relatief is de nauwkeurigheid veel beter, de onderlinge afwijkingen van de verschillende meetreeksen bedraagt meestal minder dan 1%.

De geheele reeks waarnemingen was ook verricht met behulp van een glazen drager, de correctie hiervan werd temp. afhankelijk, daarom werd alles herhaald met een kwartsdrager, de vorm van de krommen stemmen echter volkomen onderling overeen.

§ 11 — *Bismuth éénkristallen, bij de temp. van vloeibaar Helium.*
Om het onderzoek over de veldafhankelijkheid van het dia-magnetisme van de bismuth éénkristallen vollediger te maken, was het noodzakelijk het gedrag tot zoo laag mogelijke temperaturen te

onderzoeken. Hiertoe werd het echter noodig om een geheel nieuw toestel te construeeren aangezien het bestaande alleen geschikt was voor metingen tot $14,2^{\circ}$ K. en hooger doch niet voor metingen in vloeibaar helium. De noodzakelijke veranderingen waren van zoodanigen aard dat ze zeer moeilijk aan het oude toestel aangebracht konden worden.

In principe is het nieuwe apparaat geheel gelijk aan het op pag. 14 beschreven toestel, doch de constructie is zoo eenvoudig mogelijk gehouden opdat het geheel makkelijk van de helium liquifactor naar de magneet getransporteerd kon worden. Bovendien moest het centreeren en het vrij maken van het kristal niet te veel tijd kosten, en daarom werden alle afmetingen in het inwendige van de cryostaat nogal ruim gekozen. Zoo werd vermeden dat bij een kleine verplaatsing van de vacuümglasten tenopzichte van de verdere deelen van het toestel (door de druk vermindering binnen in tijdens het reduceeren) er geen gevaar zou bestaan dat het kristal tegen de glaswand zou gaan aanloopen. Toch kan men de binnenkant van het vacuümglas niet al te ruim maken daar anders de poolafstand van de magneet te groot en dus de veldsterkte welke men bereiken kan te gering wordt. Bovendien moet het helium glas omgeven worden door een tweede vacuümglas met vloeibare waterstof.

Tenslotte waren de afmetingen zoodanig, dat met de OERLIKON-magneet nog een veldsterkte van 21,6 kg bereikt kon worden. De twee voornaamste bochten vielen dan nog in het onderzoekingsgebied.

Om geheel zeker te zijn dat de temperatuur niet gestoord zou worden door instraling, werd besloten om in de vloeistof te meten. Hieraan zijn echter de volgende nadeelen verbonden:

1° Door het koken van de vloeistof treden er dampbellen op, welke de krachtbepaling storend kunnen beïnvloeden. In het geval van vloeibaar helium zijn deze bellen zeer fijn, de vloeistof kookt bovendien zeer regelmatig, zoodat er geen stooten van dampbellen waargenomen werden. Bij vloeibare waterstof merkt men dit echter zeer sterk, zoodat daar de oudere metingen in de gasruimte de voorkeur verdienen.

2° Door het verdampen van de vloeistof verandert de opwaartsche druk. Bij helium is, door de geringe dichtheid, de invloed

gering. Bovendien werd om de vier punten het nulpunt telkens opnieuw bepaald, dit kostte echter vrij veel tijd omdat het magneet veld dan uitgeschakeld moest worden. Het bleek dat het nulpunt regelmatig met den tijd verliep, zoodat voor de tusschengelegen metingen met voldoende zekerheid geïnterpoleerd kon worden.

3° De susc. van vloeibaar helium is niet bekend en is bovendien niet meer verwaarloosbaar zooals bij de metingen in een gasomgeving.

Wij hebben uit de bekende dichtheid en de susc. van heliumgas bij kamer temp. deze correctie berekend, aannemende dat de susc. niet met de temp. verandert.

In ieder geval is de correctie klein en zal wel niet veldafhankelijk worden.

Evenals bij onze vorige metingen bestond de drager van het kristal uit een kwartsstaaf met aan het ondereinde een ivoren stokje waaraan het kristal met behulp van een paar gouddraadjes van 0,05 mm gebonden was.

De correctie voor deze drager werd voor de waterstof temperaturen bepaald, voor de heliumtemp. scheen het ons, gezien het groot aantal andere problemen bij deze temp. niet toelaatbaar hiervoor een speciale meting in vloeibaar helium te verrichten. Het was ons uit andere para-magnetische onderzoekingen bekend dat de correctie voor een kwartsdrager niet veel verandert bij overgang van 14,2° naar 4,2° K. We besloten dus uit de waarde van de correctie bij de waterstof temp. die voor de helium temp. te extrapoleren. Daarbij komt dat de correctie bij lage temp. steeds kleiner wordt, zoodat de onnauwkeurigheid dezer waarde slechts hoogstens een fout van 2% in de einduitkomst kan opleveren.

R e s u l t a t e n. De metingen in vloeibare waterstof, welke door de kookstooten niet zoo nauwkeurig als de vorigen zijn, stemmen volkomen met de oudere waarnemingen overeen, de bochten in de krommen treden weer bij dezelfde veldsterkten op.

Daar voor deze metingen een nieuw kristal gemaakt is, hebben wij dus nu het veldafhankelijk worden van de susc. bij drie verschillende kristallen, steeds weer kunnen reproduceeren.

TABEL 14 (Fig. 19) Bismuth kristal in Helium
 — $\sigma \times 10^3$

$H \times 10^3$ Gs	T = 4.22° K.		T = 1.86° K.	
	H \perp Bin. as	H // Bin. as	H \perp Bin. as	H // Bin. as
1.9	2.3	2.7		
2.9	4.1	4.7		
3.8	6.3	6.4	7.5	4.4
4.8	6.4	10.2	6.5	7.8
6.0	11.4	9.4	11.4	11.2
7.2	8.6	12.9	7.9	11.3
8.4	12.7	9.2	12.6	8.0
9.5	16.5	15.2	15.7	14.4
10.7	21.7	21.3	21.3	19.8
11.8	23.1	25.0	22.6	23.4
12.6	20.7	27.4	19.3	25.1
13.2	17.3	26.6	16.3	24.0
13.8 ^b	16.3	25.0	14.4	23.2
14.5	16.6	23.4	14.9	21.2
15.0	17.5	22.1	16.6	19.7
15.5	19.1	20.8	18.5	18.7
16.1	21.9	19.1	21.2	17.2
16.6	24.2	18.8	23.5	17.2
17.5	27.3	19.6	27.0	18.4
18.6	30.4	22.0	30.3	21.7
19.3	33.2	23.7	32.6	23.6
20.4	35.8	26.4	34.6	26.0
21.1	37.6	28.3	36.3	28.2
21.6	38.8	29.7	37.6	30.0

Nadat het nieuwe toestel een groot aantal malen met vloeibare waterstof geprobeerd was werd overgegaan tot de heliummetingen. Daar alles zeer vlot verliep¹, was een enkele vulling met vloeibaar helium voldoende om ons geheele programma af te werken. Deze heliumvulling hield het uit van 's morgens 10½ uur tot des namiddags 6 uur.

Gemeten werd bij twee verschillende temperaturen, n.l. 4,22° en 1,86° K. de resultaten vindt men in fig. 19 en tabel 14.

¹ Dit was vooral te danken aan de zorgvuldige voorbereidingen welke door mijn vriend O. GUINAU voor deze metingen verricht waren.

Zoals men ziet is het geheele verschijnsel nog veel duidelijker geworden, de bochten in de magnetisatie kromme zijn veel dieper en daardoor ook scherper geworden, zij liggen echter bij precies dezelfde veldsterkten als bij $20,4^\circ$ en $14,2^\circ$. Ook de bocht bij 7 K. Gauss treedt nu zeer duidelijk te voorschijn.

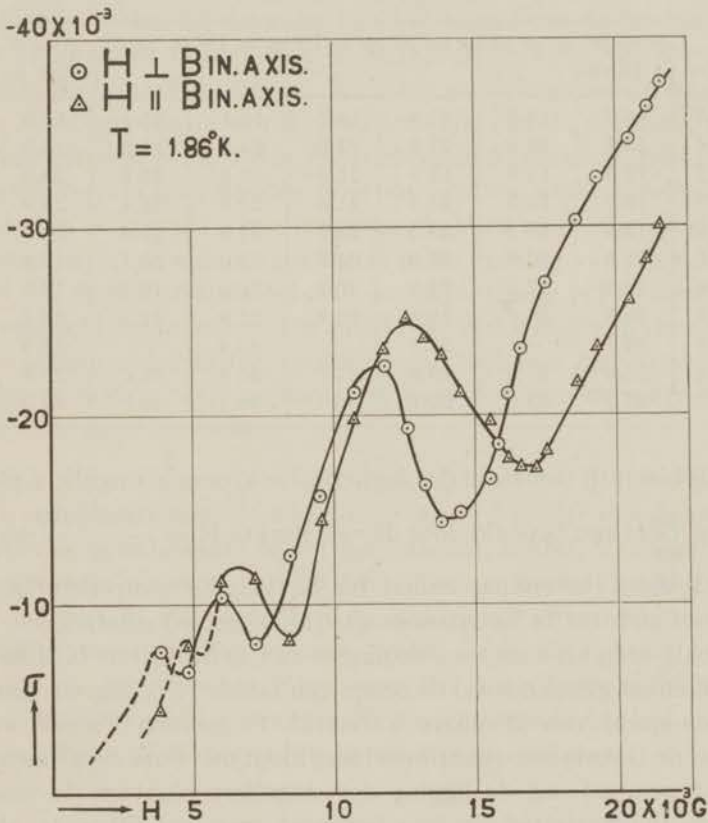


Fig. 19. Magnetisatie bij $1.86^\circ K.$

Moelijker is het, om uit deze metingen te concluderen of er beneden 7 K. Gauss nog bochten optreden; de krachten worden in dit gebied zeer gering en het schijnt dat de bochten nog nauwer worden, zoodat ze, daar de meting in een inhomogeen veld geschiedt, niet nauwkeurig bepaald kunnen worden.

