

ONDERZOEKINGEN  
OVER DE VERSTORING VAN DEN  
SUPRAGELEIDENDEN TOESTAND  
VAN METALEN.



O. A. GUINAU.

BIBLIOTHEEK  
GERLAFUS LABORATORIA  
Postbus 9502  
2000 HA LEIDEN  
Tel.: 071 - 527 43 66 / 67

Universiteit Leiden

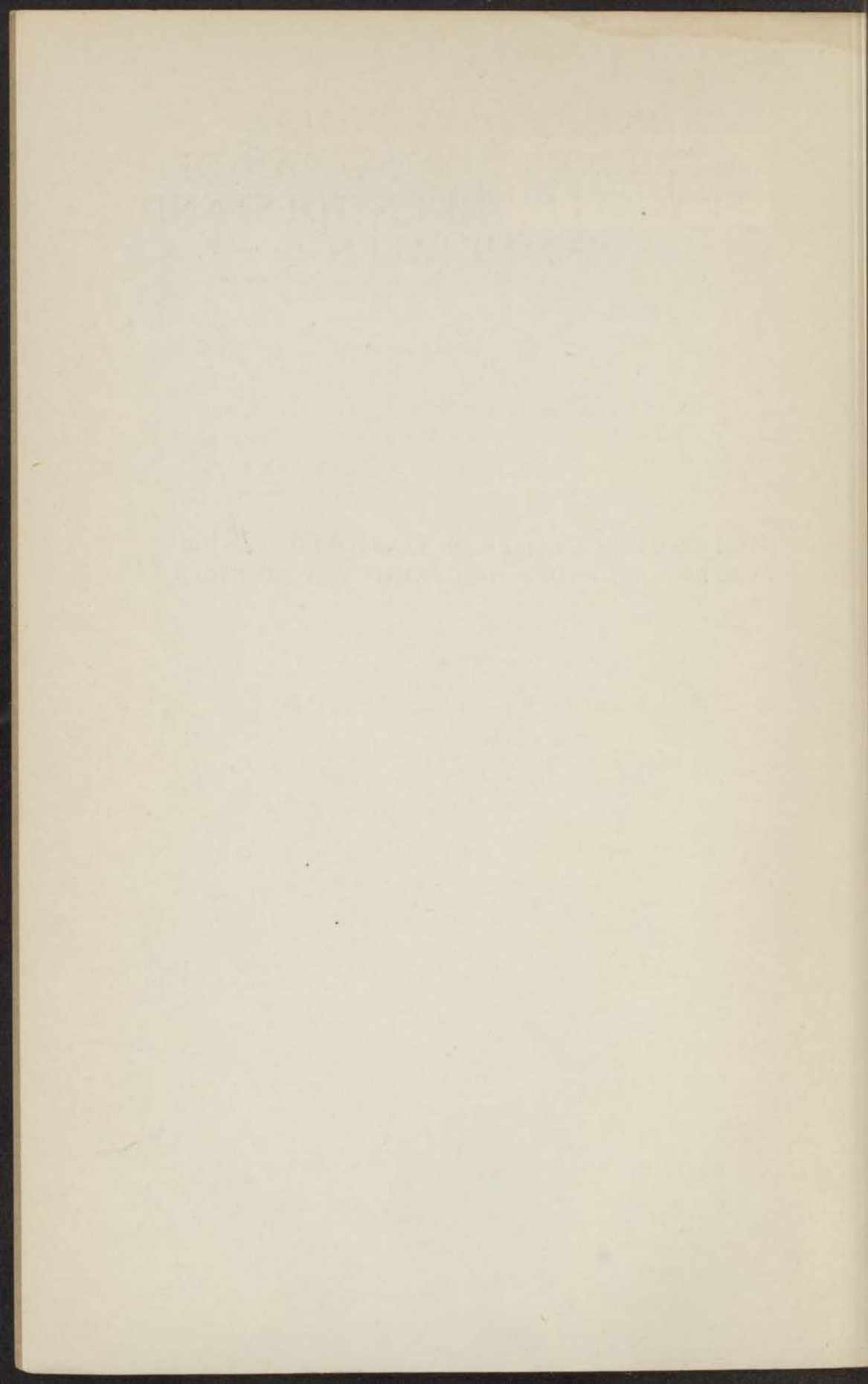


1 481 086 0

ONDERZOEKINGEN OVER DE VERSTORING VAN DEN  
SUPRAGELEIDENDEN TOESTAND VAN METALEN.



kast dissertaties



ONDERZOEKINGEN  
OVER DE VERSTORING VAN DEN  
SUPRAGELEIDENDEN TOESTAND  
VAN METALEN.

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN  
GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN NATUUR-  
KUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE LEIDEN,  
OP GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS,  
DR. J. VAN DER HOEVE, HOOGLEERAAR IN  
DE GENEESKUNDE, VOOR DE FACULTEIT DER  
WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN  
OP DINSDAG 1 JUNI 1937,  
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

OSCAR AUGUSTUS GUINAU

GEBOREN TE SAS VAN GENT

JOH. ENSCHEDÉ EN ZONEN, HAARLEM

ONDERZOEKINGEN  
OVER DE VERSTORING VAN DEN  
KRAAGLEIDENDE TOESTAND  
VAN METALLEN

DEEL I  
DEEL II  
DEEL III  
DEEL IV  
DEEL V  
DEEL VI  
DEEL VII  
DEEL VIII  
DEEL IX  
DEEL X  
DEEL XI  
DEEL XII  
DEEL XIII  
DEEL XIV  
DEEL XV  
DEEL XVI  
DEEL XVII  
DEEL XVIII  
DEEL XIX  
DEEL XX  
DEEL XXI  
DEEL XXII  
DEEL XXIII  
DEEL XXIV  
DEEL XXV  
DEEL XXVI  
DEEL XXVII  
DEEL XXVIII  
DEEL XXIX  
DEEL XXX



OSCAR AUGUSTUS GUINAU



*Aan mijn Ouders.*  
*Aan Irmgard.*



For the Order  
for the Order



# HOOFDSTUK I

## INLEIDING

The text in this section is extremely faint and illegible. It appears to be the beginning of a dissertation or a book, containing introductory remarks and possibly a table of contents or a list of chapters. The text is too light to transcribe accurately.

PROMOTOR: PROF. DR. W. J. DE HAAS.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

# HOOFDSTUK I.

## OVERZICHT.

### § 1. *De suprageleidende toestand.*

De „suprageleidende toestand” is een begrip, dat door KAMERLINGH ONNES is ingevoerd, nadat hij in 1911 had ontdekt dat de elektrische weerstand van een aantal metalen, bij een voor ieder metaal karakteristieke zeer lage temperatuur, plotseling onmeetbaar klein wordt. De metalen, die dit verschijnsel vertoonen, noemde hij suprageleiders in tegenstelling met de normale geleiders.

De elektrische weerstand van een normalen geleider wordt kleiner wanneer men hem afkoelt. In de buurt van kamertemperatuur is de weerstand een quasi-lineaire functie van de temperatuur, bij lagere temperatuur wordt het verband echter veel gecompliceerder, (1) <sup>1)</sup> terwijl bij nog lagere temperaturen, in de buurt van het absolute nulpunt, de weerstand een constante waarde aanneemt. <sup>2)</sup> Deze temperatuuronafhankelijke weerstand wordt de restweerstand genoemd.

De restweerstand is geen materiaalconstante, maar wordt des te kleiner, naarmate het metaal minder fysische en chemische verontreinigingen bevat. Veelal neemt men aan, dat voor een ideaal metaal de elektrische weerstand bij het absolute nulpunt nul wordt, ofschoon het experimenteele bewijs ontbreekt (zie noot <sup>2)</sup>).

Het door KAMERLINGH ONNES ontdekte abnormale gedrag van de suprageleiders is voor het eerst geconstateerd aan een kwikweerstand. (2) Terwijl deze weerstand in het temperatuurinterval van  $T = 4.29^\circ \text{K}$  tot  $4.21^\circ \text{K}$  nog afnam op de wijze, als metingen in vloeibare waterstof deden verwachten, verdween hij bij  $4.19^\circ \text{K}$

---

<sup>1)</sup> De cijfers verwijzen naar de aan het eind van ieder hoofdstuk opgenomen literatuurlijst.

<sup>2)</sup> Van de tot nu toe onderzochte metalen maken goud en zilver hierop een uitzondering. Beide metalen vertoonen een minimum, dat naar lagere temperaturen verschuift, wanneer de zuiverheid groter wordt. Zie. W. J. DE HAAS et G. J. VAN DEN BERG, *Rapports et Comm. de la Iièrè Commission internationale de l'I.L.F. Septième Congrès International du Froid 1936*, p. 197 en 202; W. J. DE HAAS, J. DE BOER and G. J. VAN DEN BERG, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 233b* en *Physica, 's-Grav. 1*, 115, 1933-1934; W. J. DE HAAS and G. J. VAN DEN BERG, *Physica, 's-Grav. 3*, 440, 1936 en *Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 241d*.

geheel. De toestand waarin het metaal verkeert, nadat de weerstand geheel verdwenen is, noemde KAMERLINGH ONNES de supra-geleidende toestand. De bovenste grens van het temperatuur-gebied, waarin de weerstand verdwijnt, noemde hij de overgangstemperatuur. Door de weerstand grafisch uit te zetten als functie van de temperatuur, verkrijgt men de thermische overgangskromme.

§ 2. *De overgang van den normalen naar den supra-geleidenden toestand.*

De oudste onderzoeken (3) zijn gedaan aan veelkristallige supra-geleiders. Karakteristiek voor deze is, dat de weerstand in een klein temperatuurinterval continu verdwijnt. De onderste grens van dit interval is afhankelijk van de meetstroomsterkte, van de chemische en physische verontreinigingen van het onderzochte materiaal en misschien ook van de oriëntatie van den electricischen stroom ten opzichte van de kristalassen. Uit recente metingen van K. STEINER en P. GRASZMANN (4) blijkt, dat de temperatuur waarbij de weerstand voor de helft is teruggekeerd, afhankelijk is van de grootte van de kristallieten. Maakt men de kristallieten steeds kleiner, dan verschuift deze uniform naar hogere temperaturen. Voor zoover men uit de gegevens kan opmaken is het hoofdzakelijk de onderste grens van het overgangsgebied, die naar hogere temperaturen verschuift. De bovenste grens blijft nagenoeg onveranderd.

Door W. J. DE HAAS en J. VOOGD (5) is de overgang van den normalen naar den supra-geleidenden toestand van zeer zuivere eenkristaldraden van wit tin bestudeerd. Het blijkt dat het temperatuurinterval, waarin bij deze de weerstand verdwijnt, des te kleiner is, naarmate de kristallen beter ontwikkeld zijn en dat bij goede eenkristallen de bovenste grens van het overgangsinterval onafhankelijk is van den meetstroom, terwijl de onderste grens, bij verhooging van dezen stroom, naar lagere temperaturen verschuift. Extrapolatie naar oneindig kleinen meetstroom leidt tot de conclusie, dat dan het optreden van de supra-geleiding een discontinu verschijnsel is. In het ideale geval kan men dus spreken van een sprongpunt. Bovendien blijkt uit deze proeven de belangrijke invloed van den kristallisatietoestand op het overgangsverschijnsel. Dit was al eerder door DE HAAS en SIZOO aan kwikweerstand waargenomen.

De vraag, waarom deze overgang bij een veelkristalligen supra-geleider continu verloopt, is nog steeds niet beantwoord. Het is uit proeven van W. J. DE HAAS en J. VOOGD (6) gebleken, dat de oriëntatie van de kristallen ten opzichte van de richting van den meetstroom zeer waarschijnlijk geen rol speelt. Evenmin kunnen

inwendige spanningen de oorzaak zijn. Weliswaar hebben onderzoeken van G. J. SIZOO en H. KAMERLINGH ONNES (7) geleerd, dat de geheele thermische overgangslijn van een veelkristalligen tindraad onder invloed van een trekkracht naar hogere temperaturen verschuift. Deze verschuiving is echter slechts ongeveer 5 mm heliumdampdruk bij een belasting, die bijna gelijk is aan de breukbelasting. Mocht dus bij afkoeling het metaal onder trekspanning komen, dan zou de suprageleiding bij iets hogere temperatuur kunnen optreden, doch nooit zooveel hooger, dat hierdoor quantitatief de invloed kan worden verklaard, die de kristallisatietoestand op de thermische overgangslijn heeft. Hierbij gaat het namelijk om een verschuiving van meer dan 20 mm heliumdampdruk. Andere, nog onbekende, factoren moeten dus een rol spelen.

### § 3. *Verstoring van de suprageleiding door een magneetveld.*

Gelijk bekend is, verandert bij constante temperatuur de weerstand van een normaal metaal, wanneer men het in een magneetveld brengt. Over het algemeen neemt de weerstand toe, wanneer het magneetveld toeneemt. (8) Boven het sprongpunt onderscheidt de suprageleider zich ook in dit opzicht op geen enkele wijze van een normaal metaal. Beneden het sprongpunt is zijn gedraglijn daarentegen geheel anders. Er behoort dan bij iedere temperatuur een waarde van het magneetveld, waarbij aan de uiteinden van den weerstand weer een meetbaar potentiaalverschil optreedt. Deze veldsterkte is door KAMERLINGH ONNES de drempelwaarde genoemd. Brengt men den suprageleider in een veld kleiner dan de drempelwaarde, dan blijft de weerstand onveranderd nul. Voert

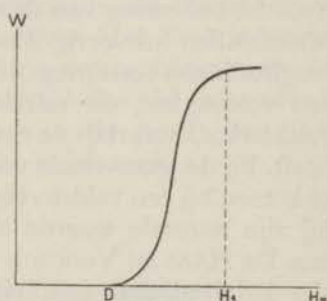


Fig. 1. Magnetische overgangsfiguur.

men dit veld hooger op, dan neemt men een gedrag waar, zoals in fig. 1 schetsmatig is weergegeven (zoo een figuur, waarin horizontaal het ingeschakelde magneetveld  $H_0$  en verticaal de gemeten weerstand  $W$  is uitgezet, noemt men de magnetische overgangsfiguur). In velden grooter dan  $H_1$  gedraagt de suprageleider zich weer als een normaal metaal. Het gebied tusschen  $D$  en  $H_1$ , waarin de weerstand veel sneller met  $H_0$  toeneemt, dan bij een normaal metaal, noemt men het magnetische overgangsgebied. De eindwaarde, die de weerstand in dat overgangsg gebied bereikt, komt overeen met de waarde, die men vindt, wanneer

men bij een temperatuur boven het sprongpunt een magneetveld, gelijk aan dat waarbij die eindwaarde bereikt wordt, inschakelt en daarna den weerstand in constant gehouden magneetveld afkoelt tot de temperatuur, waarbij de overgangsfiguur is bepaald. Het verschijnsel, dat de weerstand terugkomt in een voldoende sterk magneetveld wordt de magnetische verstoring van de suprageleiding genoemd.

#### § 4. *Het transversale en het longitudinale effect.*

Uit de experimenten van KAMERLINGH ONNES en TUYN (9) bleek dat de drempelwaarde, behalve van de temperatuur en de sterkte van den meetstroom, ook sterk afhangt van de richting van het magneetveld ten opzichte van de draadwikkelingen. <sup>1)</sup> Men dient te onderscheiden het transversale en het longitudinale effect. In het eerste geval staat het magneetveld loodrecht op de richting van den meetstroom; in het tweede geval zijn beide evenwijdig aan elkaar. De transversale drempelwaarde is kleiner dan de longitudinale. Daar iedere weerstandsdraad verscheidene windingen had, was het moeilijk beide effecten geheel te scheiden. Dit werd eerst gedaan door DE HAAS en VOOGD (10), die de magnetische verstoring van de suprageleiding van cilindervormige tin-éénkristallen uitvoerig bestudeerd hebben. Het blijkt, dat bij de longitudinale verstoring de weerstand begint terug te komen bij een veldsterkte, die minder dan een procent lager ligt dan de veldsterkte, waarbij de weerstand zijn normale waarde bereikt heeft. Bij de transversale verstoring begint de weerstand reeds terug te komen bij een veldsterkte, die hoogstens 58% is van die, waarbij hij zijn normale waarde bereikt heeft. Volgens de experimenten van DE HAAS en VOOGD is de veldsterkte, waarbij de weerstand in een longitudinaal veld zijn normale waarde bereikt, nagenoeg dezelfde als in een transversaal veld (zie proefschrift van J. VOOGD, blz. 80).

#### § 5. *De magnetische halfwaarde en de kritieke veldsterkte.*

De drempelwaarde, zooals die door KAMERLINGH ONNES gedefinieerd werd, is door den aard van de magnetische overgangsfiguren zeer moeilijk te bepalen. KAMERLINGH ONNES en TUYN voerden daarom het begrip magnetische halfwaarde in en verstonden daaronder de waarde van het magneetveld, waarbij de

<sup>1)</sup> KAMERLINGH ONNES en TUYN experimenteerden steeds met weerstandsdraden, die op een dun plaatje of glazen cilindertje gewikkeld waren.

weerstand voor de helft is teruggekeerd. Zij bepaalden deze waarden uit de transversale overgangsfiguren en vonden voor wit tin:

$$H\left(\frac{1}{2}\right) = -20.3 T^2 + 281.4.$$

Voor indium konden zij een soortgelijke formule opstellen. Daar de vorm van de transversale overgangsfiguur o.m. afhangt van de sterkte van den meetstroom, terwijl deze afhankelijkheid niet bekend is, kan men deze betrekking geen scherpe physische beteekenis toekennen. Uit de metingen van DE HAAS en VOOGD volgt, dat zwakke meetstroomen geen invloed hebben op het karakter van de longitudinale overgangsfiguur van eenkristallen. Men kon daarom in deze gevallen nog redelijkerwijs over de halfwaarde van de opgaande longitudinale overgangsfiguur spreken. Tusschen opgaande en neergaande figuur is door TUYN nog geen verschil gemaakt. Dit is pas na de ontdekking van de hysterese door DE HAAS en SIZOO (11) noodzakelijk geworden. Men verstaat onder hysterese het verschijnsel, dat het terugkomen van den weerstand in een toenemend magneetveld bij hoogere veldsterkten plaats grijpt dan het verdwijnen in een afnemend magneetveld.

Ondanks het voordeel, dat men de longitudinale halfwaarde nauwkeurig genoeg kan bepalen, is deze later, als karakteristiek voor de magnetische verstoring, toch verlaten. Men heeft ingezien, dat het eenige magnetische veld, dat bij de suprageleiding een rol speelt en dat een physische beteekenis heeft, het veld is, waarbij de weerstand juist zijn normale waarde heeft bereikt. Deze veldsterkte noemt men de kritieke veldsterkte.

#### § 6. *Theorie van VON LAUE.*

Door M. VON LAUE (12) is een theorie opgesteld, die verband legt tusschen de, door KAMERLINGH ONNES ingevoerde, drempelwaarde en de kritieke veldsterkte. Deze theorie gaat uit van de volgende hypothesen:

1. een suprageleider is te beschouwen als een ideale geleider in den zin van MAXWELL;
2. de suprageleiding zal verstoord worden, zoodra de tangentiële component van het magneetveld ergens aan het oppervlak een kritieke waarde  $H_K$  bereikt heeft. Deze kritieke waarde, die van de temperatuur afhangt, is een materiaalconstante.

Uit de eerste hypothese volgt, dat voor ieder punt in den suprageleider  $\dot{\mathbf{B}} = 0$  is ( $\mathbf{B}$  is magnetische inductie) en dat dus  $\mathbf{B} = \text{constant}$  is. Tengevolge van de continuïteit van den tangentiëlen component van de electriche veldsterkte is ook aan het uitwendige

oppervlak van den suprageleider  $\dot{\mathbf{B}}_n = -\text{rot}_n \mathbf{E} = 0$  ( $\mathbf{B}_n = \text{constant}$ ), als  $n$  den normaal op het oppervlak van den suprageleider voorstelt. De normaalcomponent van de inductie aan het oppervlak van den suprageleider kan dus niet veranderen. Plaats men nu een suprageleider in een van nul aangroeiend magneetveld, dan zullen de krachtlijnen om den suprageleider heenbuigen, op dezelfde wijze als bij een niet-suprageleider, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  is. De tangentele component van het magneetveld kan daarbij aan de verschillende punten van het

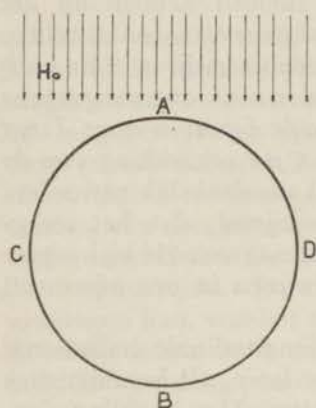


Fig. 2.

oppervlak sterk uiteenlopende waarden aannemen. Dit wordt onder meer bepaald door den vorm van den suprageleider. Is deze een oneindig lange ronde cylinder, die zich in een longitudinaal homogeen magneetveld  $H_0$  bevindt, dan is  $H_{tg}$  in alle punten van het oppervlak gelijk aan  $H_0$ . In het transversale homogene magneetveld  $H_0$  is daarentegen in de punten A en B (zie fig. 2)  $H_{tg} = 0$ , terwijl hij in de punten C en D de waarde  $2 H_0$  bereikt. Volgens de tweede hypothese begint in het transversale geval de weerstand dus terug te keeren bij een

veldsterkte, die half zoo groot is als die, waarbij in het longitudinale geval de weerstand terugkeert.