Door R. PEIERLS is een theorie over het dia-magnetisme van

geleidingsselectronen opgesteld¹. Hierin wordt ook het anomale gedrag van BISMUTH besproken. De resultaten tot welke hij komt laten zich als volgt samenvatten:

TABEL 15 (Fig. 20) Draaiing van het kristal om de hoofdas
— $\sigma \times 10^3$

H K Gs	$\varphi = 30^\circ$ ⊥ Bin. as	$\varphi = 25^\circ$	$\varphi = 20^\circ$	$\varphi = 15^\circ$	$\varphi = 10^\circ$	$\varphi = 5^\circ$	$\varphi = 0^\circ$ Bin. as
9.5	16.7	18.2	17.6	15.2	15.1	15.4	15.9
11.8	23.1	20.3	21.7	22.8	24.0	24.8	25.0
13.2	17.3	19.6	19.9	21.9	23.5	25.1	25.9
14.5	16.7	18.7	21.1	21.6	22.9	24.4	25.8
15.5	19.5	20.2	23.3	23.1	22.9	21.6	20.9
16.1	21.9	22.0	23.9	24.1	22.6	20.1	19.4
16.6	24.3	24.2	24.9	25.2	22.4	19.9	19.3
18.6	30.8	30.1	28.4	26.3	22.8	22.4	22.4
19.3	32.1	—	28.1	—	23.8	—	23.9
20.4	35.4	33.9	29.8	27.0	26.8	27.0	26.9
21.6	37.7	33.9	29.7	30.1	30.1	30.2	30.3

„Bij bismuth treden in de magnetisatie kromme singuliere plaatsen op, deze zijn bepaald door de veldsterkte $H = \frac{\text{constante}}{m}$ waarin $m = 1, 2, 3$, Bovendien zullen bij de laagste temperaturen de bochten zich tot in het para-magnetische gebied uitstrekken.”

Zooals men uit onze waarnemingen ziet, is dit laatste bij $1,86^\circ \text{K}$. nog niet het geval hoewel de temp. een factor $11 \times$ lager is dan bij het kookpunt van vloeibare waterstof. PEIERLS zelf merkt reeds op, dat de theorie ook quantitatief niet klopt met onze experimenten; rekt men n.l. uit de ligging der singuliere plaatsen de waarde van de magnetisatie uit, zoo berekent men een $70 \times$ te kleine waarde. De ligging van de bochten voldoet echter zeer goed aan

$$H = \frac{\text{const}}{1} \text{ en } \frac{\text{const}}{2}$$

Hieruit zou men voor het geval de binaire as ⊥ op het magneetveld staat, een derde bocht bij 4,5 K. Gauss verwachten, hiervan kan men bij beide temperaturen een aanduiding vinden, voor

¹ R. PEIERLS, Z. f. Phys. Bd. 80 pag. 763, 1933. Bd. 81. pag. 186, 1933.

het geval deze as // aan H is, moet deze bocht bij ongeveer 5,5 K. Gauss liggen. Bij 4,2° K. liggen de twee punten niet op een vloeiende kromme bij 1,8° K. echter wel, om echter deze kleine bochten met zekerheid te kunne waarnemen is een gevoeliger methode, maar zijn bovendien kleinere kristallen noodzakelijk.

Tenslotte geven we nog het verloop van de magnetisatie in verschillende velden bij draaiing van het kristal om de hoofdas. Het ziet er naar uit alsof bij de hoogste veldsterkten, dus boven de laatste bocht, de richting van de binaire as, zich normaal gaat gedragen, de magnetisatie wordt onafhankelijk van de draaiing, zooals bij kamertemp. het geval is. De bochten in de magnetisatiekromme zouden veroorzaakt worden door de richting welke hiermede een hoek van 30° maakt. Onze metingen hebben steeds betrekking op de component van de magnetisatie in de richting van het magneet veld, bij deze kristallen behoeft de magnetisatie echter niet langs de veldrichting te vallen. Dit maakt de verklaring van deze oriëntatie kromme zeer lastig, vooral omdat men met zes verschillende assen te maken heeft en men niet weet hoe men de magnetisatie hier over moet verdeelen.

In fig. 20 ziet men de afbeelding van een model van de magnetisatie bij verschillende oriëntatie van het kristal. Verticaal is de magnetisatie uitgezet, van vóór naar achter neemt de veldsterkte van 9,5 tot 21,6 kg toe. Aan de linkerkant kijkt men tegen de richting van de bissectrice aan, rechts tegen de richting van de binaire as. Hiertusschen liggen dus 30°. Uit de figuur blijkt nog beter dan uit tabel 15, (waarna dit model gemaakt is), hoe de magnetisatie van de ééne richting in de andere overgaat.

§ 12 - *De susceptibiliteit langs de hoofdas.* Door het kubusvormige kristal 90° te draaien konden wij bij lage veldsterkten ook de susc. langs de hoofdas bepalen. De magnetisatie gaat bij alle temperaturen lineair met het veld omhoog, de susc. is dus onafhankelijk van de veldsterkte neemt echter met dalende temp. ongeveer 20% toe.

Ook bij de onderzoeken in de groote magneet waren wij in staat de susc. langs de hoofdas te meten; hiertoe werd een nieuw

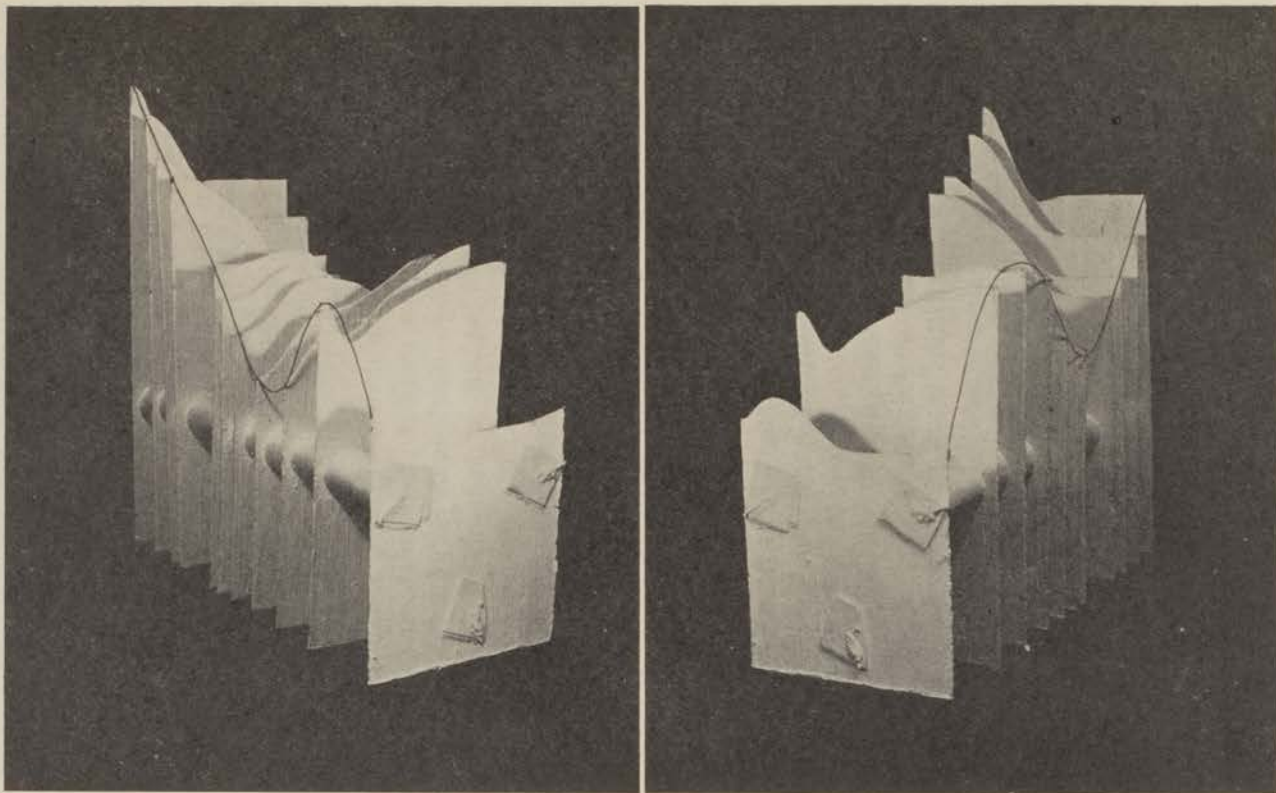


Fig. 20. Model van de magnetisatie bij verschillende oriëntatie van het kristal.

kristal gemaakt waarbij de hoofdas evenwijdig aan het grondvlak van de cylinder gegroeid was.

Tot 36,3 K. Gs. komen geen bochten in de magnetisatie kromme voor, zoodat het bismuth éénkristal zich langs de hoofdas bij alle temperaturen volkomen regelmatig gedraagt.

TABEL 16 $\chi //$ Hoofdas

289° K.	$-1.04^5 \times 10^{-6}$
20.4°	-1.20 „
14.2°	-1.20 „

Door de reeds vermeldde oorzaak waren de bij de hoge veldsterkten gevonden waarden allen ongeveer 6% lager (resp. 0,98 1,14 en $1,14 \times 10^{-6}$).

Uit de metingen van FOCKE¹ volgt voor de waarde bij 16° C $1,048 \times 10^{-6}$ terwijl Mc. LENNAN 1,16 opgeeft². Uit een oudere onderzoeking van NUSBAUM³ volgt -1,13, waarschijnlijk is dit echter geen goed éénkristal geweest daar de waarde voor $\chi //$ de binaire as (-1,32) veel te klein is om zelfs het gemiddelde voor veelkristallig materiaal te geven.

Tenslotte willen we nog wijzen op een onderzoek over de invloed van verontreinigingen op de magnetische anisotropie van bismuth éénkristallen⁴.

§ 13 - *Antimoon éénkristal*. Het scheen ons zeer gewenscht, nategaan of bij andere metalen dergelijke verschijnselen optreden als bij bismuth, met andere woorden, of het veldafhankelijk worden van de dia-magnetische susc. een algemeen verschijnsel is, of alleen bij bismuth een merkbare grootte heeft.

Hiertoe onderzochten wij antimoon en grafiet, beiden zijn zeer sterk dia-magnetisch en hebben sterk verschillende susc. in de verschillende kristalrichtingen, bovendien heeft het eerste het zelfde tralie als bismuth.

¹ A. B. FOCKE, Phys. Rev. 36, pag. 316, 1930.

² J. C. Mc. LENNAN, Tr. Roy. Soc. Canada, 23 pag. 159, 1929.

³ C. NUSBAUM, Phys. Rev. 29, pag. 174, 1927.

⁴ A. GOETZ en A. B. FOCKE, Phys. Rev. 38, pag. 1569, 1931.