DOOR DE HAAS, VOOGD en Mej. J. M. JONKER (13) is, met inachtneming van alle voorzorgsmaatregelen, deze theorie getoetst aan het experiment met zuiver cirkelronde eenkristaldraden van wit tin. Men vond, dat in een transversaal magneetveld de weerstand begint terug te komen bij een veldsterkte, die ongeveer 58% is van het veld, waarbij de weerstand juist zijn normale waarde bereikt heeft. Dit is dus een aanzienlijke afwijking van de 50%, die de theorie eischt. Overeenkomstige verschillen tusschen theorie en experiment werden ook gevonden bij cilindervormige draden met elliptische doorsnede.

Het verschil tusschen experiment en theorie kan niet verklaard worden uit de afwijkingen, die de vorm van de onderzochte weerstanden vertoont ten opzichte van den theoretisch oneindig langen cylinder. Men zou zich kunnen voorstellen dat het magneetveld bij het begin van de verstoring niet plotseling in den suprageleider dringt, doch met toenemend uitwendig magneetveld steeds iets dieper, zoodat het terugkeeren van den weerstand niet behoeft samen te vallen met het verdwijnen van de suprageleidendheid aan het oppervlak.



Door W. J. DE HAAS en Mevr. CASIMIR-JONKER (14) zijn experimenten uitgevoerd, waarvan de uitkomsten blijkbaar met deze veronderstelling in overeenstemming zijn. Door middel van de weerstandsverandering van drie bismuthdraadjes werd het indringen van een transversaal magneetveld in een tincylinder in twee loodrecht op elkaar staande richtingen bestudeerd bij constante temperatuur. Uit de metingen concludeert men (zie Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden no. 229d, blz. 4), dat bij het inschakelen van een uitwendig magneetveld persisterende stroomen ontstaan, die de verandering van het magneetveld binnen in den suprageleider compenseeren. Bij een bepaalde waarde van het uitwendige magneetveld wordt aan den rand (dit is in de punten C en D van fig. 2) de suprageleiding verstoord, de persisterende stroomen verdwijnen en het magneetveld ondergaat op deze plaatsen een sterke verandering. Langzamerhand dringt nu het veld verder in den draad. Bij deze metingen ligt tusschen de waarde van het veld, waarbij dit proces begint, en de waarde, waarbij het veld tot de as is doorgedrongen, een interval van ongeveer 3 Gauss ( $T = 3.48^\circ \text{K}$ ;  $H_K = 33.5 \text{ Gauss}$ ).

Deze resultaten zijn zeer merkwaardig, wanneer men de theorie van VON LAUE consequent wil doorvoeren, want dan zou zoodra  $H_{\text{ig}}$  aan het oppervlak gelijk aan  $H_K$  geworden is, de suprageleiding daar verstoord worden en het magneetveld iets in den suprageleider dringen. Aan de nieuwe grenslaag moet weer  $H_{\text{ig}} = H_K$  zijn. Vlak daarachter zou dan de veldsterkte weer kleiner dan  $H_K$  zijn zoodat er daar weer suprageleiding zou kunnen optreden. Deze moeilijkheid eischt een nader onderzoek van de wijze waarop het magneetveld in den suprageleider dringt. Door Prof. W. J. DE HAAS en schrijver dezes is dit onderzoek met behulp van een eenkristalbol van wit tin uitgevoerd. Deze proeven worden in hoofdstuk III van dit proefschrift besproken.

#### § 7. *De karakteristieke kenmerken van den suprageleidenden toestand.*

Tot 1934 werd bij alle experimenteele en theoretische onderzoekingen aangenomen, dat het eenige kenmerk, dat den suprageleider van een normaal metaal onderscheidt, bestaat in het nul worden van den electricchen weerstand. Hierbij werd steeds aangenomen, dat bij het passeeren van het sprongpunt de magnetische veldsterkte in de omgeving van den suprageleider onveranderd blijft. Dit werd het eerst duidelijk uitgesproken door LIPPMANN (15). De regel van LIPPMANN luidt: „het aantal krachtlijnen, dat door een suprageleider omspannen wordt, is constant”. Dat dezen regel geen algemeene geldigheid toegekend kan worden,

is bewezen door de experimenten van MEISSNER en zijn medewerkers OCHSENFELD en HEIDENREICH. (16) Men vond dat een homogeen magneetveld, dat boven het sprongpunt ingeschakeld was, uit een massieven zuiveren suprageleider gedrongen wordt, wanneer hij bij afkoeling in constant gehouden magneetveld de overgangstemperatuur passeert. Hetzelfde verschijnsel, ofschoon iets gecompliceerder, werd waargenomen bij een hollen suprageleider. Door verscheidene anderen is dit effect bevestigd.

De aanname  $E = 0$ <sup>1)</sup> alleen is niet voldoende, om dit effect te verklaren. Daarom heeft men als tweede karakteristieke kenmerk voor den suprageleidenden toestand ingevoerd, dat de magnetische inductie  $B = 0$  is.

Uit het werk van RUTGERS (17) en van GORTER en CASIMIR (18) blijkt, dat deze beide kenmerken en de aanname, dat de overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand een omkeerbaar proces is, voldoende zijn, om langs thermodynamischen weg den sprong in de soortelijke warmte bij het sprongpunt te berekenen [zie de onderzoekingen van KEESOM en zijn medewerkers. (19)]

Door MEISSNER en zijn medewerkers was alleen onderzocht den overgang van den normalen naar den suprageleidenden toestand bij constant uitwendig magneetveld. Het was dus nog een open vraag of deze overgang omkeerbaar is.

MENDELSSOHN en zijn medewerkers (20) en SCHUBNIKOW und RJABININ (21) hebben het magnetische veld in de omgeving van den suprageleider onderzocht bij den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand, en den daarbij aansluitenden omgekeerden overgang, bij constante temperatuur. Uit deze onderzoekingen blijkt dat de beide overgangskrommen niet samenvallen en dat, zelfs nadat het uitwendige veld weer nul geworden is, nog niet alle krachtlijnen uit den suprageleider verdwenen zijn. Alleen zuiver kwik maakte volgens de metingen van MENDELSSOHN (22) op dit laatste een uitzondering.

Aan den eenen kant eischen de metingen van MEISSNER dus voor den suprageleidenden toestand  $B = 0$ , terwijl aan den anderen kant de metingen van MENDELSSOHN en van SCHUBNIKOW de mogelijkheid van een, zij het dan kleine, van nul afwijkende  $B$  toelaten. Deze tegenspraak eischte een nader onderzoek. De hiertoe noodige experimenten zijn in aansluiting op de experi-

<sup>1)</sup> Een suprageleider is een lichaam, waarin een eenmaal op gang gekomen electriche stroom onbepaald lang blijft loopen, zonder hulp van een electromotorische kracht ( $R = 0$ ). Het is dus een lichaam, waarin onmogelijk een electriche kracht gedurende een merkbaren tijd kan bestaan.

menteele toetsing van de theorie van VON LAUE, onder leiding van Prof. DE HAAS, door den schrijver <sup>1)</sup> uitgevoerd, en worden in de volgende hoofdstukken van dit proefschrift besproken.

## LITERATUUR.

1. J. DE BOER. Electriche weerstandsmetingen tusschen 1° K en 20° K. Proefschrift Leiden, 1935.
2. H. KAMERLINGH ONNES. Leiden Comm. 120*b*, 122*b* en 123.
3. W. TUYN. Weerstandsmetingen in vloeibaar helium. Proefschrift Leiden 1924.
4. K. STEINER und P. GRASZMANN. Phys. Z. **36**, 516 en 519, 1935.
5. W. J. DE HAAS en J. VOOGD. Leiden Comm. 214*c*. Zie voor een overzicht J. VOOGD: Leidsche onderzoekingen over den suprageleidenden toestand van metalen 1927-1930. Proefschrift Leiden, 1931.
6. J. VOOGD, Proefschrift, l.c.
7. G. J. SIZOO and H. KAMERLINGH ONNES, Leiden Comm. 180*a*.
8. P. M. VAN ALPHEN. Enkele magnetische eigenschappen der metalen bij lage temperaturen. Proefschrift Leiden, 1934.
9. W. TUYN, l.c.
10. W. J. DE HAAS en J. VOOGD. Leiden Comm. 212*d*.
11. G. J. SIZOO. Onderzoekingen over den suprageleidenden toestand van metalen. Proefschrift Leiden, 1926.
12. M. VON LAUE. Phys. Z. **33**, 793, 1932.
13. W. J. DE HAAS, J. VOOGD en J. M. JONKER. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden 229*d*; Physica 's-Grav. **1**, 281, 1933-1934.
14. W. J. DE HAAS en J. M. CASIMIR-JONKER. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden 229*d*; Physica, 's-Grav. **1**, 291, 1934.
15. LIPPMANN, Comptes Rendues 168, 74, 1919.
16. W. MEISSNER und R. OCHSENFELD, Naturwissenschaften **21**, 787, 1933.  
W. MEISSNER. Z. Kälteind **41**, 125, 1934; Z. techn. Phys. **15**, 509, 1934.
17. A. J. RUTGERS. Zie P. EHRENFEST, Leiden Commun., Suppl. 75*b*, Nachtrag bei der Korrektur.
18. C. J. GORTER and H. CASIMIR. Physica 's-Grav. **1**, 306, 1934.
19. W. H. KEESOM en J. N. VAN DEN ENDE, Leiden Commun. 219*b*.  
J. A. KOK. De Calorimetrie van enkele metalen bij zeer lage temperaturen. Proefschrift Leiden 1935.
20. K. MENDELSSOHN and J. BABBIT, Proc. Roy. Soc. London (A) **151**, 316, 1935.
21. J. N. RJABININ and L. W. SCHUBNIKOW. Phys. Z. Sow Union **6**, 557, 1935.
22. T. C. KEELEY, K. MENDELSSOHN, J. R. MOORE. Nature **134**, 773, 1934.

---

<sup>1)</sup> Ik wil op deze plaats mijn hartelijken dank betuigen aan Mej. A. D. ENGELKES, nat. phil. cand., voor haar zeer gewaardeerde assistentie bij de voorbereidingen en tijdens de metingen.

# HOOFDSTUK II.

## DE MEETMETHODE.

### § 1. *Bepaling van het magneetveld.*

Men kan de waarde van een magneetveld op verschillende manieren bepalen. Elke methode heeft haar eigenaardige bezwaren; voor ons doel komen er slechts twee in aanmerking.

1. de ballistische methode; men meet den stroomstoot, die door een ballistischen galvanometer gaat, wanneer men een daarmede verbonden inductiespoeltje, waarvan het windingsvlak loodrecht op de richting van de krachtlijnen staat, uit het te meten veld in „veld nul” brengt, of wanneer men het spoeltje  $90^\circ$  of  $180^\circ$  draait om een as, die in het windingsvlak ligt.

2. de methode, die gebruik maakt van de groote weerstandsverandering, die bismuth in een magneetveld ondervindt. Men brengt een bismuthdraadje op de te onderzoeken plaats, bepaalt zijn weerstand en leidt hieruit met behulp van een calibratiecurve de sterkte van het magneetveld af (1).

De eerste methode is veelvuldig toegepast o.a. door MEISSNER en zijn medewerkers (2), door SCHUBNIKOW en RJABININ (3) en door KEELEY en MENDELSSOHN. (4) Deze methode is vooral geschikt voor het meten van een homogeen veld. Heeft men daarentegen een sterk inhomogeen veld, dan ontmoet men ernstige bezwaren, in het bijzonder in die gevallen, waarin men de suprageleiding van zuivere metalen bestudeert. De meeste hiervan worden pas bij zeer lage temperatuur suprageleidend en hebben een lage kritieke veldsterkte, zoodat men over het algemeen kleine velden (meestal niet hooger dan 100 Gauss) te bepalen heeft. Om deze velden met eenige nauwkeurigheid te kunnen bepalen, moet het spoeltje een vrij groot windingsoppervlak hebben. Zelfs bij gebruik van het dunste koperdraad zal de spoel toch zulke afmetingen krijgen, dat men steeds over een oppervlak van verscheidene  $\text{mm}^2$  integreert. Dit bezwaar vervalst voor de tweede methode practisch geheel, omdat men, dank zij de groote weerstandsverandering van bismuth, gebruik kan maken van een zeer kort en dun draadje, Daardoor is het mogelijk, het oppervlak, waarover men integreert, terug te brengen tot minder dan  $1/20 \text{ mm}^2$ . Op grond hiervan werd besloten methode 2 toe te passen.

§ 2. *Het toestel.*

De opzet van het onderzoek was, de topologie van het magneetveld in en om een supra geleider te bepalen. Om in zooveel mogelijk punten de sterkte van het magneetveld te kunnen meten, werd gebruik gemaakt van een verplaatsbaar weerstandje. Zodoende werd het plaatsen van een groot aantal weerstandjes vermeden en daarmee de daarbij behorende stroom- en potentiaaldraden. Dit laatste is van groot belang, daar deze draden goede warmtegeleiders zijn en dus een snelle verdamping van het helium bevorderen.

Een schets van het oorspronkelijke toestel is in fig. 3 gegeven. Aan elk der uiteinden van het bismuthdraadje B (lang ongeveer 1 mm, diameter ongeveer 0.04 mm) zijn een potentiaal- en een stroomdraad electricch gelascht. Deze vier draden worden tezamen met het bismuthdraadje in een glascapillair C getrokken (uitwendige diameter 0.8 à 0.9 mm, lengte 10 à 12 cm). Het geheel wordt gedurende eenigen tijd gedrenkt in een verdunde oplossing van bakeliet in aceton, zoodat, nadat de aceton verdampt is, er op de draden een isoleerend laagje bakeliet achterblijft. Het capillairtje C zit met Dekhotinsky cement vastgelakt in de

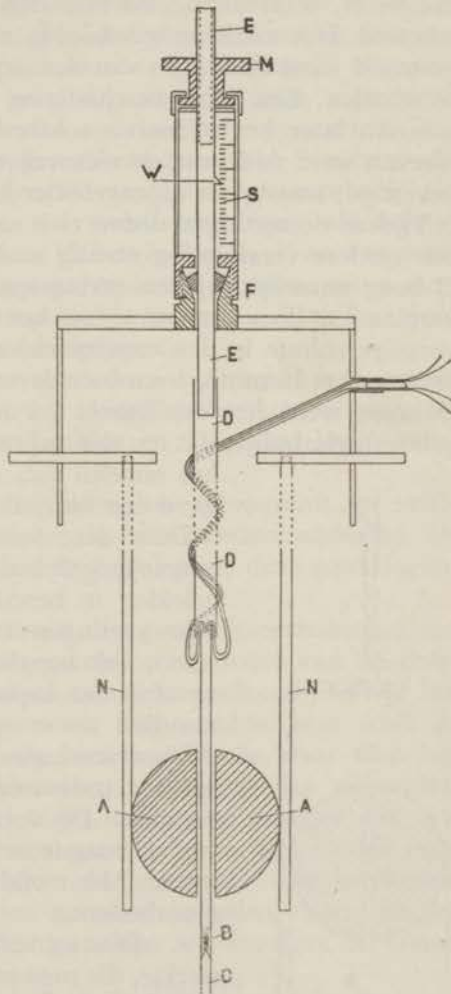


Fig. 3.

wijdere glascapillair D (400 mm lang). In het andere uiteinde van D is een stalen staafje E gelakt, dat door een pakkingbusje F heen naar buiten den cryostaat voert. Het uiteinde van E dat buiten den cryostaat uitsteekt, is bevestigd aan een micrometerschroef M,

waaraan een schaalverdeeling S is bevestigd. Uit den stand van het, aan de staaf E bevestigde, wijzertje W ten opzichte van deze schaal, kan men den stand van het weerstandje B ten opzichte van den suprageleider A afleiden. De suprageleider bevindt zich onder in den cryostaat en is vastgesoldeerd aan drie nieuwzilverbuisjes N, waarvan de bovineinden in de cryostaatkap zijn geschroefd. Het soldeeren geschiedde met zuiver tin, terwijl er naar gestreefd werd den vorm van den suprageleider zoo min mogelijk te schaden. Een lichte beschadiging kon niet worden vermeden waarom later het soldeeren achterwege werd gelaten. In plaats hiervan werd onderaan de nieuwzilverbuisjes een koperen ringetje bevestigd, waarop de suprageleider kwam te rusten.

Tijdens de metingen deden zich andere moeilijkheden voor, die een verdere verandering noodig maakten. Het dunne capillairtje C boog namelijk bij den geringsten druk. Een hapering bij het verplaatsen door de nauw om het capillairtje sluitende kanaalvormige ruimte in den suprageleider veroorzaakte daardoor een druk op het bismuth, waardoor de weerstand hiervan veranderde. Daarom werd het capillairtje vervangen door een raamvormig gebogen glasbuisje, dat om den suprageleider paste (zie fig. 4). Op het midden van de onderste horizontale ribbe werd een bismuthdraadje B bevestigd.

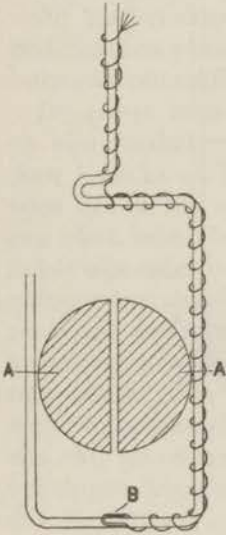


Fig. 4.

Door deze verandering was het echter niet langer mogelijk alle punten om en in den suprageleider te bereiken. Daarom werden, naast deze metingen met een verplaatsbaren weerstand, ook bepalingen gedaan met behulp van op of in den suprageleider aangebrachte weerstandjes.

Voor metingen binnenin den suprageleider moet men daar eerst een geschikte ruimte aanbrenge. De vorm hiervan bepaalt den aard van de magnetische grootheid, die men daarin meet. Men onderscheidt twee magnetische grootheden:

a. de magnetische kracht; dit is de veldsterkte, die men meet in een zeer nauwe kanaalvormige ruimte, waarvan de beschrijvende lijnen in de richting van de krachtlijnen loopen.

b. de magnetische inductie; dit is de grootheid, die men meet in een zeer platte doosvormige ruimte, waarvan grond- en bovenzvlak loodrecht op de richting van de krachtlijnen staan.

§ 3. *Ijking van de bismuthweerstandjes.*

De dunne bismuthdraadjes waren zoo zwak, dat het niet mogelijk was, deze eerst te calibreeren en daarna pas op of in den suprageleider te plaatsen. Evenmin liet de constructie van het toestel met de beweegbare weerstandjes toe, deze zoo ver uit de buurt van den suprageleider te brengen, dat men de storing hiervan op het magneetveld kon verwaarloozen. De calibraties moesten dus steeds in aanwezigheid van den suprageleider uitgevoerd worden. Dit leverde moeilijkheden op, daar bij temperaturen beneden het sprongpunt het opgezette magneetveld, wanneer dit kleiner dan de kritieke veldsterkte is, door den suprageleider gedeformeerd wordt. Om de weerstandsverandering als functie van de veldsterkte, wanneer deze kleiner is dan  $H_K$ ,<sup>1)</sup> en van temperaturen beneden het sprongpunt, te leeren kennen, moet men dus gebruik maken van geëxtrapoleerde krommen. Men kan deze op twee verschillende manieren verkrijgen:

1. door voor verschillende veldsterkten boven het sprongpunt de weerstandsverandering, die bij iedere veldsterkte behoort, als functie van de temperatuur te bepalen en deze naar lagere temperaturen te extrapoleeren.

2. door bij temperaturen beneden het sprongpunt en veldsterkten grooter dan de kritieke de weerstandsverandering als functie van het uitwendige veld te bepalen en deze naar lagere veldsterkten te extrapoleeren.

Het blijkt dat de eerste methode niet goed uitvoerbaar is, daar de weerstandsverandering op gecompliceerde wijze van de temperatuur afhangt en men grafisch moet extrapoleeren, terwijl het temperatuurgebied, waarin gemeten kan worden, zeer smal is. Dit nadeel vervalt geheel bij de tweede methode, daar men het meetgebied naar hoogere veldsterkten willekeurig kan uitbreiden en er een eenvoudig verband blijkt te bestaan tusschen het uitwendige magneetveld en de weerstandsverandering, zoodat men de laatste voor veldsterkten kleiner dan de kritieke kan berekenen uit de bij hoogere veldsterkten gemeten waarden. Voor de gebruikte draadjes gold algemeen in velden tot ongeveer 80 Gauss

$$W_{HT}/W_{OT} - 1 = (\alpha + \beta H) H^2$$

Hierin stelt  $W_{OT}$  de weerstand voor bij de betreffende temperatuur en een uitwendig magneetveld nul,

$W_{HT}$  de weerstand bij dezelfde temperatuur en een uitwendig magneetveld  $H$ ,

<sup>1)</sup> De kritieke veldsterkte wordt steeds aangeduid door  $H_K$ .

H de waarde van het uitwendige magneetveld, waarin de weerstand zich bevindt,

$\alpha$  een veldonafhankelijke constante van de orde van grootte  $10^{-3}$ ,

$\beta$  een veldonafhankelijke constante van de orde van grootte  $10^{-8}$ .