De moeilijkheid is echter het vervaardigen van zuivere éénkristallen. Antimoon kristalliseert gemakkelijk, doch het smeltpunt is vrij hoog zoodat de methode van KAPITZA-SCHUBNIKOW niet bruikbaar is, het metaal moet in vacuüm gesmolten worden omdat het anders veel te sterk oxydeert en het afsluiten met parafine niet gaat. De moeilijkheden om het metaal in vacuüm tot 700° te verwarmen en bovendien een regelbare temperatuur gradient aan te brengen zijn nog niet geheel en al overwonnen doch het probleem is in het laboratorium in behandeling.

Voorloopend op dit onderzoek hebben wij een stukje éénkristallig antimoon uit een groot, langzaam afgekoeld stuk gesneden en dit onderzocht. Het resultaat was dat geen bochten in de magnetisatie waargenomen werden, zoodat bij antimoon de veldafhankelijkheid eerst wellicht bij heliumtemperaturen merkbaar zal worden.

Toch mag dit onderzoek niet als definitief beschouwd worden, omdat het kristal wel niet bijzonder goed was en zeker niet die zuiverheid van de bismuth-kristallen bezeten heeft. Door het afslijten was er zelfs wat ijzer verontreiniging ingekomen, waardoor de susc. met de veldsterkte iets toe nam. Dit geschiedde echter regelmatig en een sterke verandering zooals bij bismuth zou duidelijk bemerkbaar geweest zijn. Zie voor het resultaat tabel 6 en 7 pag. . . .

§ 14 - *Grafiet. Kristal.* Ook bij deze stof is de moeilijkheid om goede zuivere éénkristallen te verkrijgen zeer groot. De methode van GOETZ FOCKE en FAESLER¹ om door fijn grafietslib in een magneetveld te laten bezinken, verzamelingen van deeltjes met gelijk gerichtte hoofdassen te verkrijgen, heeft voor ons doel geen waarde omdat dan de binaire assen nog niet evenwijdig georiënteerd zijn.

Uit Ceylon verkrijgt men stukken grafiet waaruit men na eenige oefening wel een betrekkelijk goed gekristalliseerd stuk uit kan snijden. Een dergelijk, door ons geprepareerd en gemeten stuk bevatte echter zooveel verontreinigingen, dat het bij lage temp. para-magnetisch werd. Door de groote kracht werd de drager tegen

¹ A. GOETZ, A. FOCKE en A. FAESLER, Phys. Rev. Vol. 39, pag. 168, 1932.

de wand getrokken zoodat een nauwkeurige meting niet mogelijk was. Wij vonden voor de susc. bij 16°C langs de hoofdas $Z = -8,7 \times 10^{-6}$! de andere richting was niet magnetisch, waarschijnlijk door de verontreinigingen.

Nadat het ons ook met verschillende andere stukjes niet gelukt was bij lage temp. goede resultaten te verkrijgen, besloten we de metingen nog eens te herhalen met door de firma HAËN geleverd gezuiverd grafiet. Weliswaar was dit poedervormig doch indien een van de kristal richtingen een kromming in de magnetisatie vertoont bestaat de mogelijkheid dat men ook bij het poeder hier iets van merkt; zeker is dit niet, daar de effecten in verschillende richtingen elkaar kunnen opheffen.

Wij hebben tot 18 K. Gs. geen bochten in de magnetisatie kromme van grafiet bij lage temp waargenomen, vermeld dient te worden dat ook dit preparaat een kleine ijzerverontreiniging bevatte. In de tabel 6 en 7 pag. 32 is hier voor een correctie aangebracht.

behulp van het compensatie-apparaat van DIESELHORST op de in Leiden gebruikelijke manier.

Hiertoe wordt het potentiaal verschil aan de uiteinden der weerstand vergeleken met het potentiaal verschil, dat door dezelfde meetstroom op de uiteinden van een standaard weerstand van dezelfde orde van grootte komt te staan.

De meetmethode is zeer eenvoudig en snel, kan bovendien gemakkelijk tot 0,01% nauwkeurig uitgevoerd worden. Weliswaar was deze nauwkeurigheid voor de metingen van de weerstandsverandering niet noodzakelijk, daar de magneetvelden slechts op 0,1% gemeten konden worden.

De weerstanden werden meestal bifilair op een dun micaplaatje gewonden, dit plaatje was zoo breed dat het door telkens 90° om zijn lange as te draaien, de krachtlijnen van de magneet afwisselend loodrecht en langs het vlak van het mica plaatje verliepen. Men kan dus op deze manier zoowel het transversale als het longitudinale effect onderzoeken. Wel vallen in dit laatste geval de richting van stroom en magneetveld, door de spoed van de wikkelingen van het weerstandje, niet geheel en al samen, doch deze hoek van afwijking is zeer gering, bovendien heeft men nu het voordeel dat de weerstandsdraad vrij lang kan zijn, zoodat de verandering nauwkeurig te meten is.

Een vijftal van deze weerstanden werden op een glazen staaf gebonden, welke door middel van een pakkingbus in de cryostaat op en neer bewogen kon worden. Op deze manier kon men de verschillende weerstanden welke direct in de afkoelende vloeistof gedompeld waren, in het centrale, homogene deel van het magneetveld brengen en rond hun as draaien. De draaiing kon aan de kop van de cryostaat op een verdeelde cirkel op 1° nauwkeurig afgelezen worden.

De standen voor longitudinaal en transversaal effect werden voor het afsluiten van de cryostaat met het vacuumglas bepaald. Door het afkoelen gebeurde het wel eens dat de glazen staaf iets tordeerde, daarom werd steeds nadat de cryostaat met vloeibare gassen gevuld was deze stand opnieuw bepaald. Draait men de weerstand in een constant magneetveld, dan is de stand van de maximale weerstandsverandering (dus bij constante temp. en veld maximale weerstand) altijd de transversale stand.

Op de instelling voor de hoogte had de inkrimping van de staaf geen storende invloed omdat het homogene deel van het veld vrij veel grooter dan de hoogte van de weerstanden was.

Aan de weerstanden waren met behulp van een lasmachine vier platina draden gelascht om de weerstanden niet met soldeer te verontreinigen. Aan deze platina draden worden dan zeer lange dunne koperdraden gesoldeerd welke door de kop van de cryostaat naar buiten gevoerd worden.

Waar de weerstand bij lage temp. in het magneetveld soms vier maal zoo groot wordt, begrijpt men dat het noodzakelijk is de magneetstroom zeer goed constant te houden. Gelukkig konden wij de beschikking krijgen over de groote accu batterijen van de groote SH magneet van dit laboratorium, deze stroom bron was natuurlijk veel constanter, dan de voor deze WEISS-magneet gebruikte motor generator. Een deel der metingen werd ook in de groote magneet uitgevoerd.

Daar men bij deze onderzoekingen met drie variabelen te doen heeft, nl. temp., magneetveld en oriëntatie, werd meestal wegens het tijdroovende, maar bij een beperkt aantal temp. gemeten, en wel bij het kookpunt en smeltpunt van waterstof, het kookpunt en smeltpunt van stikstof, en bovendien bij kamertemp.

Tenslotte konden wij uit de waarde van R/R_0 nagaan, in hoeverre onze materialen bij de bewerking tot draden zuiver gebleven waren. Immers hoe kleiner de R/R_0 bij de waterstof temp. is, des te zuiverder is het metaal. Deze controle is wel zeer gewenscht, omdat het verwerken van zeer zuivere metalen tot draden zonder verontreinigingen er in te brengen, nog een zeer moeilijk vraagstuk is dat in de toekomst zeker overwonnen zal moeten worden. Ieder metaal is daarbij echter weer een probleem op zich zelf.

§ 3 - *Legeeringen.* a - *Koper-Zink.* Zooals reeds bij de magnetische onderzoekingen vermeld werd, heeft een legering van 30% koper en 70% zink een abnormaal hoog dia-magnetisme. Dit bracht ons ertoe om te onderzoeken hoe nu de weerstandsverandering was, en deze te vergelijken met die van de zuivere metalen zooals wij dat ook met de susc gedaan hebben.

Beziet men het resultaat der metingen dan treden de volgende feiten op den voorgrond: De weerstandsverandering van de koper

zink legering is bij kamertemp. een factor $10 \times$ grooter, dan die van zuiver zink, hetwelk zelf reeds een groote weerstandsverandering vertoont; die van koper was met onze meetnauwkeurigheid niet aan te toonen. Men ziet dus dat bij kamertemp. het koper-zink veel sterker verandert dan de zuivere metalen waaruit het is samengesteld, bedenkt men dan bovendien dat ook het diamagnetisme veel sterker is dan dat van de componenten, dan blijkt wel, dat deze legering een nieuw voorbeeld is van het samengaan van een hoog dia-magnetisme en groote weerstandsverandering, een verschijnsel waar reeds in 1914 de aandacht op gevestigd werd ¹.

Beziet men echter het resultaat bij lage temp. dan blijkt dat door het afkoelen de weerstandsverandering van het koper en het zink sterk gaan toenemen, terwijl die van de legering beneden $77,2^\circ$ niet meer verandert. Het gevolg is dan ook dat bij de waterstoftemp. het zink een twee maal zoo groote waarde van $\Delta R/R_{00}$ heeft als het koper-zink.

Dit is niet geheel en al onbegrijpelijk: immers de legering bestaat niet uit een eenvoudige stof, uit het smeltdiagram ziet men reeds dat men met een zeer heterogeen geheel te doen heeft. Bij lage temp. gaan de onzuiverheden, door dat de storingen van de warmtebeweging geringer worden, in verhouding een veel grooter rol spelen. Het duidelijkst bemerkt men dit in de waarde van R/R_0 bij de verschillende temp. Wil men dus een vergelijk maken tusschen een zuiver metaal en een legering dan zal dit het best geschieden bij hooge temp. omdat dan de temp. storingen, die van de onzuiverheden verre overtreffen.

Dit verklaart ook het verloop van de weerstandsverandering met de temp. Beneden een bepaalde temp. heeft afkoeling geen invloed meer, de storingen door de onregelmatigheden in het rooster krijgen de overhand op die van de warmtebeweging en veranderen niet met afnemende temp.; de weerstandsverandering blijft constant.

Tabel 17 geeft de weerstandsverandering in een veld van 23,6 K. Gauss.

$\Delta R = \Delta R_{HT}$ = de weerstandsverandering in een veld H bij de temp. T.

¹ W. J. DE HAAS, Proc. Acad. Amsterdam. Bd. 16, pag. 1110, 1914.

R_{00} = de weerstand bij 0° C.

$R_{0T} = R_{H0T}$ = de weerstand bij de temp. T in een veld $H = 0$.

TABEL 17

Temp.	$\Delta R/R_{00}$			$\Delta R/R_{0T}$			R_{0T}/R_{00}		
	Cu	Zn	Cu-Zn	Cu	Zn	Cu-Zn	Cu	Zn	Cu-Zn
290° K	0.000	0.00036	0.0039	0.000	0.00036	0.039	—	—	—
77.2°	0.0017	0.0036	0.011	0.009	0.018	0.022	0.0148	0.202	0.449
70.4°	0.0017	0.0043	0.011	0.014	0.024	0.027	0.122	0.175	0.433
63.8°	0.0017	0.0053	0.011	0.021	0.036	0.025	0.094	0.143	0.411
20.4°	0.0041	0.0172	0.011	0.192	1.377	0.042	0.020	0.012	0.298
17.3°	0.0041	0.0191	0.011	0.198	2.050	0.047	0.020	0.009	0.282
14.2°	0.0041	0.0218	0.011	0.191	3.103	0.051	0.020	0.007	0.280

b - Legeeringen van Kwik en Cadmium.

Om na te gaan wat de invloed van verontreinigingen op de weerstandsverandering was, onderzochten wij behalve de zuivere componenten, een legering bestaande uit cadmium waaraan ongeveer 1% kwik was toegevoegd en een legering van cadmium met 30 atoom % kwik.

TABEL 18

Cadmium			Cadmium met 1% Hg			Cadmium met 30 at. % Hg			Temp.
R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	
—	0.0022	0.0020	—	0.0023	0.0022	—	—	—	290° K.
0.2513	0.00954	0.0379	0.4298	0.0056	0.0132	0.406	0.003	0.005	77.2°
0.1912	0.01027	0.0533	0.3844	0.0064	0.0165	0.363	0.003	0.008	63.8°
0.02297	0.02672	1.163	0.2627	0.0144	0.0549	0.232	0.003	0.018	20.4°
0.00811	0.03345	4.132	0.2459	0.0157	0.0638	0.215	0.003	0.019	14.2°

Het kwik lost tot deze concentratie in het cadmium tralie op, de 30% legering was door langdurig temperen zeer homogeen gemaakt¹, met de 1% was hieraan geen bijzondere zorg besteed. Men ziet dat de invloed van de toevoeging van 1% kwik bij kamertemp. nog practisch nul is doch bij de lagerere temp. blijkt door deze verontreiniging de weerstandsverandering nog maar de

¹ Wij danken deze weerstanden aan den heer J. DE BOER.

halve waarde van $\Delta R/R_{00}$ te bereiken van die van het zuivere materiaal. De waarde van $\Delta R/R_{0T}$ varieert nog sterker.

Maakt men de storing veel sterker, door tot 30 at. % kwik toe te voegen, dan is de weerstandsverandering nog geringer en beneden $77,3^\circ$ niet meer afhankelijk van de temp. De onregelmatigheid door de temp. in het rooster veroorzaakt, is klein tegenover die van het kwik.

De constantheid van de waarde $\Delta R/R_{00}$ met de temp. doet de vraag rijzen of deze grootheid wellicht een fundamenteeler waarde bezit dan de grootheid $\Delta R/R_{0T}$.

c - Wij onderzochten eveneens een legering bestaande uit 50 at. % kwik en 50 at. % cadmium, welke in het kwik tralie uit kristalliseert. Men ziet dat de toevoeging van het cadmium aan het kwik de waarde van de $\Delta R/R_{00}$ vermeerderd heeft, (zuiver kwik heeft maar een geringe weerstandsverandering) maar daarvoor is danook de helft van de legering cadmium. Het zou interessant zijn om na te gaan wat geringe hoeveelheden cadmium voor invloed op de weerstandsverandering van het kwik hadden.

TABEL 19

Temp.	Kwik			50 % Hg 50 % Cd		
	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
77.2° K.	0.06626	—	—	0.305	—	—
63.8°	0.05317	—	—	0.290	—	—
20.4°	0.01465	0.000109	0.0074	0.253	0.0018	0.0007
14.2°	0.00817	0.000211	0.0268	0.247	0.0018	0.0007

Doordat de weerstand van het kwik na het opwarmen gesprongen was (het kwik zit in een dun glazen buisje) kon van deze weerstanden het 0 punt niet gemeten worden, de waarden van R_{0T}/R_{00} zijn van een analoge weerstand. Men moet bovendien bedenken dat kwik bij het afkoelen bevriest dus van agregatie toestand verandert.

d - Tenslotte hebben wij nog een mengkristal van Titaan en Zirconium gemeten en vergeleken met de beide

componenten¹. De staafjes waren nogal kort en vrij dik, zoodat de weerstandsverandering niet zeer nauwkeurig gemeten kon worden.

TABEL 20

Temp.	Titaan			Zircon			Titaan Zircon		
	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	R_{0T}/R_{00}	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
77.2° K.	0.2724	—	—	0.2087	0.0005	0.0025	0.369	—	—
63.8°	0.2445	—	—	0.1566	0.0007	0.0047	—	—	—
20.4°	0.1423	0.0002	0.002	0.0594	0.0020	0.0330	0.222	0.0005	0.0022
14.2°	0.1394	0.0002	0.002	0.0568	0.0021	0.0370	0.219	0.0004	0.0018

Deze weerstandsveranderingen zijn vrij klein, bovendien is de legering niet gedefinieerd, zoodat hier weinig conclusies uit te trekken zijn.

Vatten wij dus onze resultaten samen dan kan men zeggen dat:

1° Onzuiverheden bederven bij lage temp. de weerstandsverandering.

2° De weerstandsverandering van legeringen wordt bij lage temp. onafhankelijk van de temp. in tegenstelling met de zuivere metalen.

3° De mogelijkheid bestaat dat de waarde ΔR voor legeringen een principieler beteekenis heeft dan de waarde $\Delta R/R_{0T}$.

4° Het samengaan van een hoog dia-magnetisme met sterke weerstandsverandering, is opnieuw gebleken.

§ 4 - *Onderzoek van de zuivere metalen.* 1e groep. Hiervan onderzochten wij de metalen Koper Zilver en Goud.

De resultaten voor koper werden reeds vermeld bij de bespreking van de legeringen, het gouddraad was afkomstig van HARTMAN en BRAUNN en blijkt de waarde van R/R_0 bij 14,2° niet bijzonder zuiver. Verder vestigen wij de aandacht op het onderzoek van MEISNER² over de weerstandsverandering van zeer zuiver goud tot bij helium temperaturen.

¹ Deze weerstanden waren afkomstig van Dr G. DE BOER van het Philips laboratorium te Eindhoven.

² W. MEISNER en H. SCHEFFERS, Phys. Zeit. Bd. 30, pag. 827, 1929.

Het zilver was afkomstig van HILGER en heeft een zeer lage waarde voor R/R_0 . De waarde voor $\Delta R/R_{00}$ is bij $14,2^\circ$ in een veld van 23,5 K. Gauss voor deze drie metalen van de orde van grootte van 0,005.

Bij het zilver merken wij nog het volgende op: Met tellurium is dit het eenigste geval waarbij de temp. van vloeibare waterstof ($20,4^\circ - 14,2^\circ$) de waarde van $\Delta R/R_{00}$ met dalende temp. gaat verminderen nadat ze eerst was toegenomen. Dit geldt zoowel voor het transversaal als voor het longitudinale effect. Alle andere door ons onderzochten metalen vertoonden tot de laagste temp. steeds een toename van deze waarde. Zilver schijnt hierin af te wijken, het blijft natuurlijk wel mogelijk dat bij de andere metalen het verschijnsel bij nog lagere temp. (vloeibaar helium) eveneens optreedt.

Tengevolge van de sterk afnemende waarde van R/R_{0T} voor zilver, neemt de waarde van $\Delta R/R_{0T}$ met dalende temp. nog sterk toe. Dit gedrag werd bij twee verschillende weerstanden van zilver geconstateerd.

Tenslotte merken wij nog op dat voor zilver de weerstandsverandering vrijwel lineair met het veld verloopt zoowel voor het transversale als voor het longitudinale geval. De afwijking van de vier hoogste punten bij $14,2^\circ$ K. schijnt ons reëel, ofschoon wij dit niet met zekerheid kunnen zeggen.

2e groep. Zink, Cadmium en Kwik. De waarde van $\Delta R/R_{00}$ bij $14,2^\circ$ is in deze groep weer voor alle drie de metalen ongeveer gelijk (0,02) hoewel de waarde van $\Delta R/R_{0T}$ zeer verschilt, voor zink en cadmium is deze zeer groot (4) voor kwik echter veel kleiner. Het kwik werd gemeten in een glazen buisje zoodat het temp. evenwicht niet zoo goed was. Bovendien is voor de waarde van R_0 die van het vloeibare kwik genomen.

3e groep. Aluminium, Indium Thallium. De waarde van $\Delta R/R_{00}$ bij $14,2^\circ$ in 23,5K. Gauss bedraagt ongeveer 0,002.

Men ziet dat de weerstandsverandering bij een longitudinaal magneetveld ongeveer de helft is van die bij een transversaal veld (Aluminium). Verder blijkt zeer goed de overgang van het parabolische in het rechtlijnige stuk van de kromme.

4e groep. Titaan, Zircon, Germanium, Tin

L o o d. De beide eerste metalen werden bij de legeringen besproken, het blijkt dat de weerstandsverandering in deze groep sterk varieert. Germanium en zirconium vertoonen een groot effect dan de andere drie. Tenslotte vestigen wij de aandacht op het feit, dat bij tin de verlengden van de rechte stukken van de krommen door een punt schijnen te gaan.

5e g r o e p. A n t i m o o n. Wij onderzochten een veel kristallig stuk antimoon, het blijkt dat evenals bij bismuth de weerstandsverandering bij lage temp. groot wordt. Voor de resultaten van zuivere bismuth éénkristallen verwijzen wij naar het onderzoek van SCHUBNIKOW EN DE HAAS ¹.