De waarden  $\alpha$  en  $\beta$  liepen voor de verschillende weerstandjes zeer sterk uiteen. Vooral de physische onzuiverheden drukten de waarde van  $\alpha$  zeer sterk omlaag. Over den invloed van de chemische verontreinigingen op de  $\alpha$  en  $\beta$  is ons niets bekend. De thermische voorbehandeling was vooral te merken in de waarde van  $\beta$ . Voor enkele weerstandjes met langeren levensduur bleek de waarde van  $\beta$ , na een tusschentijdsche opwarming tot kamertemperatuur, kleiner en in sommige gevallen zelfs nul geworden te zijn.

Voor zoover mogelijk, is in dit proefschrift steeds de tweede methode toegepast. Voor metingen bij constante temperatuur leverde dit geen bezwaren. Voor metingen in constant uitwendig magneetveld en veranderlijke temperatuur moest echter meestal door gebrek aan tijd een soort combinatie van beide methoden worden toegepast.

#### § 4. *De vorm van den suprageleider.*

Wil men uit de weerstandsverandering van een bismuthstaafje conclusies trekken omtrent de grootte van het magneetveld, waarin het weerstandje zich bevindt, dan is het noodzakelijk dat men weet, of de richting van dat veld overeenstemt met die van het veld, waarin het weerstandje gecalibreerd is. De weerstand hangt immers behalve van de sterkte van het magneetveld ook af van den hoek tusschen magneetveld en stroomrichting. Men moet dus den suprageleider een vorm geven op grond waarvan men over de richting van het gedeformeerde veld, uit symmetrie-overwegingen, voorspellingen kan doen. Bovendien is het gewenscht dat de vorm van den suprageleider zoodanig is, dat men de voorkomende berekeningen kan uitvoeren. Aan beide voorwaarden voldoet de bol.

#### § 5. *Vervaardiging van één eenkristalbol van wit tin.*

De meest toegepaste methode, om éénkristallen van bepaalden vorm te vervaardigen, bestaat hierin, dat men den vorm in een of ander geschikt materiaal uitspaart. De holte vult men met het vloeibare metaal, waarna men het geheel van één zijde laat afkoelen. Van dit principe werd uitgegaan, om een éénkristalbol van wit tin, voorzien van een diametraal kanaaltje, dat voor



een aantal metingen noodig was, te verkrijgen. Daar men in een éénkristal niet mag boren, moest dit kanaaltje met het kristal meegroeien.

Een dikwandige, cilindervormige, glazen buis werd in het midden tot een bol B geblazen (zie fig. 5). Den cylinder liet men boven en onder den bol inloopen, zoodat de bolvormige ruimte door tamelijk nauwe capillairen in verbinding stond met de cilindervormige ruimten aan beide zijden ervan. Voor de vorming van het kanaaltje werd langs de as van den cylinder een met zijde omsponnen koperdraad C gespannen. Het bovineinde van de buis werd dichtgesmolten, terwijl het onder-einde puntvormig werd uitgetrokken en omgebogen. Het geheel werd met een hoeveelheid zeer zuiver tin (geleverd door de firma KAHLBAUM met de zuiverheidsgarantie „Kahlbaum”) in een wijdere glazen buis geplaatst, die aan 't onder-einde was dichtgesmolten en aan 't bovineinde in verbinding stond met een koolbuis, waarmee werd geëvacueerd.

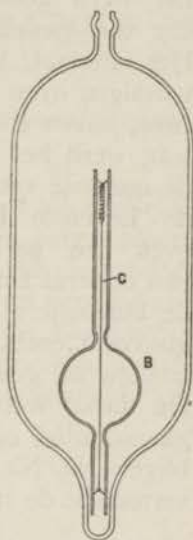


Fig. 5.

Het tin werd in een electrischen oven gesmolten en gedurende eenige uren ontgast. Daarna werd in de wijde buis heliumgas toegelaten. Dit kon het vloeibare tin in den bol persen, doordat de opening in het omgebogen onder-eind door het eigen gewicht van den glasvorm onder den vloeistofspiegel was gezakt. Na afkoelen werd de bol uit de wijde buis gehaald en het onder-einde dichtgesmolten. Vervolgens werd hij in een bodemlozen oven gebracht, waar het tin weer gesmolten werd. Daarna liet men den bol zeer langzaam uit den oven zakken, zoodat het tin van onderaf kon stollen. Het glas werd met fluorwaterstof weggeëst, de cilindervormige uitsteeksels voorzichtig verwijderd en het koperdraadje uit het kanaaltje getrokken. Dit laatste was mogelijk, omdat het koper door de verkolde zijdeisolatie van het tin was gescheiden. Door voorzichtig polijsten werden kleine afwijkingen van den bolvorm bijgewerkt.

Ondanks alle voorzorgen gelukte het niet, op deze wijze een éénkristal te verkrijgen. De bol bestond steeds uit eenige groote kristallieten, die den vorm van een kegel hadden, waarvan de top naar het middelpunt van den bol was gericht. Een voor de hand liggende conclusie was, dat de warmteuitstraling van het bolvormig oppervlak een niet te verwaarloozen rol speelde bij het kristallisatieproces. Daarom werd bij de volgende poging

zooveel tin in de wijde buis gedaan, dat na smelten de geheele bol onder het vloeibare metaal stond. Bovendien werd de glasvorm aan het bovineinde opengelaten, met het doel de bij de verkoling van de zijde ontstane gassen gelegenheid te geven te ontsnappen. Dit werd gedaan, omdat bij vorige proeven gebleken was, dat die gassen zoogenaamde gietgallen in het tin vormen. Het metaal werd dezen keer gesmolten in een cilindervormigen oven met bodem. Het verwarmingselement bestond uit twee, boven elkaar geplaatste, spiralen. Nadat het tin gesmolten was, werd het gedurende eenige uren ontgast. Vervolgens werd de onderste verwarmingsspiraal uitgeschakeld en de stroom door de bovenste iets opgevoerd. Hierdoor ontstond er in den oven een geringe temperatuursgradiënt, waarin het metaal van onderaf kon stollen. Na afkoeling tot kamertemperatuur werd de buitenste glasmantel verwijderd en de metaal massa, die den glasvorm omhulde, doorgezaagd. Beide deelen van deze massa konden nu gemakkelijk van den glasvorm afgeschoven worden. De tinbol werd weer met behulp van fluorwaterstof van zijn glasomhulsel ontdaan en op de hierboven reeds besproken wijze bijgewerkt. Na etsen met salpeterzuur, waarin een weinig aluin, vertoonde de bol de reflecties van een éénkristal.

## LITERATUUR.

1. W. J. DE HAAS and J. M. CASIMIR-JONKER. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 229d; *Physica*, 's-Grav. **1**, 291, 1934.  
K. MENDELSSOHN and J. BABBIT, *Proc. Roy. Soc., London (A)* **151**, 316, 1935.
2. W. MEISSNER und R. OCHSENFELD, *Naturwissenschaften* **21**, 787, 1933,  
W. MEISSNER, *Z. techn. Phys.* **15**, 509, 1934.  
W. MEISSNER, *Z. ges. Kälteind.* **11**, 125, 1934.
3. J. N. RJABININ und L. W. SCHUBNIKOW, *Phys. Z. Sow. Union* **6**, 557, 1935.
4. T. C. KEELEY and K. MENDELSSOHN, *Proc. roy. Soc., London (A)* **154**, 378, 1936.

## HOOFDSTUK III.

### METINGEN BIJ CONSTANTE TEMPERATUUR EN TOENEMEND MAGNEETVELD.

§ 1. *De overgang van den suprageleidenen naar den normalen toestand bij constante temperatuur.*

Zooals bekend is, neemt de weerstand van een suprageleider een meetbare waarde aan, wanneer men hem in een voldoende sterk magneetveld brengt. De sterkte van het veld, waarbij de weerstand begint terug te keeren, is afhankelijk van verschillende factoren, die waarschijnlijk nog niet alle bekend zijn. Goed reproduceerbaar en wel gedefinieerd is echter de veldsterkte, waarbij de weerstand, geplaatst in een longitudinaal magneetveld, juist zijn normale waarde terugkrijgt (1). De sterkte van dit veld, die we  $H_m$  noemen, neemt toe met afnemende temperatuur.

Zet men  $H_m$  uit als functie van  $T$ , dan verkrijgt men de zoogenaamde overgangskromme (zie fig. 6). Bij waarden van  $H$  en  $T$  in het gebied, dat boven de overgangskromme ligt, verkeert de suprageleider steeds in den normalen toestand.<sup>1)</sup> Bij waarden van  $H$  en  $T$  in het gebied onder de overgangskromme hangt de toestand, waarin de suprageleider zich zal bevinden, van verscheidene nevenomstandigheden af, voornamelijk echter van den vorm van den suprageleider en zijn stand t.o.v. het magneetveld. Belangrijk is ook de weg, waarlangs men onder de kromme gekomen is. Het zal bijvoorbeeld uit de in dit proefschrift te bespreken experimenten blijken, dat de waarde van de magnetische inductie, die men in  $P$  vindt, wanneer men langs  $ABP$  naar  $P$  gaat, sterk verschillen kan van die, welke gevonden wordt, wanneer

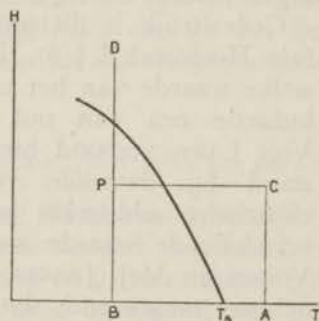


Fig. 6. Overgangskromme.

<sup>1)</sup> Wanneer over den toestand van een suprageleider gesproken wordt, is daarmee bedoeld de waarde van het elektrische veld en van de magnetische inductie in den suprageleider. Als karakteristiek voor den suprageleidenen toestand wordt tegenwoordig algemeen gesteld  $E = 0$  en  $B = 0$ .

men langs ACP naar dat punt gaat. Dit hangt weer af van de ligging van P en van den vorm van den suprageleider. Men kan ook verschillende toestanden in P verkrijgen, door langs ABP of langs ABPDP naar P te gaan. <sup>1)</sup> Deze verschillen treden niet op voor punten van de T-as, wanneer men tenminste met zuivere materialen en enkelvoudig samenhangende suprageleiders werkt.

De theoretische behandeling van het probleem, in welken toestand de suprageleider zich onder bepaalde omstandigheden bevindt, stuit nog op vele moeilijkheden. Alleen de overgang van suprageleidend naar normaal bij constante temperatuur is thans vrijwel volledig behandeld. Onder dezen overgang wordt verstaan:

a. afkoelen tot een temperatuur lager dan het sprongpunt, zonder uitwendig magneetveld.

b. bij constant gehouden temperatuur een magneetveld inschakelen en dit opvoeren tot de weerstand weer zijn normale waarde bereikt heeft en de magnetische inductie gelijk aan het ingeschakelde homogene veld geworden is.

Gedeeltelijk is dit probleem behandeld door VON LAUE (2) (zie Hoofdstuk I § 6). De theorie van VON LAUE voorspelt bij welke waarde van het uitwendige magneetveld de magnetische inductie een van nul verschillende waarde zal aannemen. VON LAUE verbond hieraan ook de conclusie, dat de weerstand bij datzelfde veld zou terugkomen, d.w.z. dat de elektrische veldsterkte in den suprageleider weer een van nul verschillende waarde zou aannemen. Metingen van DE HAAS, VOOGD en Mej. JONKER (3) aan zuiver cirkelronde weerstanden hebben aangetoond, dat dit laatste niet het geval is. Deze afwijking van de theorie maakte het noodzakelijk, experimenteel na te gaan, in hoeverre de theorie juist is voor het terugkeeren van de magnetische inductie. Deze experimenten worden in dit hoofdstuk besproken.

De sterkte van het uitwendige veld, waarbij de magnetische inductie terugkeert, noemen we het beginpunt van de magnetische verstoring. De waarde van het veld, waarbij de magnetische inductie gelijk geworden is aan het ingeschakelde homogene veld, noemen wij de kritieke veldsterkte  $H_K$ ; voor wit tin is gebleken, dat dit een punt van de overgangskromme in fig. 6 is.

De theorie van VON LAUE laat geen conclusies toe omtrent den toestand van den suprageleider in het gebied tusschen begin-

<sup>1)</sup> Door het optreden van het hystereseverijnsel, gelden dezelfde overwegingen voor de elektrische kracht.

en eindpunt van de magnetische verstoring. Uitgebreide experimenten bestaan over de elektrische veldsterkte, i.c. den weerstand in dit gebied. Over de magnetische inductie was echter op het moment, dat de in dit proefschrift te bespreken experimenten begonnen werden, niets bekend. GORTER en CASIMIR (4) kwamen ongeveer te zelfder tijd op grond van hun thermodynamische onderzoekingen van de suprageleiders tot de overtuiging, dat in het gebied van de magnetische verstoring de suprageleider moet bestaan uit een soort mengphase van normale en suprageleidende phase. Beide fasen wisselen elkaar af, of doordringen elkaar in den vorm van lagen of naalden. Over den toestand van den suprageleider (de waarde van  $E$  en  $B$ ) kon men aan de hand van deze theorie niets zeggen. In verband hiermede was het dus noodzakelijk experimenteel na te gaan hoe in het verstoringsgebied de magnetische inductie verandert. Behalve het magnetische veld buiten den suprageleider (waaruit men bij stoffen, waarvoor zonder meer de vergelijkingen van MAXWELL gelden, conclusies omtrent de magnetische inductie kan trekken), moest dus ook de inductie zelf gemeten worden. De experimenten zijn uitgevoerd met behulp van een bolvormigen suprageleider van tin dat betrokken was van de firma KAHLBAUM, met als zuiverheidsgarantie de qualificatie „Kahlbaum”.

## § 2. *Het magneetveld aan den aequator van een éénkristalbol van tin.*

De bol was voorzien van een verticaal diametraal kanaaltje <sup>1)</sup> (zie Hoofdstuk II § 4). Op den aequator bevond zich een kort dun bismuthdraadje (ongeveer 2 mm lang en 0.1 mm diameter). Uit de weerstandsverandering hiervan werd de waarde van het magneetveld op de plaats, waar het weerstandje zich bevond, berekend (zie Hoofdstuk II § 2 en 3).

Alvorens het magnetisch veld in te schakelen, werd de bol afgekoeld tot  $T = 3.463^\circ\text{K}$  (dampdruk van het heliumbad  $p_{\text{He}} = 342.2$  mm Hg). Bij deze temperatuur werd de weerstand van het bismuthdraadje zonder magneetveld bepaald. Deze waarde noemen we  $W_{\text{OT}}$ . Tijdens het verdere experiment werd ervoor gezorgd dat de temperatuur constant bleef. Nadat de  $W_{\text{OT}}$  bepaald was, werd een zwak, verticaal gericht, homogeen magneetveld ingeschakeld. Dit veld werd met kleine stappen opgevoerd tot een waarde, grooter dan de kritieke veldsterkte  $H_K$ , die bij de betreffende temperatuur behoort. Om eventueele complicaties,

<sup>1)</sup> De opgave van de oriëntatie van het kanaaltje in de ruimte is geschied, omdat de waarden van het magneetveld niet zijn gecorrigeerd voor het aardveld.

veroorzaakt door een schommelend magneetveld, te voorkomen, werd ervoor gezorgd, dat de verandering van het magneetveld steeds in dezelfde richting plaats had. Bij iederen trap werd de waarde van den weerstand van het bismuthdraadje bepaald. Deze waarde noemen we  $W_{HT}$ . In tabel I vindt men in de eerste kolom de waarden van het homogene veld  $H_0$  waarbij  $W_{HT}$  bepaald is; in de tweede kolom de gemeten waarden van  $W_{HT}$ ,

TABEL I.

| $P_{He} = 342.2 \text{ mm Hg. } T = 3.463^\circ K.$ |                 |                     |            |
|-----------------------------------------------------|-----------------|---------------------|------------|
| $H_0$<br>Gauss                                      | $W_{HT}$<br>Ohm | $W_{HT}/W_{OT}$     | H<br>Gauss |
| 0                                                   | 0.021551        | 1.0000              | 0          |
| 15.0 <sup>5</sup>                                   | 0.021694        | 1.0067              | 22.7       |
| 17.2                                                | 0.021739        | 1.0087              | 26.0       |
| 18.8                                                | 0.021769        | 1.0101              | 28.1       |
| 20.9 <sup>5</sup>                                   | 0.021823        | 1.0126              | 31.6       |
| 22.0                                                | 0.021858        | 1.0142 <sup>5</sup> | 33.8       |
| 23.1                                                | 0.021881        | 1.0153              | 35.2       |
| 24.1 <sup>5</sup>                                   | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 25.0                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 25.9                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 26.8 <sup>5</sup>                                   | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 27.9                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 29.0 <sup>5</sup>                                   | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 30.1                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 31.1                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 32.2                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 34.0 <sup>5</sup>                                   | 0.021910        | 1.0166              | 36.7       |
| 36.0                                                | 0.021905        | 1.0164              | 36.5       |
| 38.2                                                | 0.021940        | 1.0180              | 38.4       |
| 40.2                                                | 0.021975        | 1.0196              | 40.2       |
| 45.1                                                | 0.022085        | 1.0248              | 45.6       |
| 49.9 <sup>5</sup>                                   | 0.022180        | 1.0292              | 49.9       |
| 60.1 <sup>5</sup>                                   | 0.022430        | 1.0408              | 60.2       |
| 0                                                   | 0.021550        | 1.0000              | 0          |

uitgedrukt in Ohm; de derde kolom bevat de waarden  $W_{HT}/W_{OT}$  ( $W_{OT}$  is de gemeten weerstand in veld 0 bij de betreffende temperatuur). Uit deze laatste is de waarde van het magneetveld H op de plaats, waar het weerstandje zich bevond, berekend volgens  $W_{HT}/W_{OT} - 1 = (1.41 - 0.0047 H) 10^{-3} H^2$ . De gronden voor het gebruik van deze formule zijn uiteengezet in Hoofdstuk III § 3.

In fig. 7 is H uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende

waarden van  $H_0$  als abscis. De lijn door deze punten blijkt uit drie rechte stukken te bestaan:

1. voor waarden van  $H_0$  tusschen 0 en 24.3 Gauss is  $H$  steeds gelijk aan  $3/2 H_0$ ,
2. voor waarden van  $H_0$  tusschen 24.3 en 36.5 Gauss is  $H$  onafhankelijk van  $H_0$  en gelijk aan 36.5 Gauss,
3. voor waarden van  $H_0$  grooter dan 36.5 Gauss is  $H$  steeds gelijk aan  $H_0$ .

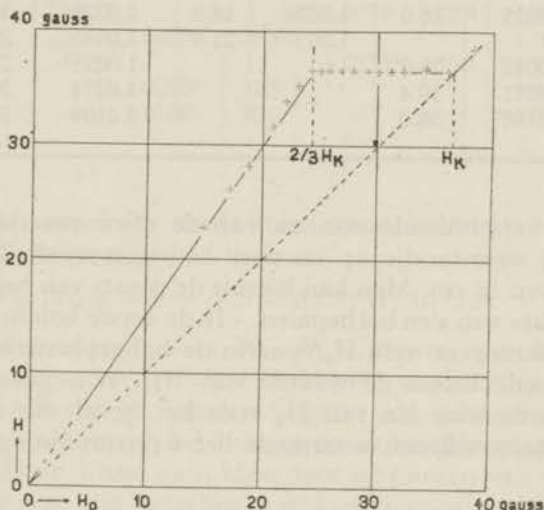


Fig. 7. Overgangsfiguur voor den aequator bij constante temperatuur  $T = 3.463^\circ \text{K}$ .

### § 3. Het magneetveld in de punten van het aequatorvlak.

Voor deze metingen werd weer van denzelfden tinbol gebruik gemaakt. Het magneetveld werd nu echter berekend uit de weerstandsverandering van een bismuthdraadje, dat op een beweegbaar glazen rechthoekje bevestigd was (zie Hoofdstuk II § 2). De weerstandsverandering werd zoowel bepaald in een magneetveld loodrecht op de richting van den meetstroom door het bismuthdraadje, als in een veld dat daar evenwijdig aan liep. Beide gevallen gaven echter dezelfde uitkomsten, wanneer de bijbehorende calibraties werden gebruikt. In tabel II ziet men de meetresultaten voor een magneetveld, dat loodrecht stond op de richting van den meetstroom door het bismuthdraadje.

De bovenste rij geeft de heliumdampdruk en de temperatuur van het bad aan, waarin de bol zich bevond. In de rij daaronder

| P <sub>He</sub> = 344.5 mm Hg. |                                  |      |                                  |      |                                  |      |                                  |      |
|--------------------------------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|
| x cm                           | 5.0                              |      | 5.5                              |      | 6.0                              |      | 6.4                              |      |
| H <sub>0</sub><br>Gauss        | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    |
| 15.0                           | 1.0018 <sup>5</sup>              | 15.2 |                                  |      | 1.0021 <sup>5</sup>              | 16.4 | 1.0023                           | 17.0 |
| 18.0                           | 1.0025                           | 18.0 | 1.0026                           | 18.3 | 1.0028 <sup>5</sup>              | 19.1 | 1.0032                           | 20.2 |
| 21.3                           |                                  |      | 1.0037 <sup>5</sup>              | 21.9 | 1.0040                           | 22.6 | 1.0044                           | 23.8 |
| 25.7                           | 1.0052                           | 26.0 |                                  |      | 1.0055 <sup>5</sup>              | 26.8 |                                  |      |
| 30.0                           | 1.0071                           | 30.4 |                                  |      | 1.0074                           | 31.1 |                                  |      |
| 38.0                           | 1.0108 <sup>5</sup>              | 38.0 |                                  |      | 1.0109                           | 38.0 |                                  |      |

staan de verschillende standen van de micrometerschroef (waarmede het weerstandje op en neer bewogen werd). Deze standen zijn gegeven in cm. Men kan hieruit de plaats van het weerstandje ten opzichte van den bol bepalen. - In de eerste kolom is de waarde van het homogene veld H<sub>0</sub>, waarin de bol geplaatst was, gegeven; in de tweede kolom de waarde van W<sub>HT</sub>/W<sub>OT</sub> gevonden bij de verschillende waarden van H<sub>0</sub> voor het geval dat de stand van de micrometerschroef, waarmede het weerstandje op en neer be-

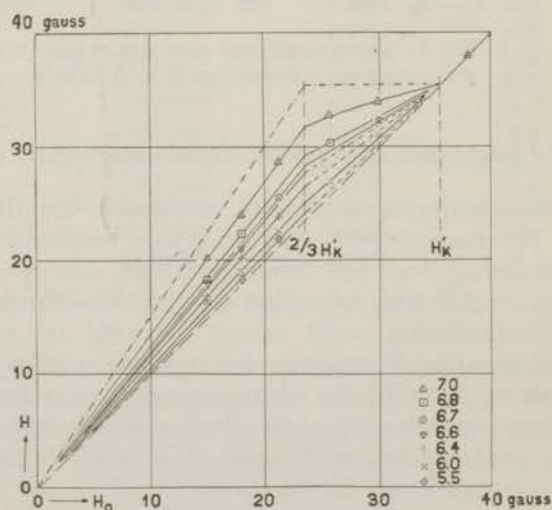


Fig. 8. Overgangsfiguur voor enkele punten van het aequatorvlak bij constante temperatuur  $T = 3.469^\circ \text{K}$ .

| T = 3.469° K.                    |      |                                  |      |                                  |      |                                  |      |                                  |      |
|----------------------------------|------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|----------------------------------|------|
| 6.5                              |      | 6.6                              |      | 6.7                              |      | 6.8                              |      | 7.0                              |      |
| W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H    |
|                                  |      | 1.0025                           | 18.0 |                                  |      | 1.0026                           | 18.3 | 1.0032                           | 20.2 |
|                                  |      | 1.0034 <sup>5</sup>              | 21.0 |                                  |      | 1.0039                           | 22.4 | 1.0045                           | 24.0 |
|                                  |      |                                  |      | 1.0050                           | 25.5 |                                  |      | 1.0062 <sup>5</sup>              | 28.6 |
| 1.0063                           | 28.7 |                                  |      |                                  |      | 1.0070 <sup>5</sup>              | 30.4 | 1.0081                           | 32.7 |
| 1.0077                           | 31.8 |                                  |      | 1.0080 <sup>5</sup>              | 32.5 |                                  |      | 1.0087 <sup>5</sup>              | 34.0 |
| 1.0109                           | 38.0 |                                  |      | 1.0108 <sup>5</sup>              | 38.0 |                                  |      | 1.0108                           | 38.0 |

wogen werd, 5.0 was. In de derde kolom staat de hieruit berekende waarde van H volgens:

$$W_{HT}/W_{OT} - 1 = (8.3 - 0.025 H) 10^{-6} H^2.$$

In de vierde kolom staat weer  $W_{HT}/W_{OT}$ , echter voor den stand 5.5 van den micrometer, enz. De berekende waarden van H zijn in fig. 8 voor elk van de standen uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende waarde van het homogene uitwendige magneetveld H<sub>0</sub> als abscis. Deze lijnen, getrokken door de punten van elk dezer standen, vertoonen alle hetzelfde karakter, dat op het volgende neerkomt:

a. voor waarden van H<sub>0</sub> gelegen tusschen 0 en 23.6 Gauss neemt voor elk van de standen (d.w.z. in ieder punt van het aequatorvlak) H evenredig toe met H<sub>0</sub>; dus  $H = \alpha H_0$ , waarin  $\alpha$  van stand tot stand verandert.

b. voor waarden van H<sub>0</sub> gelegen tusschen 23.6 en 35.4 Gauss neemt H weliswaar met toenemende H<sub>0</sub> toe, echter veel minder vlug dan in het gedeelte genoemd onder a,

c. voor waarden van H<sub>0</sub> grooter dan 35.4 Gauss is steeds voor alle standen  $H = H_0$ .

#### § 4. De magnetische inductie.

De magnetische inductie<sup>1)</sup> werd gemeten in de ruimte die

<sup>1)</sup> Wij zullen de grootheid, die gemeten werd in een ruimte, waarvan de vorm en dimensies overeenstemmen met die van de ruimte, waarin de magnetische inductie volgens de theorie van MAXWELL gedefinieerd wordt, de magnetische inductie blijven noemen.



gevormd wordt tusschen twee halve bollen, die als volgt tegen elkaar aangebracht zijn. Op de platte vlakken van de halve bollen werd een stukje vloeipapier geplakt; op een der bolhelften werden drie bismuthweerstandjes gelegd, hieroverheen kwam een laagje bakeliet. De andere bolhelft werd hier op gelegd, zóó dat beide helften samen weer een bol vormden. Tijdens het drogen van het bakelietlaagje kwamen de bolhelften zoo dicht bij elkaar te zitten, dat de dikte van de tusschenlaag niet meer dan  $1/3$  mm bedroeg, terwijl de straal van den bol 16.5 mm was.

De weerstandjes noemen we A, B en C. Het midden van A lag 8.5 mm uit het centrum van den bol, van B nagenoeg in het middelpunt, terwijl C 7.5 mm uit het centrum lag. Bovendien werd nog een vierde weerstandje P gemeten. Dit lag op de pool van den bol. De bol zelf is te beschouwen als een éénkristal, daar beide helften vervaardigd waren uit een groot éénkristal, terwijl er voor gezorgd was, dat de kristalrichtingen in beide helften parallel liepen. Natuurlijk was tijdens de bewerking de kristaltoestand van het oppervlak van de beide halve bollen zwaar beschadigd, maar nadat bijna een millimeter weggeëtst was, kon men optisch geen afwijking van den monokristallijnen toestand meer constateeren.

Het experiment verliep op dezelfde wijze als in beide voorgaande gevallen. De bol werd in veld nul afgekoeld tot de temperatuur  $T = 3.467^\circ \text{K}$  ( $P_{\text{He}} = 343.8 \text{ mm Hg}$ ) bereikt was. Deze temperatuur werd tijdens het geheele experiment goed constant gehouden. Van elk der bismuthdraadjes werd eerst de weerstand zonder magneetveld ( $W_{\text{OT}}$ ) bepaald, daarna werd een zwak homogeen magneetveld  $H_0$  ingeschakeld, dat trapsgewijze opgevoerd werd. Na iedere trap werd de waarde van elk der weerstandjes ( $W_{\text{HT}}$ ) bepaald. Deze waarden zijn verzameld in tabel III.

Het is bekend, dat de weerstandsverandering van bismuth zeer sterk afhangt van de fysieke en chemische zuiverheid. Steeds is gebruik gemaakt van het zeer zuivere bismuth H.S. geleverd door de firma HILGER. Tijdens de vervaardiging van de weerstandjes is er voor gezorgd dat de hierdoor ingebrachte verontreiniging tot een minimum beperkt bleef. De invloed van de chemische verontreiniging was dan ook zeer gering bij de gebruikte draadjes. Het was echter onmogelijk de fijne draadjes zoo te behandelen, dat ze monokristallijn bleven. Verder is tijdens de verschillende experimenten gebleken dat het bakeliet als isolatiemateriaal zeer nadeeligen invloed had op de weerstandsverandering. Bijzonder sterk was deze invloed bij de weerstandjes A, B en C te bemerken. Bij de latere experimenten is om deze reden van het bakeliet afgestapt en zooveel mogelijk gebruik gemaakt van

TABEL III.

| $P_{\text{He}} = 343.8 \text{ mm Hg. } T = 3.467^\circ\text{K.}$ |          |                      |                      |
|------------------------------------------------------------------|----------|----------------------|----------------------|
| H<br>Gauss                                                       | A<br>Ohm | B<br>Ohm             | C<br>Ohm             |
| 0                                                                | 0.12943  | 0.03329 <sup>5</sup> | 0.06407              |
| 17.1                                                             | 0.12942  | 0.03331              | 0.06407              |
| 18.8                                                             | 0.12943  | 0.03331 <sup>5</sup> | 0.06407              |
| 20.9                                                             | 0.12944  | 0.03331              | 0.06407              |
| 22.0                                                             | 0.12942  | 0.03330              | 0.06407              |
| 23.1                                                             | 0.12943  | 0.03330 <sup>5</sup> | 0.06407 <sup>5</sup> |
| 24.2                                                             | 0.12941  | 0.03330              | 0.06406              |
| 25.3                                                             | 0.12943  | 0.03331 <sup>5</sup> | 0.06406              |
| 26.4                                                             | 0.12944  | 0.03331              | 0.06408              |
| 27.4                                                             | 0.12946  | 0.03332              | 0.06409              |
| 28.5                                                             | 0.12948  | 0.03333              | 0.06410 <sup>5</sup> |
| 30.0                                                             | 0.12952  | 0.03333              | 0.06416              |
| 32.8                                                             | 0.12968  | 0.03337              | 0.06430 <sup>5</sup> |
| 34.9                                                             | 0.12988  | 0.03342              | 0.06443              |
| 36.6                                                             | 0.13004  | 0.03349              | 0.06451              |
| 38.4                                                             | 0.13011  | 0.03351 <sup>5</sup> | 0.06457 <sup>5</sup> |
| 40.2                                                             | 0.13016  | 0.03352 <sup>5</sup> | 0.06462 <sup>5</sup> |
| 45.1                                                             | 0.13034  | 0.03358              | 0.06476 <sup>5</sup> |
| 49.9                                                             | 0.13053  | 0.03364              | 0.06492              |
| 60.1                                                             | 0.13104  | 0.03378 <sup>5</sup> | 0.06429 <sup>5</sup> |
| 0                                                                | 0.12944  | 0.03331 <sup>5</sup> | 0.06406              |

dun vloeipapier als isolatiemiddel. Er werd hierbij uitgegaan van de veronderstelling, dat het bakeliet tijdens het drogen spanningen in het weerstandje opwekte, die zooals bekend is, den weerstand verhoogen en de weerstandsvermeerdering in een magneetveld verlagen. Beschouwen we nu de gemeten waarde van  $W_{\text{HT}}$  als functie van  $H_0$ , dan kan op dezelfde manier als uit  $W_{\text{HT}}/W_{\text{OT}}$  een ijkcurve voor de weerstandjes berekend werd (zie Hoofdstuk II § 3), dit geschiedt uit  $W_{\text{HT}}$  zelf. Men vindt dan voor de respectievelijke weerstandjes

$$\text{A. } W_{\text{HT}} = 0.12943 + (4.70 - 0.0045 H) 10^{-7} H^2$$

$$\text{B. } W_{\text{HT}} = 0.03331 + 1.33 10^{-7} H^2$$

$$\text{C. } W_{\text{HT}} = 0.06407 + 3.4 10^{-7} H^2$$

De meetnauwkeurigheid van  $W_{\text{HT}}$  kan men op ongeveer  $10^{-5}$  stellen. Hieruit volgt direct, dat uit de metingen van deze weerstandjes over velden kleiner dan 7 Gauss niets met eenige zekerheid is te zeggen. Bij toenemende waarde van  $H$  stijgt de nauwkeurigheid snel. Deze is in de buurt van 30 Gauss (dit is de waarde van de veldsterkte  $H$  op de plaats van het weerstandje en niet de uitwendige veldsterkte  $H_0$ ) reeds 3% geworden.

Willen we uit deze metingen conclusies trekken omtrent de kleine veldsterktes, dan moeten wij nagaan, of er in dat gebied regelmaat zit in het gedrag van de weerstandjes.

Bij beschouwing van de gemeten waarden van  $W_{HT}$  valt het op dat deze voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en ruim 23 Gauss binnen de meetnauwkeurigheid schommelen om  $W_{OT}$  en wel zonder systeem, d.w.z. dat de magnetische inductie gelijk nul is. Bij  $H_0 = 24.2$  Gauss zijn echter alle drie de gemeten waarden iets lager dan  $W_{OT}$ . Dit doet denken aan een eigenaardigheid die bij ijkingen van bismuthdraadjes boven het sprongpunt van den supra geleider in lage velden meer is opgevallen, namelijk dat bij sommige bismuthdraadjes in zeer lage velden een negatieve weerstandsverandering kan optreden. De oorzaak hiervan is ons niet bekend. Het vermoeden is dus gewettigd dat er bij  $H_0 = 24.2$  Gauss ter plaatse van de weerstandjes een klein magneetveld in de tusschenruimte tusschen de halve bollen aanwezig is. Laat men  $H_0$  verder toenemen, dan neemt  $W_{HT}$  continu met  $H_0$  toe, totdat dit veld de waarde 35.8 Gauss bereikt heeft. De kromme, die  $W_{HT}$  als functie van  $H_0$  geeft, vertoont bij dat punt een knik. Men kan hier weer drie gebieden onderscheiden:

*a.* voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en 23.8 Gauss is de magnetische inductie steeds nul,

*b.* voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 23.8 en 35.8 Gauss neemt de magnetische inductie met toenemende  $H_0$  toe van 0 tot 35.8 Gauss,

*c.* voor waarden  $H_0$  grooter dan 35.8 Gauss is de magnetische inductie steeds gelijk aan  $H_0$  zelf.

Om een inzicht te krijgen van de wijze waarop de magnetische inductie toeneemt in het gebied besproken onder *b* (dat we het overgangsgebied noemen) is voor elk van de drie weerstandjes de waarden van  $H$ , behorende bij de gemeten waarden van  $W_{HT}$ , op de bijpassende ijkcurven afgelezen. Deze zijn verzameld in tabel IV. De lagere veldsterkten uit dit gebied zijn weggelaten,

TABEL IV.

| $H_0$ | A    | B  | C    |
|-------|------|----|------|
| 27.4  | 8.5  | 10 | 8    |
| 28.5  | 11.0 | 13 | 11.0 |
| 30.0  | 14   | 13 | 16.5 |
| 32.8  | 23.4 | 21 | 26   |
| 34.9  | 31.4 | 29 | 32.4 |

omdat daar van eenige nauwkeurigheid geen sprake kan zijn. In fig. 9 zijn de aldus bepaalde waarden  $H$  uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende waarden van  $H_0$  als abscis. Het blijkt dat de  $\Delta\Delta$  (magnetische inductie gemeten in C) nagenoeg op de rechte lijn  $H = 3 H_0 - 2 H_K$  liggen (wanneer men de waarde van  $H_0$ , die de grens vormt tusschen bovenbedoelde gebieden  $b$  en  $c$ ,  $H_K$  noemt). De magnetische inductie zoowel van A als van B ligt steeds onder deze rechte. Het geringst zijn de afwijkingen van A. Dit onderlinge verschil zou verklaarbaar zijn, wanneer men

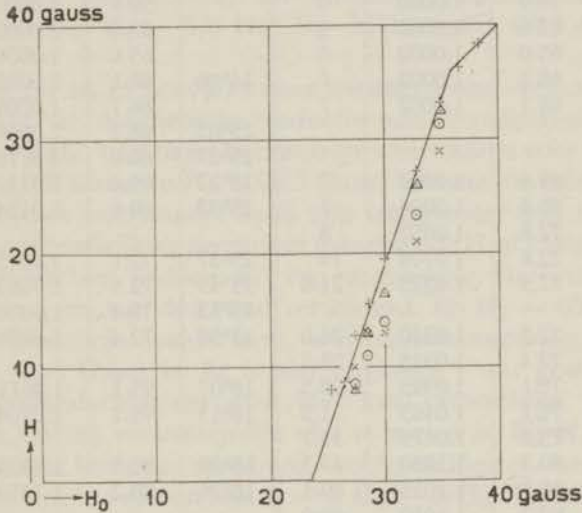


Fig. 9. Overgangsfiguur bij constante temperatuur  $T = 3.467^\circ \text{K}$  voor de magnetische inductie A  $\odot$ , B  $\times$  en C  $\Delta$  en voor de pool  $+$ .

aanneemt, dat het eenigen tijd duurt, alvorens de magnetische inductie zijn eindwaarde heeft bereikt. Dit met het oog op het feit, dat de weerstand van C steeds het laatst is bepaald. Neemt men nog de geringe meetnauwkeurigheid in aanmerking, die bij deze proef bereikt is, dan zou men kunnen aannemen, dat de magnetische inductie in het overgangsgebied lineair met  $H_0$  toeneemt volgens  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ . Om dit te controleeren zijn de metingen herhaald bij een lagere temperatuur.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Door vertrek van het Kamerlingh Onnes Laboratorium was ik niet in staat deze metingen zelf uit te voeren. Mej. A. D. ENGELKES werd, na toestemming van Prof. W. J. DE HAAS, bereid gevonden bovenstaande proef voor mij uit te voeren.

TABEL V.

| P <sub>He</sub> = 185.3 mm Hg. T = 3.009°K. |                         |                                                        |            |                    |                         |                                                        |            |
|---------------------------------------------|-------------------------|--------------------------------------------------------|------------|--------------------|-------------------------|--------------------------------------------------------|------------|
| Inductie centraal                           |                         |                                                        |            | Inductie opzij     |                         |                                                        |            |
| tijd                                        | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>H<sub>T</sub></sub> /W <sub>O<sub>T</sub></sub> | H<br>Gauss | tijd               | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>H<sub>T</sub></sub> /W <sub>O<sub>T</sub></sub> | H<br>Gauss |
|                                             | 0                       | 1.0000                                                 | 0          |                    | 0                       | 1.0000                                                 | 0          |
|                                             | 19.4                    | 1.0000                                                 | 0          |                    | 19.4                    | 1.0000                                                 | 0          |
|                                             | 39.3                    | 1.0000                                                 | 0          |                    | 39.3                    | 1.0000                                                 | 0          |
|                                             | 59.9                    | 1.0000                                                 | 0          |                    | 59.9                    | 1.0000                                                 | 0          |
|                                             | 63.6                    | 1.0000                                                 | 0          |                    | 63.6                    | 1.0000                                                 | 0          |
|                                             | 65.0                    | 1.0000                                                 | 0          |                    | 65.0                    | 1.0000                                                 | 0          |
| 14 <sup>h</sup> 45                          | 68.2                    | 1.0002                                                 | ?          | 14 <sup>h</sup> 46 | 68.1                    | 1.0002                                                 | 1.8        |
| 15 <sup>h</sup> 00                          | 68.1                    | 1.0002                                                 | ?          |                    | 68.1                    | 1.0005                                                 | 2.9        |
|                                             |                         |                                                        |            | 15 <sup>h</sup> 02 | 68.1                    | 1.0004                                                 | 2.5        |
|                                             |                         |                                                        |            | 15 <sup>h</sup> 07 | 69.6                    | 1.0119                                                 | 14.0       |
| 15 <sup>h</sup> 12                          | 69.6                    | 1.0002                                                 | ?          | 15 <sup>h</sup> 27 | 69.4                    | 1.0112                                                 | 13.6       |
| 15 <sup>h</sup> 29                          | 69.6                    | 1.0004                                                 | ?          | 15 <sup>h</sup> 32 | 69.6                    | 1.0124                                                 | 14.3       |
| 15 <sup>h</sup> 34                          | 72.8                    | 1.0052                                                 | 8          |                    |                         |                                                        |            |
| 15 <sup>h</sup> 36                          | 72.6                    | 1.0104                                                 | 14         | 15 <sup>h</sup> 37 | 72.7                    | 1.0395                                                 | 26.0       |
| 15 <sup>h</sup> 43                          | 72.5                    | 1.0225                                                 | 21.8       | 15 <sup>h</sup> 45 | 72.5                    | 1.0463                                                 | 28.3       |
|                                             |                         |                                                        |            | 15 <sup>h</sup> 53 | 72.4                    | 1.0476                                                 | 28.7       |
| 15 <sup>h</sup> 55                          | 72.5                    | 1.0330                                                 | 26.0       | 15 <sup>h</sup> 58 | 72.4                    | 1.0476                                                 | 28.7       |
| 16 <sup>h</sup> 00                          | 72.4                    | 1.0315                                                 | 25.5       |                    |                         |                                                        |            |
| 16 <sup>h</sup> 05                          | 75.1                    | 1.0395                                                 | 28.5       | 16 <sup>h</sup> 07 | 75.1                    | 1.0671                                                 | 34.3       |
| 16 <sup>h</sup> 11                          | 75.1                    | 1.0465                                                 | 31.3       | 16 <sup>h</sup> 13 | 75.1                    | 1.0704                                                 | 35.2       |
| 16 <sup>h</sup> 17                          | 75.1                    | 1.0475                                                 | 31.7       |                    |                         |                                                        |            |
| 16 <sup>h</sup> 19                          | 80.3                    | 1.1030                                                 | 49.3       | 16 <sup>h</sup> 20 | 80.3                    | 1.1403                                                 | 51.0       |
| 16 <sup>h</sup> 24                          | 80.3                    | 1.1015                                                 | 49.1       | 16 <sup>h</sup> 26 | 80.2                    | 1.1353                                                 | 50.0       |
| 16 <sup>h</sup> 30                          | 80.2                    | 1.1010                                                 | 49.0       |                    |                         |                                                        |            |
| 16 <sup>h</sup> 35                          | 91.1                    | 1.2395                                                 | 80.0       | 16 <sup>h</sup> 36 | 91.1                    | 1.3116                                                 | 79.8       |
| 16 <sup>h</sup> 42                          | 91.1                    | 1.2385                                                 | 79.8       |                    |                         |                                                        |            |
|                                             | 97.3                    | 1.3215                                                 | 97.3       |                    | 97.3                    | 1.4361                                                 | 97.5       |
|                                             | 100.3                   | 1.3420                                                 | 100.3      |                    | 100.3                   | 1.4595                                                 | 100.3      |
|                                             | 109.4                   | 1.3945                                                 | 109.4      |                    | 109.4                   | 1.5251                                                 | 109.4      |
|                                             | 123.8                   | 1.4730                                                 | 123.8      |                    | 123.8                   | 1.6252                                                 | 123.8      |
|                                             | 150.7                   | 1.6310                                                 | 150.7      |                    | 150.7                   | 1.8297                                                 | 150.7      |

De weerstandjes werden door andere vervangen; in plaats van bakeliet werd vloeipapier als isolatiemateriaal gebruikt. De proef werd uitgevoerd bij de temperatuur  $T = 3.009^\circ \text{K}$  ( $P_{\text{He}} = 185.3 \text{ mm Hg}$ ). Er werd nu echter ook nagegaan of de weerstand van de bismuthdraadjes behalve met  $H_0$  ook met den tijd veranderde. De resultaten van deze proef ziet men in tabel V en figuur 10. Er blijkt inderdaad een tijdeffect te bestaan, dat echter gecompliceerder schijnt te zijn, dan men oorspronkelijk zou vermoeden. Voor de lagere waarden van  $H_0$  uit het overgangsgebied

duurt het ongeveer 15 minuten, alvorens de magnetische inductie (in de tabel aangegeven door  $H$ , d.i. de veldsterkte, die op de bekende wijze uit de weerstandsverandering is berekend) zijn eindwaarde bereikt en wel van den lagen kant af. Voor de hoogere waarden van  $H_0$  uit het overgangsgedebied daarentegen stelt de eindwaarde zich direct of na korten tijd in en wel van den hoogen kant af. De verandering van  $H$  is in dit laatste geval hoogstens 2%. Het is niet uitgesloten, dat dit veroorzaakt wordt door een klein temperatuurverloop, hoewel de temperatuur op  $0.001^\circ$  constant gehouden kon worden. De scheiding tusschen deze twee gebieden ligt bij  $H_0 = 5/6 H_K$ .  $H_K$  blijkt gelijk 96.3 Gauss te zijn.