6e g r o e p. T e l l u r i u m. Door de allotropie is tellurium een zeer grillig materiaal, zoo vertoonde twee weerstanden waarvan één direct uit een geleverd staafje gemaakt was, en het tweede eerst opgesmolten was, de eerste een positieve de tweede echter een negatieve temperatuur coëfficiënt van de weerstand! Van de eerste weerstand geven wij de weerstandsverandering, die van de tweede was ongeveer gelijk wat betreft de waarde van $\Delta R/R_{00}$.

8e g r o e p. P l a t i n a. Ook hiervan onderzochten wij het transversale en het longitudinale effect, het laatste is ongeveer $\frac{2}{3}$ van de grootte van het eerste. Tenslotte wijzen wij op het gevaar van de temperatuurmeting met behulp van een platina weerstandsthermometer bij magnetische metingen.

Vatten wij onze resultaten samen dan vinden wij het volgende:

1° De reeds vroeger door anderen geconstateerde overgang van de quadratische samenhang tusschen weerstandsverandering en veldsterkte, in een lineair verband, treedt bij lage temp. voor de meeste metalen reeds bij lage veldsterkten op.

2° Bij afkoeling neemt voor de zuivere metalen de waarde van $\Delta R/R_{00}$ in een zelfde magneetveld met dalende temp. toe (uitgezonderd zilver, tellurium?)

De waarde van de weerstand zonder veld (R_{0T}) neemt bij afkoeling steeds af, zoodat de grootte $\Delta R/R_{0T}$ meestal zeer sterk toeneemt.

3° Het transversale en het longitudinale effect zijn van dezelfde grootte orde het laatste is echter steeds het kleinst.

¹ Zie pag. 38.

4° Uit enkele metingen is ons gebleken dat de zuiverheid van het materiaal een zeer groote invloed heeft, hiermede zal men dus bij de beschouwing der numerieke gegevens rekening dienen te houden.

TABEL 21 Zilver

H	Transveraal				Longitudinaal			
	T = 20.4° K		T = 14.2° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.3	—	—	—	—	0.00013	0.020	—	—
1.8	0.00035	0.055	—	—	—	—	—	—
2.6	—	—	—	—	35	0.055	—	—
5.4	129	0.202	0.00121	0.305	89	0.139	0.00086	0.205
8.4	220	0.344	—	—	149	0.235	—	—
10.6	282	0.442	277	0.661	192	0.301	188	0.450
15.9	450	0.704	432	1.030	303	0.475	292	0.698
22.9	681	1.066	634	1.513	447	0.703	421	1.006
26.2	770	1.204	712	1.700	501	0.786	469	1.120
29.8	889	1.392	813	1.941	566	0.896	528	1.262
31.2	930	1.456	847	2.022	595	0.932	547	1.309
32.3	0.00965	1.510	0.00875	2.090	0.00614	0.962	564	1.349

TABEL 22 Weerstandsverandering Zilver in 23,5 K. Gauss

T	R/R ₀₀	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
290° K.	—	0.00024	0.00024
77.2°	0.1915	0.00164	0.00855
63.8°	0.1305	0.00223	0.01651
20.4°	0.00555	0.00678	1.225
17.3°	0.00408	0.00665	1.635
14.2°	0.00317	0.00649	2.046

TABEL 23 Weerstandsverandering Goud in 23,5 K. Gauss

Temp.	R/R ₀₀	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
290° K.	—	0.00030	0.00026
77.2°	0.2792	0.00106	0.00379
70.5°	0.2502	—	—
63.8°	0.2171	0.00112	0.00529
20.4°	0.0506	0.00328	0.0646
17.3°	0.0467	0.00334	0.0715
14.2°	0.0440	0.00337	0.0767

TABEL 24 (Fig. 21) Zink

H	T = 20.4° K.		T = 14.2° K.	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	0.0003	0.016	0.0002	0.040
3.1	14	0.100	14	0.216
5.2	26	0.205	29	0.422
7.8	43	0.343	50	0.704
10.3	62	0.488	69	1.007
14.6	96	0.753	112	1.617
20.1	141	1.122	177	2.521
23.5	0.0172	1.377	0.0220	3.146

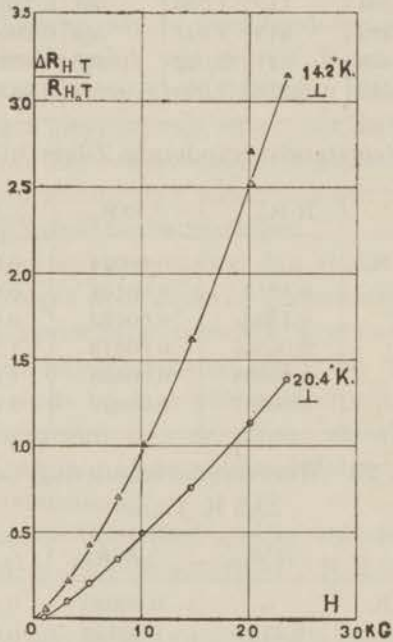


Fig. 21. Zink.

TABEL 25 (Fig. 22) Cadmium

H	T = 290° K		T = 77.2° K		T = 63.8° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	—	—	—	—	0.00003	0.00015	0.00028	0.012	0.00028	0.036
2.1	—	—	0.00010	0.00004	15	78	96	42	157	196
3.1	—	—	30	45	33	173	183	80	274	340
4.1	—	—	47	184	61	320	281	122	400	495
5.2	0.00007	0.00006	74	298	93	483	389	170	526	651
7.8	—	—	154	614	176	917	686	299	863	1.067
10.3	40	37	247	981	284	1478	986	430	1196	1.478
12.6	—	—	351	1396	414	2150	1278	557	1524	1.883
14.6	146	135	449	1783	513	2663	1522	663	1820	2.249
20.1	166	154	749	2974	825	4281	2236	974	2725	3.367
21.7	—	—	839	3333	923	4788	2447	1.065	3023	3.734
23.5	0.00219	0.00203	0.00954	0.03787	0.01038	0.05325	0.02672	1.163	0.03345	4.132

TABEL 27 (Fig. 24) Aluminium Transversaal

H	T = 77.2° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	—	—	0.00002	0.0002	0.00001	0.0002
2.1	0.00003	0.0002	6	8	7	11
3.1	9	6	—	—	13	21
4.1	9	6	23	33	24	38
5.2	12	8	—	—	36	56
7.8	22	14	71	103	75	114
10.3	40	25	117	172	123	185
12.6	61	39	—	—	171	258
14.6	77	48	208	308	217	326
20.1	139	87	344	509	358	539
21.7	157	98	387	574	403	605
23.5	0.00177	0.0110	0.00432	0.0640	0.00451	0.0678

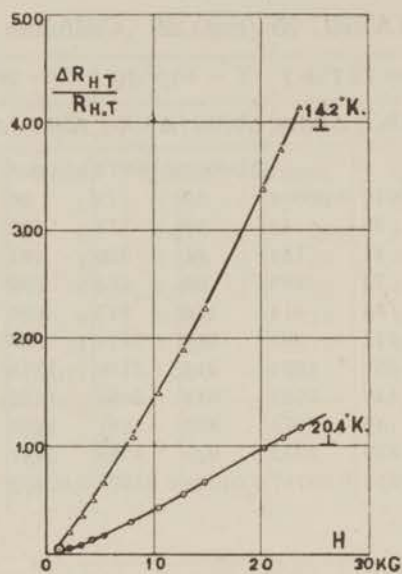


Fig. 22. Cadmium.

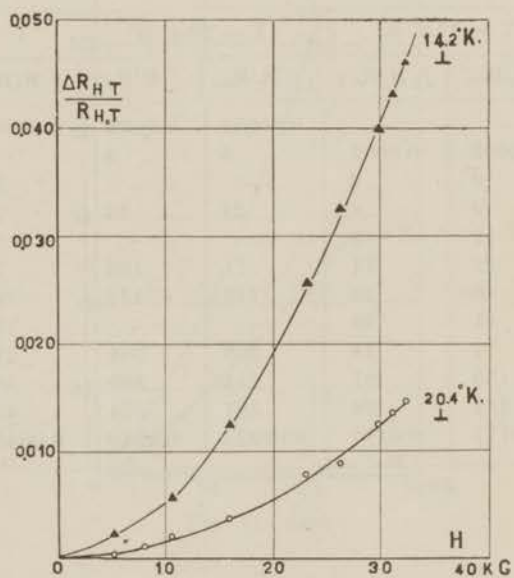


Fig. 23. Kwik.

TABEL 26 (Fig. 23) Kwik

H	$\Delta R/R_{0T} T = 20.4^\circ \text{ K}$	$\Delta R/R_{0T} T = 14.2^\circ \text{ K}$
5.2	0.0004	0.0023
8.1	11	—
10.6	20	57
15.9	36	125
23.1	78	256
26.2	86	316
29.8	124	398
31.2	135	430
32.3	0.0145	0.0459

TABEL 28 Aluminium Longitudinaal

H	T = 77.2° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	—	—	0.00001	0.001	—	—
2.1	—	—	2	4	0.00002	0.0003
3.1	—	—	—	—	6	9
4.1	—	—	9	13	10	16
5.2	0.00004	0.0003	—	—	16	24
7.8	4	3	31	46	32	49
10.3	12	7	51	75	54	80
12.6	20	12	—	—	77	114
14.6	28	17	93	138	98	146
20.1	53	33	160	236	166	248
21.7	56	35	180	266	188	281
23.5	0.00060	0.0038	0.00202	0.0299	0.00211	0.0316

TABEL 29 Indium (HILGER)

H	T = 77.2° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
5.3	—	—	0.00008	0.0013	0.00010	0.0017
8.0	—	—	17	30	25	52
10.7	—	—	25	44	41	91
15.9	0.00004	0.0002	51	89	81	184
22.9	13	6	98	171	139	317
26.3	26	11	123	215	172	392
29.8	39	16	154	268	211	482
31.2	43	18	166	290	221	506
32.1	0.00047	0.0020	0.00179	0.0312	0.00235	539

TABEL 30 Thallium (KAHLBAUM)

H	T = 20.4 K°		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
2.6	0.00063	0.0011	—	—
5.2	12	40	—	—
8.1	29	95	—	—
10.6	51	169	0.00054	0.0450
15.9	92	303	108	889
23.0	174	576	201	1653
26.2	223	738	249	2043
29.8	289	956	323	2646
31.2	311	1030	348	2845
32.3	0.00311	0.1097	0.00371	0.3027