Gaan wij nu na in hoeverre deze metingen ons vermoeden bevestigen, dat de magnetische inductie zou veranderen volgens  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ , dan blijkt het centrale weerstandje voor waarden van  $H_0 > \pm 70$  Gauss en  $H_K = 96.3$  Gauss hieraan te voldoen. De waarden bij het weerstandje opzij zijn iets grooter dan hiermede overeenstemt (de afwijking neemt met toenemende  $H_0$  af). Waarschijnlijk hebben we hier te doen met een randstoring. Het weerstandje lag ongeveer  $\frac{1}{2}$  cm van den rand verwijderd. Bij  $H_0 = 65.0$  Gauss vertoonen geen van beide een weerstandsverandering, hoewel  $2/3 H_K = 64.5$  Gauss is. Er is hier ongeveer  $\frac{1}{2}$  uur gewacht. De weerstandsverandering, die men hier kan verwachten, zou zoo gering zijn, dat zij waarschijnlijk niet te meten is. Bij  $H_0 = 68.1$  Gauss vertoonen beide een meetbare - echter te kleine - weerstandsverandering om te voldoen aan  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ . Bij  $H_0 = 69.6$  Gauss is de magnetische inductie bij het weerstandje dat bij den rand van den bol ligt (ongeveer  $\frac{1}{2}$  cm er binnen) in overeenstemming met deze vergelijking, terwijl dit bij het weerstandje, dat centraal ligt, nog niet het geval is, hoewel er ongeveer een half uur is gewacht.

### § 5. *Het magneetveld aan de pool van den bol.*

Deze metingen werden met behulp van denzelfden bol uitgevoerd als waarmede de magnetische inductie bepaald is. Beide experimenten werden gelijktijdig uitgevoerd. De resultaten van deze metingen ziet men in tabel VI voor  $T = 3.467^\circ$  K ( $P_{He} = 343.8$  mm Hg) en in tabel VII voor  $T = 3.009^\circ$  K ( $P_{He} = 185.3$  mm Hg). De berekende waarden van  $H$  zijn voor  $T = 3.467^\circ$  K als  $+$  uitgezet in fig. 9 en voor  $T = 3.009^\circ$  K als  $\Delta$  in fig. 10.

Bij de metingen van tabel VI is niet op een tijdseffect gelet, de weerstandjes zijn ongeveer 5 minuten na het instellen van  $H_0$  gemeten. Het blijkt, dat zij alle voldoen aan  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ . Hetzelfde

TABEL VI.

| T = 3.467° K.           |                                  |            |
|-------------------------|----------------------------------|------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
| 0                       | 1.0000                           | 0          |
| 17.1                    | 1.0000                           | 0          |
| 18.8                    | 1.0000                           | 0          |
| 20.9                    | 1.0000                           | 0          |
| 22.0                    | 1.0000                           | 0          |
| 23.1                    | 1.0000                           | 0          |
| 24.2                    | 1.0000                           | 0          |
| 25.3                    | 1.0007                           | 8.0        |
| 26.4                    | 1.0008                           | 8.6        |
| 27.4                    | 1.0017                           | 12.8       |
| 28.5                    | 1.0025                           | 15.6       |
| 30.0                    | 1.0038                           | 19.5       |
| 32.8                    | 1.0073                           | 27.2       |
| 34.9                    | 1.0107                           | 33.2       |
| 36.6                    | 1.0126                           | 36.2       |
| 38.4                    | 1.0140                           | 38.3       |
| 40.2                    | 1.0155                           | 40.2       |
| 45.1                    | 1.0118                           | 45.0       |
| 49.9                    | 1.0228                           | 49.9       |
| 60.1                    | 1.0319                           | 60.1       |

TABEL VII.

| T = 3.009° K.      |                         |                                  |                |
|--------------------|-------------------------|----------------------------------|----------------|
| tijd               | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss     |
|                    | 0                       | 1.0000                           | 0              |
|                    | 19.4                    | 1.0000                           | 0              |
|                    | 39.3                    | 1.0000                           | 0              |
|                    | 59.9                    | 1.0000                           | 0              |
|                    | 63.6                    | 1.0002                           | 2 <sup>5</sup> |
|                    | 65.0                    | 1.0004                           | 4              |
| 14 <sup>h</sup> 48 | 68.1                    | 1.0006                           | 5              |
| 14 <sup>h</sup> 58 | 68.1                    | 1.0008                           | 6 <sup>5</sup> |
| 15 <sup>h</sup> 15 | 69.6                    | 1.0060                           | 18.0           |
| 15 <sup>h</sup> 25 | 69.4                    | 1.0068                           | 19.2           |
| 15 <sup>h</sup> 40 | 72.5                    | 1.0117                           | 25.4           |
| 15 <sup>h</sup> 46 | 72.5                    | 1.0134                           | 27.3           |
| 15 <sup>h</sup> 52 | 72.4                    | 1.0131                           | 27.0           |
| 16 <sup>h</sup> 08 | 75.1                    | 1.0189                           | 32.7           |
| 16 <sup>h</sup> 14 | 75.1                    | 1.0193                           | 33.1           |
|                    | 80.3                    | 1.0414                           | 49.3           |
| 14 <sup>h</sup> 26 | 80.2                    | 1.0413                           | 49.3           |
|                    | 91.1                    | 1.0991                           | 79.8           |
|                    | 97.3                    | 1.1383                           | 97.0           |
|                    | 100.3                   | 1.1465                           | 100.3          |
|                    | 109.4                   | 1.1689                           | 109.4          |
|                    | 123.8                   | 1.2041                           | 123.8          |
|                    | 150.7                   | 1.2759                           | 150.7          |

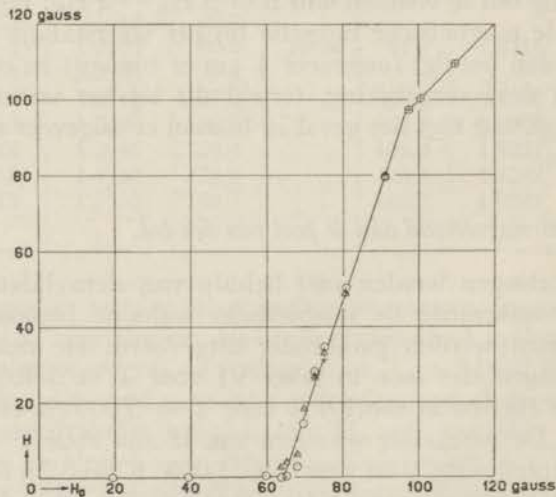


Fig. 10. Overgangsfiguur bij constante temperatuur  $T = 3.009^\circ \text{ K}$ , voor de magnetische inductie (centraal +, opzij  $\odot$ ) en voor de pool  $\Delta$ .

geldt voor de andere meting; hier is echter wel op een tijdseffect gelet en geconstateerd, dat dit inderdaad optreedt wel in denzelfden zin als bij de magnetische inductie. Het blijkt echter, dat ook voor de laagste gemeten waarden van  $H_0$  uit  $2/3 H_K < H_0 < H_K$  geldt  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ ,<sup>1)</sup> met  $H_K = 96.3$  Gauss.

### § 6. *Het magneetveld op de poollijn van den bol.*

Deze metingen werden weer uitgevoerd met behulp van den eenkristallinen tinbol, die voorzien was van een verticaal diametraal kanaaltje. Het homogene magneetveld  $H_0$ , waarin de bol geplaatst was, stond verticaal. De waarde van het magneetveld  $H$  in de verschillende punten van de poollijn werd bepaald uit de weerstandverandering van een bismuthdraadje, dat op een beweegbaar glazen rechthoekje geplakt was. De metingen werden uitgevoerd op de wijze, die besproken is in § 3 van dit hoofdstuk. De temperatuur, waarbij dit experiment is verricht, was  $T = 3.468^\circ \text{K}$  ( $P_{\text{He}} = 344.3$  mm Hg). De resultaten van deze metingen zijn verzameld in tabel VIII.

Voor elk van de standen van den schroefmicrometer, met behulp waarvan het weerstandje op en neer bewogen werd, is de gemeten waarde van den weerstand  $W_{\text{HT}}$  gegeven bij de verschillende waarden van het homogene uitwendige magneetveld  $H_0$  (1e kolom). Bedoelde standen zijn aangegeven in de bovenste rij; uit deze volgt de plaats van het weerstandje ten opzichte van den bol. In de beide volgende kolommen ziet men de berekende waarde  $W_{\text{HT}}/W_{\text{OT}}$  en de hieruit bepaalde waarde van het magneetveld  $H$ .

In fig. 11 zijn de berekende waarden van  $H$  voor de aflezingen van den schroefmicrometer 5.5 tot en met 7.0 uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende waarden van  $H_0$  als abscis. Bij iederen stand van den schroefmicrometer behoort een lijn, die evenals bij de metingen aan de pool van den bol bestaat uit de volgende drie deelen:

- a. voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en 23.3 Gauss neemt voor elk punt van de poollijn buiten den bol  $H$  lineair met  $H_0$  toe.  $H = \alpha H_0$ ;  $\alpha$  neemt met den afstand tot den bol toe van 0 tot 1; bij de pool is  $\alpha = 0$ , op oneindig verren afstand van den bol is  $\alpha = 1$ .
- b. voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 23.3 en 35.0 Gauss

1) De gemeten  $H$  is iets grooter dan volgens deze vergelijking zou gevonden moeten worden. Dit komt, doordat de formule alleen aan de pool geldt, het weerstandje daarentegen  $\pm 2$  mm lang is, dus eigenlijk het veld in de omgeving van de pool integreert.



| Stand          | 4.0              |                                   | 3.5        |                  | 4.5                               |            | 5.5              |                                   | 6.0        |                     | 6.4                               |            | 6.7              |                                   | 6.9        |                  | 7.0                               |            |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |
|----------------|------------------|-----------------------------------|------------|------------------|-----------------------------------|------------|------------------|-----------------------------------|------------|---------------------|-----------------------------------|------------|------------------|-----------------------------------|------------|------------------|-----------------------------------|------------|--------|---------------------|-------|--------|---------------------|-------|--------|---------------------|------|
| $H_0$<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T    | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS | W <sub>H</sub> T | W <sub>H</sub> T/W <sub>O</sub> T | H<br>GAUSS |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |
| 0              |                  |                                   |            |                  |                                   | 29728      | 1.0000           | 0                                 |            |                     |                                   |            |                  |                                   |            |                  |                                   |            |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |
| 19.3           |                  |                                   |            |                  |                                   |            |                  |                                   | 29792      | 1.0021 <sup>5</sup> | 16.7                              | 29787      | 1.0020           | 16.0                              | 29776      | 1.0016           | 14.4                              | 29760      | 1.0011 | 12.0                | 29751 | 1.0008 | 10.1                | 29748 | 1.0007 | 9.2                 |      |
| 21.5           | 29821            | 1.0031                            | 20.0       | 29822            | 1.0032                            | 20.1       | 29824            | 1.0032                            | 20.3       | 29808               | 1.0027                            | 18.6       | 29803            | 1.0025                            | 18.0       | 29788            | 1.0020                            | 16.1       | 29773  | 1.0015              | 14.0  | 29755  | 1.0009              | 10.9  | 29752  | 1.0008              | 10.2 |
| 23.8           | 29848            | 1.0040                            | 22.7       | 29853            | 1.0042                            | 23.2       | 29851            | 1.0041                            | 23.0       | 29835               | 1.0036                            | 21.5       | 29826            | 1.0033                            | 20.6       | 29806            | 1.0026                            | 18.4       | 29786  | 1.0019 <sup>5</sup> | 15.8  | 29766  | 1.0012 <sup>5</sup> | 13.0  | 29760  | 1.0010 <sup>5</sup> | 11.8 |
| 25.8           | 29872            | 1.0048                            | 24.9       | 29875            | 1.0049                            | 25.2       | 29874            | 1.0049                            | 25.1       | 29859               | 1.0044                            | 23.8       | 29851            | 1.0041                            | 23.0       | 29835            | 1.0036                            | 21.5       | 29814  | 1.0029              | 19.3  | 29796  | 1.0023              | 17.2  | 29787  | 1.0019              | 16.0 |
| 27.9           | 29899            | 1.0057                            | 27.2       | 29899            | 1.0057                            | 27.2       | 29899            | 1.0057                            | 27.2       | 29890               | 1.0054                            | 26.5       | 29886            | 1.0052                            | 26.1       | 29868            | 1.0047                            | 24.6       | 29847  | 1.0041              | 22.7  | 29831  | 1.0035              | 21.0  | 29821  | 1.0031              | 20.0 |
| 30.2           | 29930            | 1.0068                            | 29.8       | 29930            | 1.0068                            | 29.8       | 29933            | 1.0069                            | 30.0       | 29921               | 1.0065                            | 29.0       | 29912            | 1.0062                            | 28.3       | 29906            | 1.0060                            | 27.8       | 29894  | 1.0056              | 26.8  | 29878  | 1.0050              | 25.5  | 29868  | 1.0047              | 24.6 |
| 31.8           | 29950            | 1.0075                            | 31.2       | 29950            | 1.0075                            | 31.2       | 29952            | 1.0075                            | 31.4       | 29950               | 1.0075                            | 31.2       | 29941            | 1.0072                            | 30.6       | 29936            | 1.0070                            | 30.2       | 29922  | 1.0065              | 29.2  | 29914  | 1.0063              | 28.5  | 29907  | 1.0060              | 27.9 |
| 43.1           | 30133            | 1.0136                            | 43.0       | 30132            | 1.0136                            | 43.0       | 30134            | 1.0137                            | 43.1       | 30134               | 1.0137                            | 43.1       | 30134            | 1.0137                            | 43.1       | 30135            | 1.0137                            | 43.1       | 30135  | 1.0137              | 43.1  | 30135  | 1.0137              | 43.1  | 30135  | 1.0137              | 43.1 |
| 53.9           | 30344            | 1.0207                            | 53.9       |                  |                                   |            |                  |                                   |            |                     |                                   |            | 30344            | 1.0207                            | 53.9       |                  |                                   |            |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |
| 67.2           | 30650            | 1.0310                            | 67.1       |                  |                                   |            |                  |                                   |            | 30650               | 1.0310                            | 67.1       |                  |                                   |            |                  |                                   |            |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |
| 81.0           | 31003            | 1.0429                            | 80.9       |                  |                                   |            |                  |                                   |            | 31006               | 1.0430                            | 81.0       |                  |                                   |            |                  |                                   |            |        |                     |       |        |                     |       |        |                     |      |

neemt  $H$  voor elk punt van de poollijn buiten den bol met  $H_0$  toe, echter sneller dan in het gebied onder  $a$  besproken; deze toename is voor punten dicht bij den bol gelegen sneller dan voor verder afgelegene punten; bij  $H_0 = 35$  Gauss is  $H$  in alle

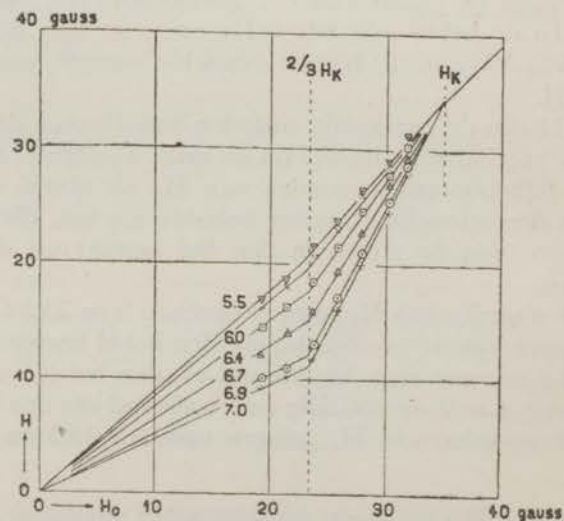


Fig. 11. Magnetische overgangsfiguur voor punten van de poollijn bij constante temperatuur  $T = 3.468^\circ \text{K}$ .

punten van de poollijn nu ook binnen den bol gelijk aan  $H_0$  geworden.

c. voor waarden van  $H_0$  groter dan 35 Gauss is voor alle punten van de poollijn steeds  $H = H_0$ .

#### § 7. Toetsing van de theorie van VON LAUE aan het experiment.

Volgens deze theorie (zie hoofdstuk I § 3) gedraagt de supra geleider zich in een niet te sterk magneetveld als een lichaam waarvan de magnetische permeabiliteit gelijk aan nul is. De supra geleiding zal verstoord worden zodra de tangencieele component van het veld ergens aan het oppervlak van den supra geleider de kritieke veldsterkte bereikt heeft. Deze kritieke veldsterkte  $H_K$  is een temperatuurafhankelijke grootte, die karakteristiek is voor het supra geleidende metaal en die gelijk is aan de veldsterkte waarbij een oneindig lange cilindervormige supra geleider zijn weerstand terugkrijgt, wanneer hij in een homogeen longitudinaal magneetveld is geplaatst.

Om na te gaan bij welke veldsterkte de supra geleiding van een bol volgens deze theorie verstoord zal worden, gaan we uit van de algemeene formule, die volgens de vergelijkingen van MAXWELL geldt voor het veld buiten een bol, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  is en die in een homogeen uitwendig magneetveld  $H_0$  geplaatst is. (5)

$$H_U = H_0 - \frac{4\pi a^3}{3} \text{ grad } \frac{Pr}{r^3} \quad (1)$$

$a$  is de straal van den bol,  
 $r$  de afstand van het beschouwde punt tot het middelpunt van den bol,

$P$  de polarisatie; deze is voor den bol gelijk aan  $\frac{3}{4\pi} H_0 \frac{\mu - 1}{\mu + 2}$

De tangentele component van  $H_U$  bereikt zijn grootste waarde aan den aequator van den bol en is dan gelijk aan

$$H_{\text{aeq}} = H_0 \left( 1 - \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \right). \quad (2)$$

Substitueert men hierin  $\mu = 0$ , dan wordt dit  $H_{\text{aeq}} = 3/2 H_0$ . Volgens de theorie van VON LAUE zal dus de suprageleiding van een bol, die in een homogeen uitwendig magneetveld geplaatst is, verstoord worden, wanneer dit veld de waarde  $H_0 = 2/3 H_K$  bereikt heeft. Voor waarden van  $H_0 < 2/3 H_K$  moet dan volgens (1) gelden:

a. voor den aequator:  $H = 3/2 H_0$ .

b. voor de punten van het aequatorvlak, die op een afstand  $r$  van het middelpunt van den bol verwijderd zijn:

$$H = H_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{a}{r} \right)^3 \right). \quad (3)$$

c. voor den pool:  $H = 0$ .

d. voor de punten van de poollijn, die op een afstand  $r$  van het middelpunt van de pool verwijderd zijn:  $H = H_0 \left( 1 - \left( \frac{a}{r} \right)^3 \right)$ .

Voor de magnetische inductie moet men  $B = 0$  vinden.

Uit de metingen blijkt nu, dat aan den aequator inderdaad  $H = 3/2 H_0$  voor waarden van  $H_0 < 24.3$  Gauss bij een temperatuur  $T = 3.463^\circ \text{K}$ . Aan de pool is  $H = 0$  voor waarden van  $H_0 < 23.8$  Gauss bij een temperatuur  $T = 3.467^\circ \text{K}$ ; dit laatste geldt ook voor de magnetische inductie. In tabel IX ziet men de waarden

TABEL IX.

| Stand micrometer | $H/H_0$           | $1 + \frac{1}{2} \left( \frac{a}{r} \right)^3$ |
|------------------|-------------------|------------------------------------------------|
| 7.0              | 1.34              | 1.30                                           |
| 6.8              | 1.24              | 1.21                                           |
| 6.7              | 1.20 <sup>5</sup> | 1.18                                           |
| 6.6              | 1.17              | 1.15 <sup>5</sup>                              |
| 6.4              | 1.12              | 1.12                                           |
| 6.0              | 1.07              | 1.07 <sup>5</sup>                              |

van  $H/H_0$ , die uit de metingen bij velden  $H_0 < 23.8$  in het aequatorvlak volgen voor de verschillende standen van de micrometerschroef. Daarnaast staan de berekende waarden van  $1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{r}\right)^3$  (zie de vergelijking onder *b*), waarin *a* de straal van den bol voorstelt, die 1.43 cm was en *r* den afstand van het weerstandje tot het middelpunt van den bol. In den stand 7.0 van de micrometerschroef, was deze afstand 1.7 cm, in den stand 6.8 was de afstand 1.9 cm, enz. De afstanden zijn bij kamertemperatuur bepaald. Er kunnen zich dus kleine verschillen voordoen tusschen de gemeten en de berekende waarde van  $H/H_0$ , die men dan moet toeschrijven aan het verschil in uitzettingscoëfficiënt van het glas, waaraan het weerstandje vastzat en van de nieuwzilverbuisjes, waaraan de bol bevestigd was. Hiermede rekening houdende kunnen we de overeenstemming tusschen de corresponderende waarden van  $H/H_0$  en  $1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{r}\right)^3$  als zeer goed beschouwen. Men kan hieruit concludeeren, dat voor de temperatuur  $T = 3.469^\circ \text{K}$  en waarden van  $H_0 < 23.6$  Gauss het veld in het aequatorvlak voldoet aan den onder *b* gestelden eisch.

TABEL X.

| Stand micrometer | $H/H_0$           | $1 - \left(\frac{a}{r}\right)^3$ |
|------------------|-------------------|----------------------------------|
| 7.0              | 0.47 <sup>5</sup> | 0.41                             |
| 6.9              | 0.52 <sup>5</sup> | 0.50                             |
| 6.7              | 0.64              | 0.64                             |
| 6.4              | 0.75              | 0.76                             |
| 6.0              | 0.84              | 0.85                             |
| 5.5              | 0.88              | 0.90                             |

In Tabel X ziet men de waarden van  $H/H_0$  (voor  $H_0 < 23.3$  Gauss), zooals die voor de verschillende standen van de micrometerschroef, uit fig. 11 volgen. Daarnaast ziet men de berekende waarden van  $\left(1 - \left(\frac{a}{r}\right)^3\right)$  (zie de vergelijking onder *d*), die corresponderen met de verschillende standen. De straal van den bol was 1.43 cm; in den stand 7.0 was  $r = 1.7$  cm; in den stand 6.9 was  $r = 1.8$  cm enz. Deze afstanden zijn bepaald bij kamertemperatuur. Houden we weer rekening met het verschil in uitzettingscoëfficiënt van glas en nieuwzilver, dan kunnen wij uit de overeenstemming van de gemeten waarden van  $H/H_0$  met

die van  $1 - \left(\frac{a}{r}\right)^3$  concludeeren, dat voor de temperatuur  $T = 3.468^\circ \text{K}$  en waarden van  $H_0 < 23.3$  Gauss het veld op de poollijn voldoet aan den onder  $d$  gestelden eisch.

Beperken we ons tot de eene karakteristieke eigenschap van den suprageleider  $B = 0$ , dan volgt uit de boven besproken metingen, dat  $2/3$  van de kritieke veldsterkte, als bedoeld in de theorie van VON LAUE, bij de temperatuur  $T = 3.486^\circ \text{K}$ , gelijk is aan  $23.6$  Gauss. De kritieke veldsterkte  $H_K$ , die bij deze temperatuur behoort, is dus gelijk aan  $35.4$  Gauss. Uit de metingen blijkt, dat voor waarden van het uitwendige veld  $H_0$  grooter dan deze veldsterkte de suprageleider zich als een normaal metaal gedraagt. Het verband, dat de theorie van VON LAUE legt tusschen de kritieke veldsterkte  $H_K$  en de sterkte van het uitwendige magneetveld  $H_0$  waarbij de verstoring van de suprageleiding van een lichaam van bepaalden vorm begint, wordt dus door deze experimenten bevestigd en tegengesproken door de weerstandsmetingen van DE HAAS, VOOGD en Mej. JONKER (l.c.). Hieruit volgt, dat de mogelijkheid bestaat, dat er door een suprageleider krachtlijnen loopen, terwijl zijn weerstand toch nog nul of in ieder geval onmeetbaar klein is.

#### § 8. *Het overgangsgebied.*

Het is niet mogelijk om met behulp van de theorie van VON LAUE te bepalen, welke waarden de magnetische inductie en de elektrische kracht in het gebied  $2/3 H_K < H_0 < H_K$  zullen aannemen. We zullen dit gebied, waarin het metaal overgaat van den suprageleidenden naar den normalen toestand, het overgangsgebied noemen. Gaan we uit van de veronderstelling, dat de suprageleider zich ook in dit gebied als een homogeen polariseerbaar lichaam zal gedragen, dan volgt uit de metingen aan den aequator en uit (2), dat men aan den suprageleidenden bol een magnetische permeabiliteit  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$  moet toekennen. De metingen aan de pool gaven in dit gebied  $H = 3 H_0 - 2 H_K$ . Deze waarde volgt ook uit (1) voor de pool van den bol, wanneer men daarin substitueert  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$ . Ook de metingen op de poollijn en in het aequatorvlak zijn met deze voorstelling in overeenstemming. Voor de magnetische inductie moet men vinden  $B = 3 H_0 - 2 H_K$ . Het tijdseffect in aanmerking genomen dan worden de metingen door deze betrekking voor waarden van  $H_0 > 0.73 H_K$  goed weergegeven. Later is door

London een theorie opgesteld, die in overeenstemming is met deze feiten. (6) Op grond van zijn electro-dynamische theorie van den suprageleider (7) en onder invoering van een makroskopische magnetische inductie, komt London tot dezelfde waarde van  $\mu$ , als hierboven uit de metingen is afgeleid. De theorie eischt deze waarde van  $\mu$  echter ook voor  $H_0 < 0.73 H_K$  en geeft geen rekenschap van het tijdseffect.

§ 9. *Het magnetisch veld in een diametraal kanaaltje, dat loodrecht op de krachtlijnen staat.*

Deze onderzoeken zijn begonnen in aansluiting op die van W. J. DE HAAS en MEVR. J. M. CASIMIR-JONKER (8). Deze laatste experimenten hadden ten doel, — aan de hand van veldmetingen in nauwe kanaaltjes, die evenwijdig aan de as door een tincylinder liepen en in een plat vlak lagen — de wijze, waarop de suprageleiding verstoord wordt, nader te bestudeeren. Men kon op deze manier nagaan: bij welke waarde van het uitwendige magneetveld de krachtlijnen bij constante temperatuur in den suprageleider beginnen te dringen en of de suprageleiding al dan niet geleidelijk wordt verstoord. Voor dit doel was het noodig in den cylinder meer dan een kanaaltje te maken. Hierbij treedt de mogelijkheid op dat de kanaaltjes een storenden invloed uitoefenen op het eigenlijke verschijnsel der magnetische verstoring. Om deze nevenverschijnselen zooveel mogelijk te ondervangen, hebben wij de experimenten herhaald met behulp van een bol, waarin zich één enkel kanaaltje bevond, dat diametraal door den bol liep. Door bovendien gebruik te maken van een verplaatsbaar weerstandje (zie hoofdstuk II § 1), waren we in staat om gelijktijdig het veld buiten den bol te meten. Wil men op deze manier nagaan, of de suprageleiding al dan niet geleidelijk verstoord wordt, dan moet men ervoor zorgen, dat het kanaaltje loodrecht op de richting van de krachtlijnen staat.

De resultaten van deze metingen bij constante temperatuur zijn voorgesteld in fig. 12. Als abscis zijn uitgezet de standen van de micrometerschroef met behulp waarvan het bismuthweerstandje op en neer bewogen werd; als ordinaat zijn de gemeten weerstanden van het bismuthdraadje bij de verschillende waarden van het uitwendige magneetveld  $H_0$  uitgezet in willekeurige eenheden. Bij de standen 3.57 en 6.44 van de micrometerschroef valt het midden van het weerstandje samen met den onderkant respectievelijk den bovenkant van den bol.

Deze metingen zijn uitgevoerd bij een temperatuur  $T = 3.469^\circ\text{K}$ , waarbij volgens de vorige proeven, een kritiek veld  $H_K = 35$

Gauss behoort. Eveneens volgens die proeven, begint het magneetveld in den suprageleider te dringen, wanneer het uitwendige magneetveld de waarde  $H_0 = 2/3 H_K = 23.3$  Gauss heeft bereikt. De figuur toont echter duidelijk, dat in een gedeelte van het kanaal vlak bij de uiteinden reeds een magneetveld gevonden wordt voor waarden van  $H_0 < 2/3 H_K$ . Dit gedeelte is constant en ongeveer 4 mm lang. Men kan dit waarschijnlijk beschouwen als veroor-

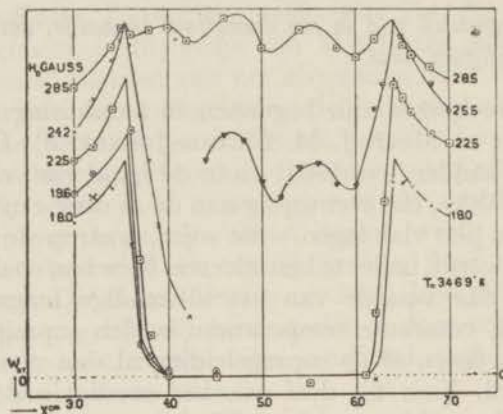


Fig. 12. Overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand, gemeten in een diametraal kanaaltje, dat  $\perp$  de richting van het homogene uitwendige magneetveld staat.

zaakt door een storing van de uiteinden van het kanaal op de verdeling van het magneetveld. Het werkelijke indringen van het magneetveld begint dan ook nu weer als  $H_0 > 2/3 H_K$  is geworden.

Buiten den bol is het gedrag van het magnetisch veld geheel in overeenstemming met de metingen in het vlak van den aequator. Binnenin den bol is de verandering van  $H$  met toenemende  $H_0$  analoog aan die, gemeten door DE HAAS en Mevr. CASIMIR-JONKER in den cylinder, d.w.z. *a*)  $H = 0$  in het gebied  $0 < H_0 < 2/3 H_K$ , *b*)  $H$  neemt in een zeer klein gebied  $H_0 > 2/3 H_K$  snel toe, tot een waarde grooter dan  $H_0$ , terwijl in het daaropvolgende gebied  $H$  veel langzamer toeneemt dan  $H_0$ , totdat bij  $H_0 = H_K$ ,  $H$  dezelfde waarde heeft als  $H_0$ . Dat men bij een bepaalde veldsterkte  $H_0$  niet overal in den bol denzelfden weerstand van het bismuthdraadje vindt, kan verschillende oorzaken hebben. De belangrijkste hiervan lijkt ons, dat het bismuthdraadje direct een anderen weerstand krijgt, als er eenigen druk op komt. Dit is bijna niet te voorkomen, daar bij verplaatsing van het capillairtje, dit gemakkelijk ombuigt als het een geringen weerstand

ondervindt. Een niet homogeen zijn van den bol zou ook een oorzaak kunnen zijn, ofschoon ons dit bij dezen bol zeer onwaarschijnlijk voorkomt. Tenslotte zouden de bergen en dalen nog kunnen samenhangen met de gebiedjes van GORTER en CASIMIR. Dit is echter evenmin waarschijnlijk, daar dan de vorm der krommen bij verandering van  $H_0$  niet zoo gelijk van karakter zou blijven en de afwijkingen heelemaal verdwenen zouden zijn bij veldsterktes  $H_0 > H_K$ , wat nu niet het geval is. Dit laatste geldt natuurlijk ook voor het geval dat de oorzaak gezocht moet worden

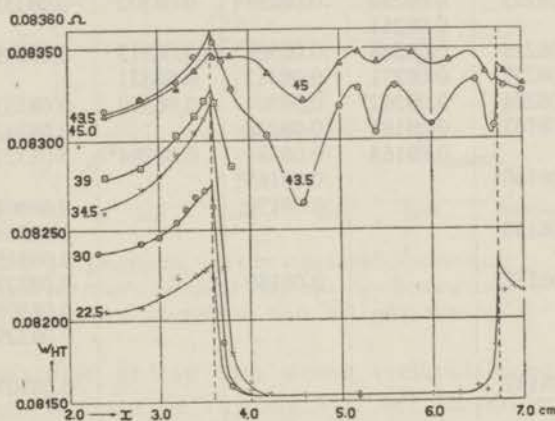


Fig. 13. Overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand van een niet-homogeen bol, gemeten in een kanaaltje, dat loodrecht staat op het homogeen magneetveld.

in inhomogeniteiten in den bol; deze demonstreeren zich dan echter in het overgangsgebied in veel sterkere mate. Een duidelijk voorbeeld hiervan geven de metingen aan een veelkristalligen bol, die na doorzagen gietgallen bleek te bevatten. Deze metingen zijn uitgevoerd bij een constante temperatuur  $T = 3.358^\circ \text{K}$ . De resultaten zijn verzameld in tabel XI en figuur 13. In deze tabel ziet men in de eerste kolom de verschillende standen van de micrometerschroef, waarvoor de  $W_{HT}$  gemeten is, bij de respectievelijke waarden van  $H_0$ , die in de koppen van de volgende kolommen gegeven zijn. In de standen 3.58 en 6.72 staat het midden van het weerstandje ter hoogte van den rand van den bol. De standen  $x$  zijn in fig. 13 als abscis uitgezet, terwijl de  $W_{HT}$  voor iedere waarde van  $H_0$  als functie van  $x$  geteekend is. De waarde van  $H_K$ , die bij  $T = 3.358^\circ \text{K}$  behoort, is gelijk aan 50.5 Gauss. Het indringen van het magneetveld moet dus beginnen bij  $H_0 = 2/3 H_K = 33.7$  Gauss. Het is duidelijk te zien aan de kromme

TABEL XI.

| P <sub>He</sub> = 301.3 mm Hg. T = 3.358° K. |                      |                      |                      |                      |                      |                      |
|----------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| x \ H <sub>0</sub>                           | 22.5<br>Gauss        | 30.0<br>Gauss        | 34.5<br>Gauss        | 39.0<br>Gauss        | 43.5<br>Gauss        | 45.0<br>Gauss        |
| 2.4                                          | 0.08205              |                      | 0.08259              | 0.08279              | 0.08315 <sup>5</sup> | 0.08313 <sup>5</sup> |
| 2.8                                          | 0.08207              | 0.08242 <sup>5</sup> | 0.08272              | 0.08284              | 0.08321 <sup>5</sup> | 0.08321 <sup>5</sup> |
| 3.0                                          | 0.08214              | 0.08245 <sup>5</sup> | 0.08280              |                      |                      |                      |
| 3.2                                          | 0.08223              | 0.08254              | 0.08291 <sup>5</sup> | 0.08302 <sup>5</sup> | 0.08331              | 0.08327 <sup>5</sup> |
| 3.3                                          |                      | 0.08261              |                      |                      |                      |                      |
| 3.4                                          | 0.08224              | 0.08268              | 0.08304              | 0.08313              | 0.08345 <sup>5</sup> | 0.08338              |
| 3.5                                          | 0.08227              | 0.08271              | 0.08312              | 0.08321              |                      |                      |
| 3.6                                          | 0.08224              | 0.08262 <sup>5</sup> | 0.08301              | 0.08320              | 0.08353 <sup>5</sup> | 0.08345              |
| 3.7                                          | 0.08167              | 0.08187              | 0.08228              |                      | 0.08343              |                      |
| 3.8                                          |                      | 0.08163              | 0.08181              | 0.08284 <sup>5</sup> | 0.08327              | 0.08346              |
| 4.0                                          | 0.08160 <sup>5</sup> |                      | 0.08165 <sup>5</sup> |                      |                      |                      |
| 4.2                                          |                      |                      | 0.08159              |                      | 0.08301 <sup>5</sup> | 0.08336              |
| 4.6                                          | 0.08158              |                      |                      |                      | 0.08264 <sup>5</sup> | 0.08320              |
| 5.0                                          |                      |                      |                      |                      | 0.08318              | 0.08341              |
| 5.2                                          | 0.08157 <sup>5</sup> |                      | 0.08159              |                      | 0.08327 <sup>5</sup> | 0.08347 <sup>5</sup> |
| 5.4                                          |                      |                      |                      |                      | 0.08303              | 0.08342 <sup>5</sup> |
| 5.6                                          |                      |                      |                      |                      | 0.08329              |                      |
| 5.8                                          |                      |                      |                      |                      |                      | 0.08347              |
| 6.0                                          | 0.08157              |                      |                      |                      | 0.08307 <sup>5</sup> |                      |
| 6.2                                          |                      |                      |                      |                      |                      | 0.08342              |
| 6.3                                          | 0.08159              |                      |                      |                      |                      |                      |
| 6.5                                          | 0.08163              |                      |                      |                      | 0.08332              |                      |
| 6.6                                          | 0.08161 <sup>5</sup> |                      |                      |                      |                      | 0.08336              |
| 6.7                                          | 0.08185              |                      |                      |                      | 0.08306              |                      |
| 6.8                                          | 0.08215              |                      |                      |                      | 0.08329              | 0.03336              |
| 6.9                                          | 0.08217              |                      |                      |                      |                      |                      |
| 7.0                                          | 0.08215 <sup>5</sup> |                      |                      |                      | 0.08326              | 0.08329              |

voor  $H_0 = 34.5$  Gauss, dat deze binnen den bol een ander karakter gekregen heeft als de krommen die behooren bij  $H_0 = 22.5$  en  $30$  Gauss. Toch schijnt het, dat er in het kanaal nog een gebied bestaat waar  $H = 0$  is. Merkwaardig is ook, dat links het veld aan den aequator nog oploopt, terwijl men zich in het gebied  $2/3 H_K < H_0 < H_K$  bevindt. Rechts is dit in veel geringere mate het geval. Het veld wordt links aan den aequator zelfs eerst grooter dan  $H_K$  en neemt daarna weer af. Dit wordt duidelijk gedemonstreerd door fig. 14, waar  $W_{HT}$  is uitgezet als functie van  $H_0^2$  voor punten van het aequatorvlak buiten den bol. Het lijkt alsof er zich bij het gewone verstoringverschijnsel nog een tweede effect voegt, dat zich vanaf  $H_0 = \pm 40$  Gauss begint te demonstreeren.

Binnen in den bol valt weer de storende invloed van de uiteinden



van het kanaaltje op; bovendien vertoonen de curves weer het berg-en-dal-karakter, maar in veel sterkere mate dan in den homogenen bol en wel zeer opvallend aan den linkerkant van de figuur.

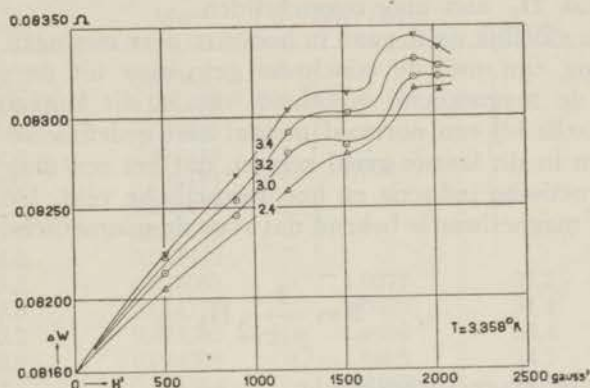


Fig. 14. Overgang van den supra geleidenden naar den normalen toestand van een niet-homogenen bol gemeten in punten van het aequatorvlak.