TABEL 31 Weerstandsverandering
in Thallium 32,3 K. Gauss

T	R/R ₀	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
77.2° K	0.23522	0.00044	0.0019
63.8°	0.18376	0.00053	0.0029
20.4°	0.03023	0.00311	0.1097
14.2°	0.01214	0.00371	0.3027

TABEL 32 (Fig. 25)
Zircon

H	T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
3.1	0.00006	0.0011
5.2	13	24
10.3	36	62
14.6	92	159
20.1	154	272
21.7	173	304
23.5	0.00206	0.0360

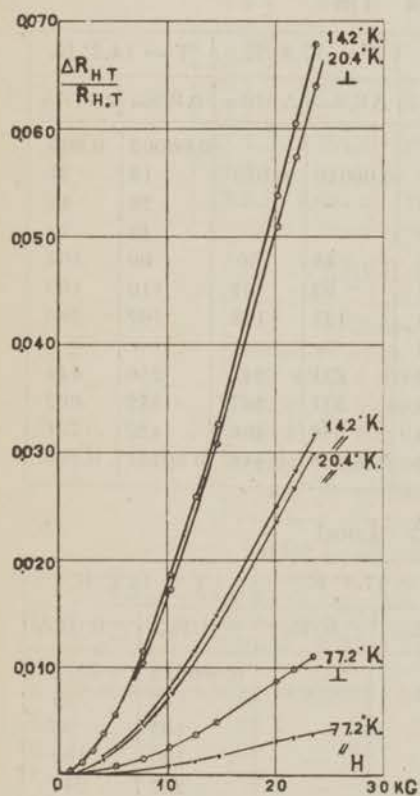


Fig. 24. Aluminium.

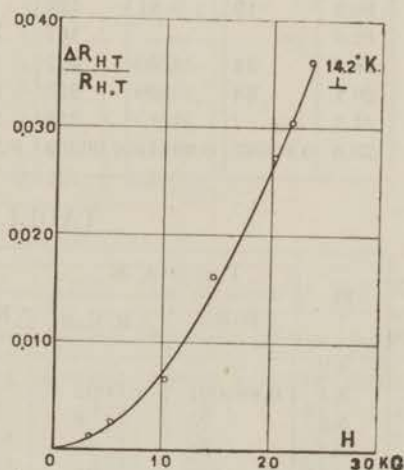


Fig. 25. Zircon.

TABEL 33 Germanium

H	T = 77.2° K		T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
10.5	0.0019	0.0011	—	—	0.0006	0.0003
11.3	—	—	0.0017	0.0009	—	—
16.0	43	26	47	26	38	21
22.9	94	57	106	59	104	58
26.2	128	78	149	83	147	82
29.9	162	96	198	111	198	111
31.2	179	109	217	121	215	120
32.1	192	0.0117	0.0232	0.0130	230	129
		$R_{0T}/R_{00} = 1.644$	$R_{0T}/R_{00} = 1.786$	$R_{0T}/R_{00} = 1.786$		

TABEL 34 Tin

H	T = 77.2° K.		T = 20.4° K.		T = 17.3° K.		T = 14.2° K.	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	—	—	0.00002	0.002	—	—	0.00003	0.005
2.1	—	—	7	4	0.00010	0.010	13	21
3.1	—	—	15	10	—	—	26	44
4.1	—	—	26	18	—	—	42	72
5.2	0.00001	0.00003	39	27	48	50	60	104
7.8	14	66	77	54	92	97	110	190
10.3	19	91	122	86	141	148	162	280
12.6	—	—	167	118	—	—	—	—
14.6	34	160	207	146	231	241	256	444
20.1	68	320	323	228	351	367	382	662
21.7	—	—	359	254	388	406	422	731
23.5	0.00087	0.00411	0.00398	0.280	0.00428	0.448	0.00461	0.799

TABEL 35 Lood

H	T = 20.4° K		T = 17.3° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	—	—	—	—	0.000012	0.0011
3.1	0.000001	0.0002	—	—	37	34
5.2	25	8	—	—	105	95
7.8	55	18	—	—	182	169
10.3	98	33	—	—	267	247
14.6	203	68	—	—	511	480
20.1	370	124	—	—	899	841
23.5	0.000500	0.0167	0.000725	0.0362	0.001161	0.1091

TABEL 36 Antimoon

H	T = 20.4° K		T = 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
1.0	0.015	1.1	0.019	2.3
2.1	0.049	3.4	0.067	7.9
3.1	0.100	7.0	0.139	16.6
4.1	0.165	11.5	0.233	27.7
5.2	0.246	17.1	0.353	41.9
6.5	—	—	0.530	63.0
7.8	0.505	35.3	0.743	88.3
9.1	—	—	0.938	111.5
10.3	0.851	59.5	1.262	150.1
12.6	1.250	87.4	1.862	221.4
14.6	1.644	115.0	2.491	296.1
17.6	—	—	3.422	406.7
19.1	—	—	4.105	488.0
20.1	3.047	213.2	4.551	540.9
21.1	—	—	5.000	594.3
21.7	3.531	247.0	5.297	629.7
22.7	—	—	5.753	683.8
23.5	4.081	285.5	6.112	726.5

TABEL 37 Tellurium

T	R/R ₀	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
290° K	1.0054	0.0189	0.9188
77.2°	0.5893	0.0992	0.1682
63.8°	0.5484	0.1122	0.2048
20.4°	0.5586	0.1535	0.2748
14.2°	0.6258	0.1491	0.2406

TABEL 38 Platina (HERAEUS)

H	Trans. 20.4° K		Long. 20.4° K		Trans. 14.2° K		Long. 14.2° K	
	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$	$\Delta R/R_{00}$	$\Delta R/R_{0T}$
5.3	0.000066	0.0036	0.000025	0.0014	0.000054	0.0040	0.000016	0.0015
8.0	120	68	65	37	122	90	59	46
10.7	190	109	108	62	216	160	103	78
16.0	372	216	214	124	413	306	235	175
23.0	698	424	385	224	782	580	423	314
26.2	869	534	485	282	958	711	530	393
29.8	1068	662	599	349	1153	856	660	488
31.2	1141	709	659	384	1228	915	691	510
32.1	0.001198	0.0746	0.000706	0.0411	0.001303	0.0967	0.000728	0.0537

§ 5 - *Overgang van het transversale in het longitudinale effect.*
 Voor twee gevallen hebben wij nagegaan hoe de weerstand verandert wanneer men het uitwendige magneetveld langzaam van de transversale in de longitudinale stand draait, in het eerste geval vallen de richting van stroom en magneetveld samen, in het tweede staan ze loodrecht op elkaar. De door ons onderzochte gevallen betroffen een zuiver (Aluminium) en een verontreinigd metaal (Cadmium met 1% kwik).

Het gedrag is analoog: noemen we de weerstandsverandering welke optreedt wanneer H en i evenwijdig zijn ΔR_{\parallel} en wanneer H en i loodrecht op elkaar staan ΔR_{\perp} dan laat zich de weerstandstoename wanneer H en i een hoek α maken op de volgende manier voorstellen: $\Delta R_{\alpha} = \Delta R_{\parallel} \cos^2 \alpha + \Delta R_{\perp} \sin^2 \alpha$.

TABEL 39 Cadmium met 1%
kwik T = 20,4° K.

α	gemeten	berekend	afwijking
15°	0.00966	0.00966	0.00000
0°	932	932	0
15°	959	966	7
25°	1015	1022	7
35°	1092	1100	8
45°	1181	1186	5
55°	1270	1274	4
65°	1354	1350	4
75°	1410	1406	4
90°	1441	1441	0
75°	1409	1406	3
65°	1348	1350	2

TABEL 40 Aluminium
T = 20,4° K.

α	gemeten	berekend	afwijking
17°	0.00231	0.00223	0.00008
7°	207	207	0
2°	202	202	0
3°	202	202	0
13°	217	215	2
23°	246	238	8
33°	285	272	13
43°	321	315	6
53°	351	350	1
63°	391	387	4
73°	415	414	1
83°	429	430	1
77°	432	432	0
77°	422	421	1

De afwijkingen zijn in het midden het grootst doordat hier een onnauwkeurigheid in de instelling van de hoek α den grootsten invloed heeft. Neemt men in aanmerking dat deze instelling niet nauwkeuriger dan tot op 1° geschiedde, dan kan de overeenstemming tusschen de gemeten en de uit bovenstaande formule berekende waarde, bevredigend genoemd worden.

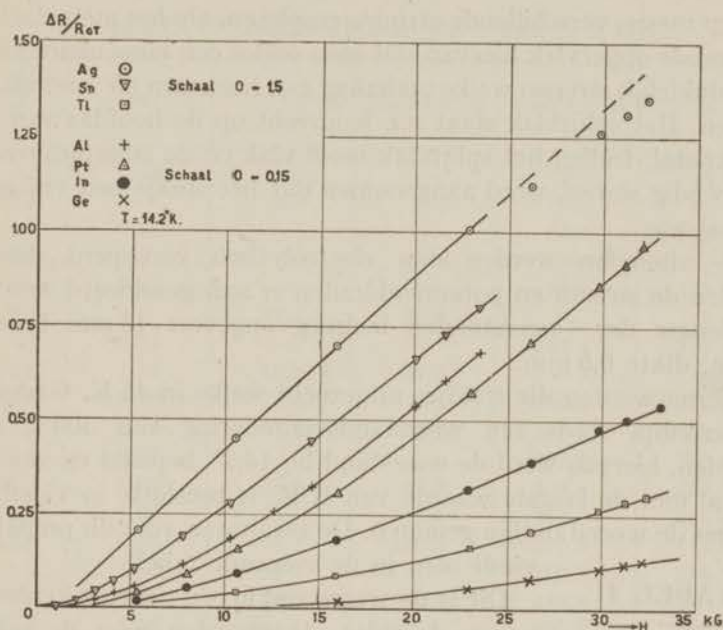


Fig. 26. Weerstandsverandering van verschillende metalen bij 14.2°K .

§ 6 - *Grafiet*. Het onderzoek van de weerstandsverandering van grafiet geschiedde uitvoeriger dan dat der zuivere metalen.

Door ROBERTS¹ is de weerstandsverandering van grafiet reeds vroeger tot -179°C onderzocht, bij deze temp. was de $\Delta R/R_{0T}$ in een veld van 40 K. Gauss reeds gestegen tot een waarde 90. In ieder geval zou dus een groot effect te verwachten zijn.