Het eigenaardige gedrag van dezen veelkristalligen bol was aanleiding om hem in de richting van het kanaaltje midden-door te zagen. Er was eerst niets bijzonders te zien, maar bij even aanetsen viel in de eene bolhelft een gaatje, dat bij controle ruim  $\frac{1}{2}$  cm diep bleek te zijn. Bij verder etsen kwamen meer openingen bloot in die eene helft. De andere helft was homogeen. In fig. 15 ziet men een projectie van de „holle” helft, op het zaagvlak. De getallen onderaan de figuur correspondeeren met de standen van den schroefmicrometer tijdens de metingen, waarbij het magnetisch veld loodrecht op het zaagvlak stond. De stippellijnen in de figuur stellen den buitenomtrek van de holtes voor. Beschouwt men de metingen in verband met deze gegevens, dan blijkt, dat de holtes geen invloed uitoefenen op het begin van de verstoring. In het overgangsgebied daarentegen lijkt het alsof de krachtlijnen gedeeltelijk om de holtes heenbuigen, zoodat men in het kanaaltje op punten vlak voor of achter zoo een holte minder veld vindt dan onder dezelfde omstandigheden in een homogenen bol. Dit opzij gedrongen veld

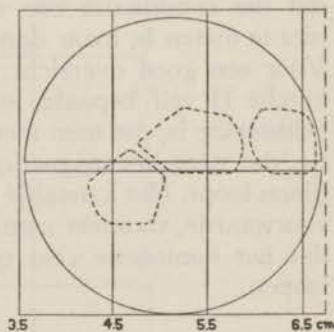


Fig. 15. Doorsnede van den niet-homogenen tinbol.

vindt men dan, naast de holtes. Het veld verandert daardoor natuurlijk van richting en zoo is het mogelijk, dat we aan het oppervlak van den bol veldsterktes meten, die grooter zijn dan  $H_K$ , omdat slechts de tangentele component hiervan aan het oppervlak  $H_K$  niet mag overschrijden.

Het is moeilijk na te gaan in hoeverre deze metingen in overeenstemming zijn met de conclusies getrokken uit de voorgaande, omdat de magnetische grootheid, die in dit kanaaltje bepaald wordt, zelfs bij een normaal metaal niet gedefinieerd is. A priori kan men in dit laatste geval zeggen, dat het een ding is tusschen de magnetische inductie en het magnetische veld. Uit de theorie van het magnetisme is bekend dat voor de magnetische veldsterkte geldt:

$$B = \frac{3\mu}{\mu + 2} H_0 \quad (4)$$

en voor de magnetische kracht:

$$H = \frac{3}{\mu + 2} H_0 \quad (5)$$

Nemen wij nu aan, dat de suprageleidende toestand gekenmerkt is door  $B = 0$ , dus  $\mu = 0$ , dan zou bij eenvoudige overname van deze begrippen voor den suprageleider  $H = \frac{3}{2} H_0$  moeten zijn.

Het feit, dat de combinatie van  $B$  en  $H$ , die we in het kanaaltje meten, ook nul is, is hiermede dus in strijd. Men kan nog aanvoeren, dat die combinatie zoo weinig van  $B$  afwijkt, dat het verschil niet te meten is, maar dan loopt men vast in het overgangsgebied. Voor een goed overzicht is het dus noodig, dat de magnetische kracht  $H$  zelf bepaald wordt. Uit de theorie volgt, dat dit de veldsterkte is, die men meet in een physisch oneindig dun kanaaltje, dat door het magneticum in de richting van de magnetisatielijnen loopt. Het kanaaltje door den bol voldoet vrij goed aan deze voorwaarde, wanneer men den bol zoo in het magneetveld plaatst, dat het homogene veld en het kanaaltje evenwijdig aan elkaar loopen.

§ 10. *Het magnetisch veld in een nauw diametraal kanaaltje, dat evenwijdig aan het homogene veld loopt.*

Deze metingen zijn uitgevoerd bij een constante temperatuur  $T = 3.473^\circ \text{K}$  ( $P_{\text{He}} = 346.4 \text{ mm Hg}$ ). De gemeten weerstanden

TABEL XII.

| $P_{He} = 346.4 \text{ mm Hg. } T = 3.473^\circ \text{ K.}$ |          |           |            |
|-------------------------------------------------------------|----------|-----------|------------|
| $H_0$<br>Gauss                                              | WHT      | WHT / WOT | H<br>Gauss |
| 0                                                           | 0.023433 | } 1.000   | } 0        |
| 9.9                                                         | 0.023433 |           |            |
| 15.0                                                        | 0.023433 |           |            |
| 20.0                                                        | 0.023433 |           |            |
| 21.0                                                        | 0.023433 |           |            |
| 22.2                                                        | 0.023433 |           |            |
| 23.0                                                        | 0.023433 |           |            |
| 24.0                                                        | 0.023433 |           |            |
| 25.2                                                        | 0.024082 | 1.0277    | 27.2       |
| 27.0                                                        | 0.024378 | 1.0403    | 34.4       |
| 30.2                                                        | 0.024380 | 1.0404    | 34.4       |
| 30.8                                                        | 0.024383 | 1.0405    | 34.5       |
| 32.1                                                        | 0.024384 | 1.0406    | 34.5       |
| 32.9                                                        | 0.024385 | 1.0406    | 34.5       |
| 39.2                                                        | 0.024595 | 1.0496    | 39.4       |
| 50.0                                                        | 0.025110 | 1.0716    | 50.9       |
| 80.0                                                        | 0.026572 | 1.1340    | 80.0       |

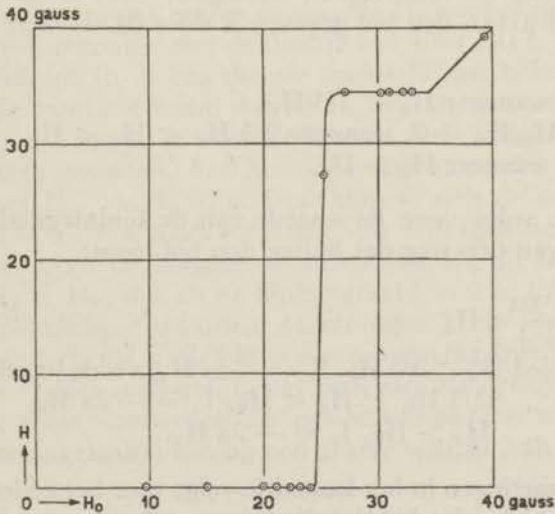


Fig. 16. Overgangsfiguur, gemeten in een diametraal kanaaltje evenwijdig aan  $H_0$ , bij constante temperatuur  $T = 3.473^\circ \text{ K.}$

zijn verzameld in tabel XII. De waarden van  $H$  zijn uit die van  $W_{HT}/W_{OT}$  berekend volgens:

$$W_{HT}/W_{OT} - 1 = (5.39 - 0.07 H + 0.00036 H^2) 10^{-5} H^2.$$

Deze waarden van  $H$  zijn in fig. 16 als functie van  $H_0$  uitgezet.

In overeenstemming met de verwachtingen uit de metingen in het kanaaltje dat loodrecht staat op de krachtlijnen, is de veldsterkte in het kanaaltje dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt gelijk nul voor veldsterkten uit het gebied  $0 < H_0 < 2/3 H_K$ .

In het gebied  $2/3 H_K < H_0 < H_K$  blijft  $H$  aanvankelijk 0, maar neemt dan in het interval  $0.73 H_K < H_0 < 5/6 H_K$  snel toe tot de waarde  $H_K$  en blijft hieraan gelijk tot  $H_0 = H_K$  geworden is. Bij hogere veldsterkten is steeds  $H = H_0$ . Vooral in het overgangsgebied is er op gelet, of de gemeten weerstand met den tijd veranderde. Een geringe toename met den tijd was waar te nemen. Dit was echter moeilijk van de kleine schommelingen, die zich bij bismuthweerstandens steeds voordoen te onderscheiden.

Om het verband te zien tusschen deze metingen en de resultaten verkregen bij de metingen buiten den bol, beschouwen wij de gesloten lijnintegraal van  $H$  langs een weg door het kanaaltje en buiten den bol om terug. Dezen weg kunnen we splitsen in twee stukken; het gedeelte, dat door de ruimte om den bol heen loopt, en het gedeelte dat door het kanaaltje loopt. We kiezen de omlooprichting zoo, dat we in het kanaaltje in de richting van de krachtlijnen voortgaan. Het is nu bekend, dat het veld buiten den bol gegeven is door (1) als men voor  $\mu$  substitueert:

$$\begin{aligned} \mu &= 0, \text{ wanneer } H_0 < 2/3 H_K. \\ \mu &= 3 H_0/H_K - 2, \text{ wanneer } 2/3 H_K < H_0 < H_K. \\ \mu &= 1, \text{ wanneer } H_0 > H_K. \end{aligned}$$

Hieruit volgt voor de waarde van de lijnintegraal  $I_u$  over het gedeelte van den weg dat buiten den bol loopt:

$$I_u = - \frac{6a}{\mu + 2} H_0$$

in het gebied  $H_0 < 2/3 H_K$ ,  $I_u = - 3a H_0$ ,  $a$  is de straal van den bol

„ „ „  $2/3 H_K < H_0 < H_K$ ,  $I_u = - 2a H_K$ .

„ „ „  $H_0 > H_K$ ,  $I_u = - 2a H_0$ .

Uit de metingen in het kanaaltje volgt voor het gedeelte van den lijnintegraal  $I_i$ , dat hierdoor loopt:

in het gebied  $H_0 < 2/3 H_K$ ,  $I_i = 0$

„ „ „  $2/3 H_K < H_0 < H_K$ , is  $I_i$  aanvankelijk nul. Voor

$0.73 H_K < H_0 < 5/6 H_K$  een functie van  $H_0$ , die snel toeneemt van nul tot de constante waarde  $2a H_K$ . in het gebied  $H_0 > H_K$  is  $I_1 = 2a H_0$ .

De totale waarde van de lijnintegraal wordt dus

1e.  $I = -3a H_0$  voor  $0 < H_0 < 2/3 H_K$ .

2e.  $I$  is een snel toenemende functie van  $H_0$ , die constant wordt als zij de waarde nul bereikt heeft; dat is het geval als  $H_0 = 5/6 H_K$  geworden is.

3e.  $I = 0$  voor  $H_0 > 5/6 H_K$ .

Hieruit volgt, dat er voor waarden van  $H_0$ , gelegen tusschen 0 en  $2/3 H_K$ , door het oppervlak, dat omsloten wordt door den beschreven weg, een elektrische stroom loopt, die niet past bij de richting van het homogene magneetveld  $H_0$  en die een totale intensiteit  $i = \frac{3a}{4\pi} H_0$  heeft. Deze stroom moet over het oppervlak

van dien bol loopen en mag niet opgevat worden als de resultante van een groot aantal microscopische stroompjes. <sup>1)</sup> Was dit laatste wel het geval, dan zou  $I = 0$  zijn. De veldafschermende werking van den suprageleider moet worden toegeschreven aan dezen elektrischen stroom en niet uitsluitend aan een magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$ .

Het verloop van de waarde van  $I$ , in het tweede gebied  $2/3 H_K < H_0 < H_K$ , laat zien, dat in bovenvermeld beeld een groote verandering komt, zoodra de tangencieele component van de veldsterkte aan het oppervlak ergens de waarde  $H_K$  overschrijdt. Dit is weer in overeenstemming met de theorie van VON LAUE.

Door F. LONDON (6) is een theorie opgesteld met behulp waarvan hij tot de conclusie komt, dat als  $H_{ig} = H_K$  geworden is, de suprageleider uiteenvalt in afzonderlijke in zich samenhangende suprageleidende gebieden. Aan het oppervlak van ieder van deze gebieden moet  $H_{ig} = H_K$  zijn. Deze theorie stelt de overgangsphase dus voor als een soort suspensie van suprageleider in niet-suprageleider. Voor de hogere waarden van  $H_0$  uit het gebied  $2/3 H_K < H_0 < H_K$ , dus als de lijnintegraal  $I = 0$  is, lijkt ons dit juist; voor de kleinere waarden daarentegen is de lijnintegraal kleiner dan nul en dit is niet in overeenstemming met het beeld van LONDON. <sup>2)</sup> Het is mogelijk, dat men zich de overgangsphase aanvankelijk moet voorstellen als een suspensie van niet-suprageleider in suprageleider, die bij een zekere waarde van  $H_0$  over-

<sup>1)</sup> Dat wil zeggen, als het grensgeval  $\mu = 0$ .

<sup>2)</sup> Volgens deze theorie moet in het kanaaltje  $H = H_K$  worden, zoodra  $H_{ig} = H_K$  geworden is.

gaat in een suspensie van suprageleider in niet-suprageleider. De overgang van het eene beeld in het andere valt samen met het nul worden van de lijnintegraal I. Dit laatste heeft bij alle metingen plaats bij  $H_0 = \sim 5/6 H_K$ ; de magnetische inductie is dan gelijk aan  $\frac{1}{2} H_K$ .

§ 11. *De temperatuurafhankelijkheid van de kritieke veldsterkte.*

Uit de weerstandsmetingen (zie Hoofdstuk I § 5) volgt, dat men onder de kritieke veldsterkte heeft te verstaan: die waarde van het homogene uitwendige magneetveld, waarbij de weerstand juist zijn normale waarde bereikt heeft. Door DE HAAS, VOOGD en Mej. JONKER is deze veldsterkte voor eenkristaldraden van wit tin bij enkele temperaturen zeer nauwkeurig bepaald, die we in tabel XIII overnemen. Uit oudere metingen van DE HAAS en VOOGD volgt voor het sprongpunt van wit tin  $T = 3.71^\circ \text{K}$ .

De waarden van  $H_K$ , die uit de in de vorige paragrafen besproken metingen volgen, zijn verzameld in tabel XIV.

TABEL XIII.

| T<br>°K | $H_K$<br>Gauss     |
|---------|--------------------|
| 3.22    | 66.2               |
| 2.84    | 116.6 <sup>5</sup> |
| 2.29    | 178.8              |
| 2.06    | 203.3              |

TABEL XIV.

| T<br>°K | $H_K$<br>Gauss |
|---------|----------------|
| 3.463   | 36.5           |
| 3.469   | 35.4           |
| 3.467   | 35.8           |
| 3.468   | 35.5           |
| 3.473   | 34.5           |
| 3.009   | 97.0           |

Vergelijkt men deze waarden met degene die volgen uit de weerstandsmetingen, dan blijken die niet overeen te stemmen. Deze afwijkingen vloeien vooral voort uit de  $H_K$ , die bij de weerstandsmetingen bepaald is bij  $T = 3.22^\circ \text{K}$ . Uit metingen van Prof. W. J. DE HAAS en Mej. A. D. ENGELKES (9) volgt, dat deze  $H_K$  te laag ligt. Deze nieuwe metingen hebben uitgewezen, dat de  $H_K$ , die volgt uit de weerstandsmetingen, precies dezelfde is als die, welke uit de magnetische metingen volgt. Behalve die, welke in tabel XIV aangegeven zijn, zijn nog de kritieke veldsterkten bepaald, uit metingen aan den aequator en in het kanaaltje bij enkele andere temperaturen.

In tabel XV ziet men de resultaten van de metingen aan den aequator en in tabel XVI die van het kanaaltje voor  $T = 3.54^\circ \text{K}$ . In fig. 18 zijn de berekende waarden van  $H$  als ordinaat uitgezet tegen de bijbehorende waarden in  $H_0$  als abscis. Het verloop van het

veld is in beide gevallen hetzelfde als in de corresponderende gevallen bij  $T = 3.47^\circ \text{K}$ .<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Bij  $T = 3.54^\circ \text{K}$  bereikt het veld in het kanaaltje de waarde  $H_K$  bij  $\pm 20.5$  Gauss. ( $\pm 5/6 H_K$ ) De krachtlijnen beginnen erin te dringen bij  $H_0 = \pm 18.0$  Gauss, ( $0.74 H_K$ ).

TABEL XV.

| P <sub>He</sub> = 375.1 mm Hg T = 3.54° K |                        |                                  |            |
|-------------------------------------------|------------------------|----------------------------------|------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss                   | W <sub>HT</sub><br>Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
| 0                                         | 0.11226                | 1.0000                           | 0          |
| 9.95                                      | 0.11255                | 1.0025                           | 15.3       |
| 11.8                                      | 0.11266                | 1.0035                           | 18.2       |
| 12.9                                      | 0.11273                | 1.0041                           | 20.0       |
| 13.9                                      | 0.11279                | 1.0046                           | 21.1       |
| 14.6                                      | 0.11286                | 1.0053                           | 22.7       |
| 15.9                                      | 0.11294                | 1.0060                           | 24.2       |
| 16.75                                     | 0.11296                | 1.0061                           | 24.5       |
| 17.8                                      | 0.11296                | 1.0061                           | 24.5       |
| 19.2                                      | 0.11296                | 1.0061                           | 24.5       |
| 21.0                                      | 0.11296                | 1.0061                           | 24.5       |
| 23.0                                      | 0.11297                | 1.0062                           | 24.7       |
| 24.1                                      | 0.11297                | 1.0062                           | 24.7       |
| 25.0                                      | 0.11297                | 1.0062                           | 24.7       |
| 26.1                                      | 0.11305                | 1.0069                           | 26.1       |
| 28.0                                      | 0.11314                | 1.0077                           | 27.7       |
| 30.0                                      | 0.11327                | 1.0089                           | 29.9       |
| 40.1                                      | 0.11401                | 1.0155                           | 40.0       |
| 81.0                                      | 0.11864                | 1.0567                           | 81.2       |

TABEL XVI.

| P <sub>He</sub> = 375.1 mm Hg T = 3.54° K |                        |                                  |            |
|-------------------------------------------|------------------------|----------------------------------|------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss                   | W <sub>HT</sub><br>Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
| 0                                         | 0.023418               |                                  |            |
| 9.95                                      | 0.023416               |                                  |            |
| 11.8                                      | 0.023416               |                                  |            |
| 12.9                                      | 0.023416               |                                  |            |
| 13.9                                      | 0.023416               | 1.0000                           | 0          |
| 14.6                                      | 0.023416               |                                  |            |
| 15.9                                      | 0.023414               |                                  |            |
| 16.75                                     | 0.023416               |                                  |            |
| 17.8                                      | 0.023416               |                                  |            |
| 19.2                                      | 0.023883               | 1.0200                           | 22.2       |
| 21.0                                      | 0.023973               | 1.0238                           | 24.6       |
| 23.0                                      | 0.023971               | 1.0238                           | 24.6       |
| 24.1                                      | 0.023973               | 1.0238                           | 24.6       |
| 25.0                                      | 0.023982               | 1.0242                           | 24.8       |
| 26.1                                      | 0.024029               | 1.0262                           | 26.1       |
| 28.0                                      | 0.024112               | 1.0301                           | 28.3       |
| 30.0                                      | 0.024186               | 1.0333                           | 30.1       |
| 40.1                                      | 0.024643               | 1.0525                           | 40.2       |
| 81.0                                      | 0.026589               | 1.1357                           | 81.0       |

TABEL XVII.

| P <sub>He</sub> = 199.7 mm Hg T = 3.06° K |                        |                                  |            |
|-------------------------------------------|------------------------|----------------------------------|------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss                   | W <sub>HT</sub><br>Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
| 0                                         | 0.11219                | 1.0000                           | 0          |
| 24.8                                      | 0.11379                | 1.0143                           | 38.4       |
| 40.0                                      | 0.11592                | 1.0332                           | 60.0       |
| 49.5                                      | 0.11904                | 1.0611                           | 75.9       |
| 54.4                                      | 0.11918                | 1.0623                           | 84.0       |
| 55.6                                      | 0.11927                | 1.0631                           | 84.8       |
| 56.0                                      | 0.11938                | 1.0641                           | 85.6       |
| 58.0                                      | 0.11968                | 1.0668                           | 87.5       |
| 60.0                                      | 0.11985                | 1.0683                           | 88.6       |
| 61.9                                      | 0.11988                | 1.0685                           | 88.8       |
| 64.0                                      | 0.11990                | 1.0687                           | 89.0       |
| 65.9                                      | 0.11991                | 1.0688                           | 89.2       |
| 68.0                                      | 0.11993                | 1.0690                           | 89.3       |
| 70.3                                      | 0.11995                | 1.0692                           | 89.4       |
| 72.5                                      | 0.11997                | 1.0693                           | 89.5       |
| 75.9                                      | 0.11999                | 1.0695                           | 89.6       |
| 77.9                                      | 0.12001                | 1.0697                           | 89.7       |
| 84.9                                      | 0.12003                | 1.0699                           | 89.8       |
| 87.2                                      | 0.12005                | 1.0700                           | 89.9       |
| 89.2                                      | 0.12006                | 1.0701                           | 90.0       |
| 90.4                                      | 0.12012                | 1.0707                           | 90.4       |
| 92.6                                      | 0.12040                | 1.0732                           | 92.4       |
| 95.0                                      | 0.12077                | 1.0765                           | 94.5       |
| 99.0                                      | 0.12145                | 1.0825                           | 98.7       |
| 124.4                                     | 0.12594                | 1.1226                           | 123.7      |
| 162.0                                     | 0.13363                | 1.1911                           | 162.0      |

TABEL XVIII.

| P <sub>He</sub> = 199.7 mm Hg T = 3.060° K |                        |                                  |            |
|--------------------------------------------|------------------------|----------------------------------|------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss                    | W <sub>HT</sub><br>Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
| 0                                          | 0.023410               |                                  |            |
| 24.8                                       | 0.023392               |                                  |            |
| 40.0                                       | 0.023388               |                                  |            |
| 49.5                                       | 0.023387               |                                  |            |
| 54.4                                       | 0.023387               |                                  |            |
| 55.6                                       | 0.023390               |                                  |            |
| 56.0                                       | 0.023388               | 1.0000                           | 0          |
| 58.0                                       | 0.023390               |                                  |            |
| 60.0                                       | 0.023387               |                                  |            |
| 61.9                                       | 0.023387               |                                  |            |
| 64.0                                       | 0.023387               |                                  |            |
| 65.9                                       | 0.023388               |                                  |            |
| 68.0                                       | 0.026245               | 1.1222                           | 69.2       |
| 70.3                                       | 0.026619               | 1.1381                           | 77.5       |
| 72.5                                       | 0.026656               | 1.1397                           | 78.4       |
| 75.9                                       | 0.027070               | 1.1575                           | 88.5       |
| 77.9                                       | 0.027072               | 1.1575                           | 88.5       |
| 84.9                                       | 0.027075               | 1.1576                           | 88.6       |
| 87.2                                       | 0.027080               | 1.1578                           | 88.8       |
| 89.2                                       | 0.027077               | 1.1577                           | 88.7       |
| 90.4                                       | 0.027091               | 1.1583                           | 89.1       |
| 92.6                                       | 0.027144               | 1.1606                           | 90.6       |
| 95.0                                       | 0.027245               | 1.1650                           | 93.6       |
| 99.0                                       | 0.027436               | 1.1731                           | 99.3       |
| 124.4                                      | 0.028185               | 1.2060                           | 124.4      |
| 162.0                                      | 0.030055               | 1.2851                           | 162.0      |

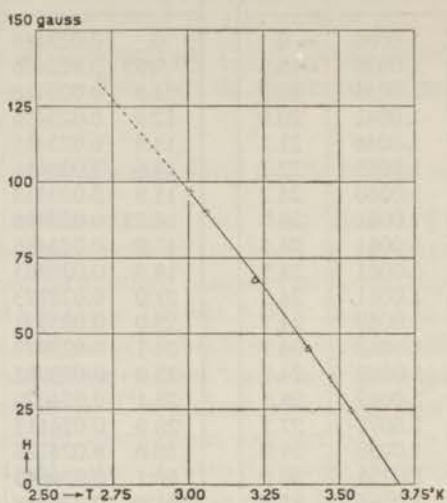


Fig. 17. De  $H_K$ - $T$  kromme volgens de magnetische metingen bij constante  $T$  en toenemende  $H_0$  en bij constante  $H_0$  en toenemende  $T$ .