Het merkwaardigste resultaat uit de metingen van Roberts is verder nog dit: tusschen longitudinaal en transversaal effect bestaat er geen verschil, indien de as van het kristal loodrecht op het magneetveld staat.

§ 7 - *Vervaardiging van de weerstanden*¹. Uit een goed gekristalliseerd blok Ceylon grafiet werden met behulp van een

¹ D. E. ROBERTS, Ann. der Phys. 40, 453, 1913.

² W. J. DE HAAS en P. M. VAN ALPHEN. Proc. Amsterdam 33, pag. 70, 1931. Comm. Leiden 212e.

scherp mesje, verschillende stripjes gespleten. Op het metaalachtig glanzende oppervlak hiervan ziet men onder een binoculaire loupe zeer duidelijk strepen welke onderling een hoek van 60° met elkaar maken. Het slijtvlak staat n.l. loodrecht op de hoofdas van het kristal. Indien het slijtvlak mooi vlak en de streepjes overal evenwijdig waren, werd aangenomen dat het stukje een vrij goed kristal was.

De uiteinden werden dan electrolytisch verkoperd, daarna konden de stroom en potentiaaldraden er aan gesoldeerd worden. De lengte der weerstanden bedroeg ongeveer 15 mm, breedte 2 mm, dikte 0,5 mm.

Hierna werden die staafjes uitgezocht welke in 15 K. Gauss bij kamertemp. reeds een weerstandsverandering van 300% vertoonden, hiervan werd de weerstand bij $14,2^\circ$ bepaald en van het kristal met de laagste waarde van R/R_0 is tenslotte in vloeibaar helium de weerstandlijn gemeten. De resultaten voor dit preparaat vindt men in de volgende tabel.

TABEL 41

Temp.	R/R_0
20.43° K	0.2138
17.14°	0.1840
11.36°	0.1377
4.52°	0.1219
3.58°	0.1209
2.59°	0.1199
2.03°	0.1196
1.52°	0.1194
1.15°	0.1193

Dit is de weerstand in een richting loodrecht op de hoofdas, de waarden voor de andere staafjes is van dezelfde orde en varieert bij $20,4^\circ$ tusschen 0,2 en 0,4. Men ziet dat geen supra geleiding optreedt hoewel verschillende carbiden van niet suprageleidende metalen toch in deze toestand komen.

§ 8 - *Resultaten*. Wij onderzochten het transversale effect in het geval dat de hoofdas van het kristal met de richting van de krachtlijnen samen valt. De weerstandsverandering is dan maximaal en bereikt bij lage temp. zeer groote waarden. Bij kamertemp. en de temp. van vloeibare stikstof is de kromming analoog aan die bij de metalen, bij $20,4^\circ$ en $14,2^\circ$ wordt de lijn veel vlakker, er is nog een zeer zwakke kromming deze is nu in tegengestelde richting. Dit laatste geval is ook bij een ander onderzocht preparaat waargenomen. De afwijking van de rechte lijn is grooter dan door een onnauwkeurigheid in de veldsterkten of een langzame variatie van de temp. verklaard kan worden.

TABEL 42 Grafiet. Maximale effect $\Delta R/R_{0T}$.

H K Gauss	T=290° K	T=77.2° K	T=63.8° K	T=20.4° K	T=14.2° K
0.2	0.06	—	—	19.7	29.4
2.5	—	1.9	3.0	—	—
4.0	0.22	—	—	54.5	72.9
5.0	—	6.0	9.8	—	—
6.0	0.47	—	—	91.9	114.5
7.5	—	12.2	19.4	—	—
8.0	0.78	—	—	127.1	151.7
10.0	1.15	19.9	31.2	159.9	186.8
12.5	1.70	28.8	—	200.2	227.5
14.9	2.32	38.6	59.7	236.8	267.3
17.2	3.00	—	—	272.1	303.9
19.2	3.67	59.0	89.3	302.8	339.0
22.1	4.69	72.7	111.1	346.1	389.4
23.5	5.23	79.8	120.5	370.5	412.7
24.9	5.85	88.0	131.6	392.8	436.3
26.4	6.51	96.6	143.1	414.8	460.0
27.8	7.12	104.4	154.3	435.4	480.5
28.9	7.60	110.4	162.6	450.5	500.3

TABEL 43 Grafiet. Minimale effect. $\Delta R/R_{0T}$.

H K Gauss	T=290° K	T=77.2° K	T=63.8° K	T=20.4° K	T=14.2° K
2.5	0.002	—	—	—	—
5.0	0.009	0.10	0.16	1.21	—
7.5	0.017	—	—	—	—
10.0	0.027	0.28	0.44	3.25	5.12
12.5	0.037	—	—	—	—
14.9	0.050	0.51	0.79	5.72	—
17.2	0.063	—	—	—	—
19.2	0.075	0.75	1.12	8.33	12.62
22.1	0.093	—	—	9.92	—
23.5	0.102	0.99	1.51	10.80	16.44
24.9	0.111	—	—	11.77	—
26.4	0.122	1.19	1.80	12.80	19.39
27.8	0.131	—	—	13.71	—
28.9	0.139	1.35	2.04	14.43	21.80

Voor het geval de hoofdas loodrecht op het veld staat, is het transversale effect veel geringer en bereikt bij de laagste temp. maximaal een waarde 22. Bovendien merken wij op dat de vorm van de lijn nu haast niet verandert.

Het is echter niet zeker in hoeverre deze weerstandsverandering niet een gevolg is van zeer kleine onregelmatigheden in de oriëntatie van de kristalas, en zodoende een component van het veel sterkere maximale effect is. Een gemiddelde afwijking van 3° zou voldoende zijn om dit totaal te geven.

Weliswaar verandert het maximale effect sterk van vorm maar we weten niet of dit voor de allerlaagste veldsterkten wel zoo sterk het geval is; bij extrapolatie naar beneden gaan de krommen niet door de oorsprong zoodat er waarschijnlijk wel een „quadratische” voet zal zijn.

§ 9 – *Weerstandsverandering van Grafiet bij draaiing om een as.* Wij hebben een tweetal gevallen onderzocht: n.l.

1° Men draait de weerstand om zijn lengterichting (tevens de richting van de meetstroom) en deze is \perp het magnetische veld, nu heeft men het geval dat de hoofdas van het kristal in de richting der krachtlijnen (maximale effect) en die, waarbij hij loodrecht op het magneetveld staat (minimaal effect).

2° Men draait weer om een verticale richting, maar nu valt de hoofdas hiermede samen, de lengte richting van de weerstand is afwisselend loodrecht en evenwijdig aan het magneetveld, men meet achtereenvolgens longitudinaal en transversaal effect, terwijl de richting van het kristal niet tenopzichte van het veld verandert omdat men om de hoofdas draait.

In het eerste geval heeft men steeds te maken met het transversale effect, maar nu eens met de hoofdas in het veld, daarna loodrecht er op.

Wij onderzochten dit bij kamertemp. en bij kookpunt waterstof, en het resultaat kan men als volgt beschrijven:

De weerstandsverandering in een magneetveld H (indien de hoofdas een hoek φ met H maakt) is de som van de weerstandsveranderingen welke de componenten van H langs en loodrecht de richting van de hoofdas ieder voor zich afzonderlijk zouden geven.

Wat men dus doet is het volgende: Men neemt de component van het veld langs de hoofdas van het kristal, deze is $H \cos \varphi$ daarna zoekt men in de voor deze stand gemeten kromme welke het verband tusschen $\Delta R/R_{0T}$ en H geeft, de bij $H \cos \varphi$ behorende waarde van $\Delta R/R_{0T}$. Hetzelfde doet men voor de component \perp de hoofdas, de som van deze twee geeft de weerstandsverandering voor de stand waarbij H een hoek φ met de hoofdas maakt. Het lijkt dus alsof de flux door het baanvlak bepalend is voor de sterkte van de weerstandsverandering.

TABEL 44 $T = 290^\circ \text{ K.}$

φ	$\Delta R/R_{0T}$ gemeten	$\Delta R/R_{0T}$ berekend
75°	0.66	0.76
85°	0.22	0.23
90°	0.13	0.13
85°	0.20	0.23
75°	0.65	0.76
65°	1.53	1.64
55°	2.52	2.69
45°	3.62	3.85
35°	4.78	4.96
25°	5.84	5.93
15°	6.63	6.66
5°	7.02	7.06
0°	7.07	7.10
5°	7.04	7.06
15°	6.69	6.67
35°	4.90	4.96

TABEL 45 $T = 14,2^\circ \text{ K.}$

φ	$\Delta R/R_{0T}$ gemeten	$\Delta R/R_{0T}$ berekend
79°	81	89
89°	14	13
86°	24	31
81°	60	72
71°	142	156
61°	221	223
51°	266	283
41°	328	337
31°	374	377
21°	405	408
11°	424	426
6°	430	433
1°	430	434
4°	433	434
9°	430	428
19°	417	414

Men ziet dat in het midden de afwijkingen het grootst zijn, doch men moet hierbij wel bedenken dat een verschil in instelling van 1° hier een zeer groote verandering in $\Delta R/R_{0T}$ geeft. Tevens zijn de door ons gebruikte waarden voor de maximale en minimale weerstandsverandering iets te hoog geweest, zooals blijkt uit de waarden voor $\varphi = 0$.

Tenslotte het geval waarbij om de hoofdas van het kristalgedraaid wordt en de stroomrichting afwisselend in, en loodrecht op de richting van het veld staat.

Hierbij heeft men de moeilijkheid om de draaiingsas juist met de hoofdas samen te laten vallen, een kleine afwijking geeft direct de invloed van de maximale weerstandsverandering te zien.

Bij onze metingen trad dan ook een periode van 90° op waarvan de maximale en minimale waarde niet met de transversale en de longitudinale stand samen viel, maar 60° verschoven lag.

Wij hebben evenwel den indruk dat het transversale en longitudinale effect ongeveer gelijk zijn, tot welke gelijkheid reeds door ROBERTS besloten werd.

S a m e n v a t t i n g: De weerstandsverandering van grafiet welke reeds bij kamertemp. aanzienlijk is, neemt bij afkoeling sterk toe, bovendien verschuift het gebied waar de kromme rechtlijnig wordt naar de lage veldsterkten.

Bochten in de kromme zoals bij bismuth éénkristallen treden niet op.

SUMMARY

In the first part of this thesis the researches of HONDA and OWEN are extended down to $14,2^{\circ}$ K. The temperature variation of the susceptibility in the region of liquid hydrogen is a good criterion for the purity of the samples used.

Generally this temperature interval will give too small a change in the diamagnetic susc. The paramagnetic susc. on the other hand, shows a strong change with temperature. Impurities in diamagnetic substances result therefore in a decrease of the susc. at low temperatures. Perhaps the decrease of the susc. of Bo, Be, and Hg, found by OWEN, can be explained in this way.

For some metals (Zn. and Cd.) OWEN found a susc. independent of temperature. We find in Chap. II that those substances become more diamagnetic at low temperatures. This is also true for Silver, for which substance, OWEN found a decrease of the susc. This leaves, of the 21 diamagnetic metals, only 4 (Si, Se, Cs, Au) which have a constant susc. throughout the whole range of temperature, where as the others generally show an increase of the susc. as the temperature is lowered.

Chap. III deals with measurements on Bismuth single crystals. Singular regions occur in the same way as for the change of resistance. Up to now, Bismuth is the only substance showing a *diamagnetism dependant on the magnetic field*.

Prof. W. J. DE HAAS' statement: that a high diamagnetism is accompanied by a large change in resistance, has again been confirmed for an alloy of Copper and Zinc. In Chap. IV a first attack is made on the determination of change in resistance for low temperatures. At $14,2^{\circ}$ K. one obtains for ordinary fields an effect, which is of the same order as that found by KAPITZA at 70° K. for much stronger fields.

STELLINGEN

I

De beschouwingen van E. VOGT over de magnetische eigenschappen der geleidings-electronen, zijn weinig overtuigend.

E. VOGT, *Erg. der Ex. Naturw.* Bd 11, pag. 329 en 330.

II

De bestaande hulpmiddelen zijn toereikend om het gemiddelde magneetveld, dat binnen in een gemagnetiseerde ijzermassa op een corpusculaire straal werkt, te meten. De proeven van MOTT-SMITH gecombineerd met die van KUNZE, toonen aan dat de waarde hiervan veel kleiner is dan de magnetische inductie.

L. M. MOTT SMITH, *Phys. Rev.* Bd. 37, pag. 1001, 1931.

P. KUNZE, *Z. f. Phys.* Bd. 80, pag. 559, 1933.

III

De door EHRENFEST gegeven verklaring voor het optreden van een sterk dia-magnetisme, is aan geen bepaalde kristalvorm verbonden.

P. EHRENFEST, *Z. f. Phys.* Bd. 58, pag. 719, 1929.

Diss. pag. 26.

IV

De door MEISNER en STEINER gegeven verklaring voor de toenemende concentratie van het waterstof isotoop met massa 2 bij verdamping van vloeibare waterstof bij het triple punt, is onjuist.

W. MEISNER en K. STEINER, *Z. f. Phys.* Bd. 79, pag. 609, 1932.

V

Voor de temperatuurbepaling bij magnetische metingen heeft de

II

dampspannings thermometer voordeelen boven de weerstands-
thermometer.

Diss. pag. 72.

VI

Bij de proeven van Mc LENNAN over de verschuiving van het
sprongpunt van een supra-geleider met behulp van wisselstroom,
zijn er aanwijzingen welke doen vermoeden, dat men hier met
een magnetische verstoring te maken heeft.

J. C. Mc LENNAN, Proc. Roy Soc. Bd. 138,
pag. 245, 1932.

VII

De bewering van KOLHÖRSTER en TUWIM: „dasz die Höhenstrahl-
korpuskeln nur wenig streuen“, is onjuist.

W. KOLHORSTER en L. TUWIM, Z. f. Phys.
Bd. 81, pag. 438, 1933.

VIII

De door RAJEWSKY gegeven methode om de mitogenetische stra-
ling aan te toonen, kan op eenvoudige wijze sterk verbeterd worden.

B. RAJEWSKY, Phys. Zeits. Bd. 32, pag. 121,
1931.

IX

Ten onrechte wordt de derivatie richting van een roteerend pro-
jectiel, alleen van de rotatie richting afhankelijk gesteld.

Schiet voorschrift Art. pag. 1, 1922.

Phys. Handw. Buch, pag. 291, 1924.

X

Het door LEISS beschreven vonkstatief is voor het onderzoek
van de zuiverheid van metalen, niet bruikbaar.

C. LEISS, Z. f. Phys. Bd. 23, pag. 333, 1924

III

XI

Bij alle onderzoeken over de eigenschappen van supra-geleidende metalen, is het gewenscht te controleeren of de stoffen werkelijk in deze toestand gekomen zijn.

XII

Met behulp van een electrometer is een gemiddelde stroomsterkte in een geleider van één electron per secunde ($\pm 10^{-19}\text{A}$) nog meetbaar.

J. CLAY, Z. f. Phys. Bd. 78, pag. 250, 1932.

The first thing I noticed when I stepped out of the car was the cold. It was a sharp contrast to the warm blanket I had been sitting under. I looked around, trying to get my bearings. The street was empty, and the buildings were old and weathered. I felt a sense of isolation, as if I had been dropped into a foreign world. I took a deep breath and started walking, my feet crunching on the pavement. The air was crisp and clean, a welcome change from the stuffy atmosphere of the car. I kept walking, my mind racing with thoughts of where I was and what I should do next. The silence was broken by the distant sound of a car horn, reminding me that I was not alone in this vast, empty space. I continued to walk, my steps growing more confident as I explored my surroundings. The cold was no longer a nuisance but a source of energy, pushing me forward. I reached a small square with a fountain in the center. The water was bubbling, and the sound was soothing. I stopped for a moment, looking at the fountain. It was a simple, elegant design, and the water was clear and bright. I took a small sip, and the cold water felt like a blessing. I smiled at myself, feeling a sense of accomplishment. I had made it. I had found my way out of the car and into the world. I looked back at the car, now just a small speck in the distance. I turned and walked away, my heart full of hope and determination. The cold was still there, but it no longer mattered. I was free.

I had been told that the city was beautiful, but I had never seen it before. The buildings were tall and modern, with glass facades that reflected the sunlight. The streets were wide and clean, and the air was filled with the sound of traffic. I felt a sense of awe, as if I had been transported to a different planet. I took a deep breath and started walking, my feet crunching on the pavement. The air was crisp and clean, a welcome change from the stuffy atmosphere of the car. I kept walking, my mind racing with thoughts of where I was and what I should do next. The silence was broken by the distant sound of a car horn, reminding me that I was not alone in this vast, empty space. I continued to walk, my steps growing more confident as I explored my surroundings. The cold was no longer a nuisance but a source of energy, pushing me forward. I reached a small square with a fountain in the center. The water was bubbling, and the sound was soothing. I stopped for a moment, looking at the fountain. It was a simple, elegant design, and the water was clear and bright. I took a small sip, and the cold water felt like a blessing. I smiled at myself, feeling a sense of accomplishment. I had made it. I had found my way out of the car and into the world. I looked back at the car, now just a small speck in the distance. I turned and walked away, my heart full of hope and determination. The cold was still there, but it no longer mattered. I was free.

I had been told that the city was beautiful, but I had never seen it before. The buildings were tall and modern, with glass facades that reflected the sunlight. The streets were wide and clean, and the air was filled with the sound of traffic. I felt a sense of awe, as if I had been transported to a different planet. I took a deep breath and started walking, my feet crunching on the pavement. The air was crisp and clean, a welcome change from the stuffy atmosphere of the car. I kept walking, my mind racing with thoughts of where I was and what I should do next. The silence was broken by the distant sound of a car horn, reminding me that I was not alone in this vast, empty space. I continued to walk, my steps growing more confident as I explored my surroundings. The cold was no longer a nuisance but a source of energy, pushing me forward. I reached a small square with a fountain in the center. The water was bubbling, and the sound was soothing. I stopped for a moment, looking at the fountain. It was a simple, elegant design, and the water was clear and bright. I took a small sip, and the cold water felt like a blessing. I smiled at myself, feeling a sense of accomplishment. I had made it. I had found my way out of the car and into the world. I looked back at the car, now just a small speck in the distance. I turned and walked away, my heart full of hope and determination. The cold was still there, but it no longer mattered. I was free.

I had been told that the city was beautiful, but I had never seen it before. The buildings were tall and modern, with glass facades that reflected the sunlight. The streets were wide and clean, and the air was filled with the sound of traffic. I felt a sense of awe, as if I had been transported to a different planet. I took a deep breath and started walking, my feet crunching on the pavement. The air was crisp and clean, a welcome change from the stuffy atmosphere of the car. I kept walking, my mind racing with thoughts of where I was and what I should do next. The silence was broken by the distant sound of a car horn, reminding me that I was not alone in this vast, empty space. I continued to walk, my steps growing more confident as I explored my surroundings. The cold was no longer a nuisance but a source of energy, pushing me forward. I reached a small square with a fountain in the center. The water was bubbling, and the sound was soothing. I stopped for a moment, looking at the fountain. It was a simple, elegant design, and the water was clear and bright. I took a small sip, and the cold water felt like a blessing. I smiled at myself, feeling a sense of accomplishment. I had made it. I had found my way out of the car and into the world. I looked back at the car, now just a small speck in the distance. I turned and walked away, my heart full of hope and determination. The cold was still there, but it no longer mattered. I was free.

I had been told that the city was beautiful, but I had never seen it before. The buildings were tall and modern, with glass facades that reflected the sunlight. The streets were wide and clean, and the air was filled with the sound of traffic. I felt a sense of awe, as if I had been transported to a different planet. I took a deep breath and started walking, my feet crunching on the pavement. The air was crisp and clean, a welcome change from the stuffy atmosphere of the car. I kept walking, my mind racing with thoughts of where I was and what I should do next. The silence was broken by the distant sound of a car horn, reminding me that I was not alone in this vast, empty space. I continued to walk, my steps growing more confident as I explored my surroundings. The cold was no longer a nuisance but a source of energy, pushing me forward. I reached a small square with a fountain in the center. The water was bubbling, and the sound was soothing. I stopped for a moment, looking at the fountain. It was a simple, elegant design, and the water was clear and bright. I took a small sip, and the cold water felt like a blessing. I smiled at myself, feeling a sense of accomplishment. I had made it. I had found my way out of the car and into the world. I looked back at the car, now just a small speck in the distance. I turned and walked away, my heart full of hope and determination. The cold was still there, but it no longer mattered. I was free.