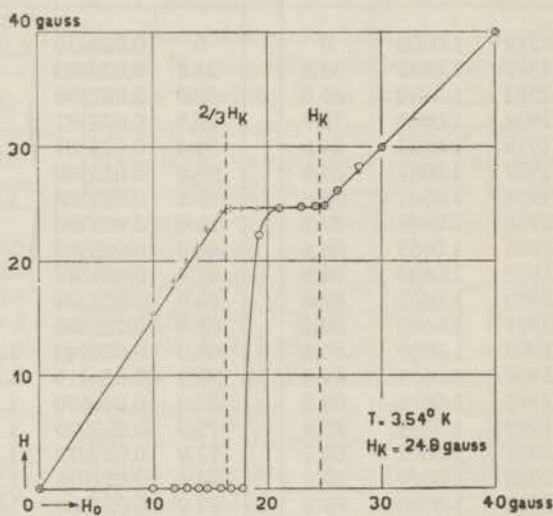


Fig. 18. Magneetveld aan den aequator (+) en in het kanaaltje // de krachtlijnen  $\odot$  bij toenemend magneetveld en constante temperatuur  $T = 3.54^\circ \text{K}$ .



Het blijkt, dat bij  $T = 3.54^\circ \text{K}$  een kritieke veldsterkte  $H_K = 24.6 \text{ Gauss}$  behoort.

In tabel XVII ziet men de metingen aan den acuator en in tabel XVIII die in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen bij  $T = 3.06^\circ \text{K}$ . In fig. 19 zijn de berekende waarden van  $H$  uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende waarden van  $H_0$  als

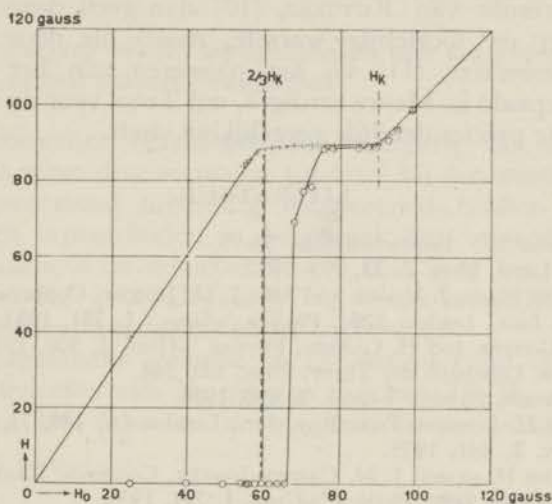


Fig. 19. Magnetveld aan den acuator (+) en in het kanaaltje // de krachtlijnen  $\odot$  bij toenemend magnetveld en constante temperatuur  $T = 3.06^\circ \text{K}$ .

abscis.<sup>1)</sup> Het blijkt, dat de kritieke veldsterkte, die bij  $T = 3.06^\circ \text{K}$  behoort, gelijk is aan 90 Gauss.

De aldus gevonden kritieke veldsterkten zijn in fig. 17 aangeduid door +. Uit de metingen bij constant uitwendig magnetveld en toenemende temperatuur (zie Hoofdstuk IV) blijkt, dat bij  $T = 3.22^\circ \text{K}$  een kritieke veldsterkte van 67.7 Gauss behoort en bij  $T = 3.395^\circ \text{K}$  een  $H_K = 45 \text{ Gauss}$ . Deze beide punten zijn in fig. 17 aangegeven door  $\Delta$ .

De kromme, die de kritieke veldsterkte als functie van de tem-

<sup>1)</sup> Het veld in het kanaaltje bereikt de waarde  $H_K$  wanneer het ingeschakelde veld  $H_0 = 75 \text{ Gauss}$  geworden is, dus weer bij  $H_0 = 5/6 H_K$ , waarmede correspondeert  $B = 1/2 H_K$ . De krachtlijnen beginnen in het kanaaltje te dringen bij  $H_0 = 67 \text{ Gauss}$ , dus bij  $H_0 = 0.74 H_K$ . Dit is weer dezelfde verhouding als gevonden is bij  $T = 3.47^\circ \text{K}$  en  $T = 3.54^\circ \text{K}$ .

peratuur voorstelt, voldoet voor temperaturen hooger dan  $2,8^{\circ}$  K aan de vergelijking:

$$T_s^2 - T^2 = 0.0482 H_K,$$

waarin  $T_s = 3.705^{\circ}$  K. Men kan dit schrijven  $H_K = -20.6 T^2 + 283$ . Voor de waarde van  $dH/dT$  in het sprongpunt volgt uit de vergelijking 153 Gauss/graad. Substitueert men deze waarde in de formule van RUTGERS, (10) dan geeft deze precies den sprong in de soortelijke warmte, zooals die door KEESOM en zijn medewerkers, (11) bij het passeeren van het sprongpunt van tin bepaald is. Merkwaardig is, dat TUYN voor de magnetische halfwaarde precies dezelfde vergelijking vindt.

#### LITERATUUR.

1. J. VOOGD l.c. Proefschrift blz. 76-79.
2. M. v. LAUE, Phys. Z. **33**, 793, 1932.
3. W. J. DE HAAS, J. VOOGD and Miss J. M. JONKER, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden, 229d; Physica 's-Grav., **1**, 281, 1933.
4. C. J. GORTER and H. CASIMIR, Physica 's-Grav. **1**, 306, 1934.
5. G. JOOS. Lehrbuch der Theor. Phys., blz. 244.
6. F. LONDON, Physica 's-Grav. **3**, 450, 1936.
7. F. and H. LONDON, Proc. Roy. Soc., London (A) **149**, 71, 1935; Physica 's-Grav. **2**, 341, 1935.
8. W. J. DE HAAS and J. M. CASIMIR-JONKER, Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Leiden 229d; Physica 's-Grav. **1**, 291, 1933.
9. W. J. DE HAAS and Miss A. D. ENGELKES. Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Leiden 247; Physica 's-Grav. **4**, 325, 1937.
10. Zie P. EHRENFEST. Leiden Commun. Suppl. 75b,
11. W. H. KEESOM and J. N. VAN DEN ENDE. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden, 219b; W. H. KEESOM and J. A. KOK. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden, 221b.

## HOOFDSTUK IV.

### METINGEN BIJ CONSTANT UITWENDIG MAGNEETVELD EN TOENEMENDE TEMPERATUUR.

§ 1. *De overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand bij constant uitwendig magneetveld.*

De experimenten betreffende den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand bij constante temperatuur en toenemend uitwendig magneetveld hebben voor den bolvormigen suprageleider in hoofdzaak het volgende geleerd:

a. de magnetische inductie  $B = 0$ , zoo lang het uitwendige magneetveld  $H_0 < 2/3 H_K$  is. <sup>1)</sup>  $H_K$  is een materiaalconstante, die met afnemende temperatuur grooter wordt.

b. de magnetische inductie en het magneetveld om den bol zijn, voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $2/3 H_K$  en  $H_K$ , als die van een bol, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$  is. <sup>2)</sup>

c. het magneetveld in een diametraal kanaaltje, dat evenwijdig aan het homogene uitwendige magneetveld  $H_0$  loopt, is nul voor waarden van  $H_0 < 2/3 H_K$ . Voor waarden van  $H_0$ , gelegen tusschen  $2/3 H_K$  en  $0.74 H_K$ , blijft de veldsterkte 0, daarna neemt zij in het interval  $0.74 H_K < H_0 < 5/6 H_K$  toe van 0 tot  $H_K$ . Deze waarde  $H_K$  blijft in het volgende interval  $5/6 H_K < H_0 < H_K$  constant.

d. in velden  $H_0 > H_K$  gedraagt de suprageleider zich als een normaal metaal.

Als karakteristieke veldsterkten voor den bolvormigen suprageleider volgen hieruit  $H_K$ ,  $5/6 H_K$  en  $2/3 H_K$  en misschien  $0.74 H_K$ . De drie eersten zijn in fig. 20 als functie van de temperatuur uitgezet. Het gearceerde gebied stelt het overgangsg gebied voor. In dit gebied komt het gedrag van den bol overeen met een magnetische permeabiliteit  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$ . (1)

De vraag doet zich nu voor, of deze figuur algemeen geldig is.

<sup>1)</sup>  $H_0$  stelt steeds het homogene uitwendige magneetveld voor en  $H_K$  de kritieke veldsterkte.

<sup>2)</sup> De mogelijkheid dat deze vergelijking niet geldt voor  $2/3 H_K < H_0 < 0.74 H_K$  laten wij hier buiten beschouwing.

Om dit na te gaan, is de overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand bij constant uitwendig magneetveld en toenemende temperatuur bestudeerd. Om eventuele complicaties, veroorzaakt door het hystereseverijnsel, te voorkomen, werd steeds uitgegaan van den suprageleiden toestand „zonder voorgeschiedenis”. Daarom werd bij ieder experiment de suprageleider eerst in den normalen toestand gebracht en daarna in

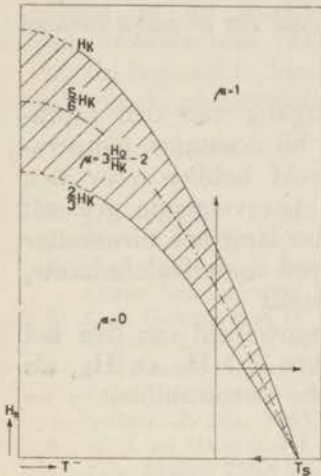


Fig. 20. Schematische voorstelling van den overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand voor een bol.

„veld nul” afgekoeld tot een temperatuur beneden het sprongpunt  $T_s$ . Bij deze temperatuur werd een homogeen magneetveld  $H_0 < 2/3 H_K$  ingeschakeld. Dit veld werd gedurende het verdere experiment constant gehouden, terwijl men de temperatuur trapsgewijze opvoerde tot een waarde grooter dan die, waarbij de kritieke veldsterkte gelijk is aan de waarde van het ingeschakelde magneetveld.

Nemen we aan, dat fig. 20 geldig is voor dezen overgang, dan zal na het inschakelen van het magneetveld (kleiner dan  $2/3 H_K$ ) de suprageleider zich tegenover zijn omgeving gedragen, alsof zijn magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  is. De magnetische inductie en het veld in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen zullen

nul zijn. Wordt nu de temperatuur verhoogd, dan zal de toestand ongewijzigd blijven, totdat de temperatuur een waarde  $T_b$  bereikt heeft, waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $3/2$  maal de waarde van het ingeschakelde homogeen magneetveld. Bij verdere temperatuurverhoging wordt de suprageleiding verstoord, het magnetisch veld om den bol en de magnetische inductie veranderen alsof de magnetische permeabiliteit van 0 tot 1 toeneemt, volgens (1) (hierin is nu  $H_0$  constant, terwijl  $H_K$  met toenemende temperatuur afneemt). Heeft  $\mu$  de waarde 1 bereikt, dan verandert er bij verdere temperatuurverhoging niets meer aan het magneetveld. In het kanaaltje zal na het passeeren van  $T_b$  het veld nul blijven, tot de temperatuur bereikt is, waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $\sim \frac{1}{0.74} H_0$ . Bij het passeeren van deze temperatuur dringen er ook krachtlijnen in het kanaaltje. De veldsterkte neemt met toenemende temperatuur

snel toe, totdat de temperatuur bereikt is, waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $6/5 H_0$ . Het veld in het kanaaltje is dan gelijk geworden aan de kritieke veldsterkte. Bij verdere temperatuurverhoging stelt het veld in het kanaaltje zich steeds zoo in, dat het gelijk is aan de  $H_K$ , die behoort bij de temperatuur van den suprageleider; het neemt dus af ( $H_K$  neemt met toenemende temperatuur af).

Bovenstaande onderstellingen zijn getoetst met behulp van een eenkristalbol van wit tin „Kahlbaum”, waarin zich een diametraal nauw kanaaltje bevindt.

§ 2. *Het veld aan den aequator bij constant uitwendig magneetveld en toenemende temperatuur.*

De bol was op de bekende wijze van bismuthdraadjes voorzien. Uit de weerstandsverandering van deze draadjes werd de sterkte van het magneetveld, op de plaats waar ze zich bevonden, berekend. Dit geschiedde op iets andere wijze als bij de metingen bij constante temperatuur, omdat zoowel de weerstand in „veld nul” als de weerstandsverandering temperatuurafhankelijk zijn. Boven het sprongpunt werd een ijkcurve opgenomen; bovendien werd de temperatuurcurve van den weerstand in „veld nul” opgenomen. Voor enkele geschikte temperaturen beneden het sprongpunt werden de ijkcurven op de bekende manier berekend uit weerstandsmetingen in veldsterktes grooter dan de kritieke. Uit de aldus verkregen gegevens werden de ijkcurven voor de tusschengelegene temperaturen door middel van extrapolatie bepaald.

De calibratie boven het sprongpunt werd uitgevoerd bij de temperatuur  $T = 3.756^\circ \text{K}$ . De meetresultaten zijn verzameld in tabel XIX.

TABEL XIX.

| $H_0$<br>Gauss | $W_{HT}$<br>0.01 Ohm | $W_{HT}/W_{OT}$    |
|----------------|----------------------|--------------------|
| 0              | 3.008 <sup>5</sup>   | 1.000              |
| 21.2           | 3.034                | 1.008 <sup>5</sup> |
| 40.3           | 3.091 <sup>5</sup>   | 1.027 <sup>5</sup> |
| 60.0           | 3.168                | 1.053              |
| 79.8           | 3.256                | 1.082 <sup>5</sup> |
| 0              | 3.008 <sup>5</sup>   | 1.000              |

Na deze calibratie werd de bol in „veld nul” afgekoeld tot een temperatuur beneden het sprongpunt. Zoodra deze temperatuur constant geworden was, werd eerst de weerstand van de bismuthdraadjes bepaald zonder magneetveld en daarna in een homogeen uitwendig magneetveld van 45.1 Gauss. Gedurende het volgende deel van het experiment bleef dit magneetveld ingescha-

keld (de kleine veranderingen in denzelfden zin, veroorzaakt door het warm worden van de magneetspoel, werden niet gecorrigeerd). De temperatuur werd trapsgewijze opgevoerd en na iedere ver-

hooging de weerstand gemeten. Wanneer deze weerstand binnen de halve minuut niet verliep, werd met één meting volstaan, anders werd hij enkele minuten later nogmaals bepaald. De resultaten van deze metingen ziet men in tabel XX. In de eerste

TABEL XX.

| Insteltijd van de temperatuur | tijd van van de meting | P <sub>He</sub><br>mm Hg | T<br>° K | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>0.01 Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss |
|-------------------------------|------------------------|--------------------------|----------|-------------------------|-----------------------------|----------------------------------|------------|
| h                             | h                      |                          |          |                         |                             |                                  |            |
| 13.25                         | 13.27                  | 179.4                    | 2.989    | 0                       | 3.003                       | 1.000                            | 0          |
| 13.30                         | 13.33                  | 179.4                    | 2.989    | 45.1                    | 3.199                       | 1.065 <sup>5</sup>               | 68.2       |
| 13.40                         | 13.41                  | 239.8                    | 3.188    | 45.0                    | 3.198                       | 1.065                            | 68.0       |
| 13.51                         | 13.53                  | 254.3                    | 3.231    | 44.9 <sup>5</sup>       | 3.193                       | 1.063                            | 66.7       |
| 14.01                         | 14.02                  | 261.6                    | 3.252    | 44.9 <sup>5</sup>       | 3.183                       | 1.059                            | 64.0       |
|                               | 14.06                  | id.                      | id.      | 44.9                    | 3.182                       | 1.059                            | 64.0       |
|                               | 14.12                  | id.                      | id.      | 44.9                    | 3.182                       | 1.059                            | 64.0       |
| 14.21                         | 14.25                  | 266.6                    | 3.266    | 44.9                    | 3.173                       | 1.056 <sup>5</sup>               | 62.2       |
|                               | 14.31                  | id.                      | id.      | 44.9                    | 3.173                       | 1.056 <sup>5</sup>               | 62.2       |
| 14.42                         | 14.46                  | 271.5                    | 3.279    | 44.8 <sup>5</sup>       | 3.165                       | 1.054                            | 60.5       |
|                               | 14.51                  | id.                      | id.      | 44.8                    | 3.165                       | 1.054                            | 60.5       |
| 14.58                         | 14.59                  | 279.6                    | 3.302    | 44.8                    | 3.153                       | 1.049 <sup>5</sup>               | 57.5       |
|                               | 15.04                  | id.                      | id.      | 44.8                    | 3.153                       | 1.049 <sup>5</sup>               | 57.5       |
| 15.14                         | 15.16                  | 294.2                    | 3.341    | 44.8                    | 3.137 <sup>5</sup>          | 1.044 <sup>5</sup>               | 54.0       |
|                               | 15.20                  | id.                      | id.      | 44.8                    | 3.133                       | 1.043                            | 53.0       |
| 15.28                         | 15.29                  | 308.8                    | 3.379    | 44.7                    | 3.118                       | 1.038                            | 49.0       |
|                               | 15.33                  | id.                      | id.      | 44.7                    | 3.112 <sup>5</sup>          | 1.036                            | 47.2       |
|                               | 15.37                  | id.                      | id.      | 44.7                    | 3.112                       | 1.036                            | 47.2       |
| 15.43                         | 15.45                  | 315.4                    | 3.396    | 44.7                    | 3.103                       | 1.033                            | 44.7       |
|                               | 15.48                  | id.                      | id.      | 44.7                    | 3.102 <sup>5</sup>          | 1.033                            | 44.7       |
| 15.58                         | 15.59                  | 358.9                    | 3.501    | 44.7                    | 3.103                       | 1.033                            | 44.7       |

| T<br>° K | W <sub>OT</sub><br>0.01 Ohm |
|----------|-----------------------------|
| 3.788    | 3.006 <sup>5</sup>          |
| 3.493    | 3.004 <sup>5</sup>          |
| 3.410    | 3.004                       |
| 3.305    | 3.003                       |

kolom ziet men het tijdstip, waarop de nieuwe dampdruk was ingesteld en in de tweede, dat waarop de weerstandsmeting werd uitgevoerd. In de derde en vierde kolom staan de dampdruk en de temperatuur van het heliumbad, waarin de suprageleider zich bevond. De daarop volgende bevat de veldsterkte

van het homogene uitwendige magneetveld. In de 6de kolom staan de gemeten weerstanden en in de 7de het berekende quotient  $W_{HT}/W_{OT}$ , waarin  $W_{HT}$  de gemeten weerstand en  $W_{OT}$  de weerstand bij dezelfde temperatuur maar zonder magneetveld is. Deze laatste waarden zijn door middel van extrapolatie bepaald uit bovenstaande metingen.

De laatste kolom van tabel XX bevat de waarden van  $H$ , berekend op de hierboven aangegeven manier. Hierbij is nog gebruik gemaakt van onderstaande metingen bij  $3.305^\circ \text{K}$ .

| $H_0$ | $W_{HT}$ | $W_{HT}/W_{OT}$ |
|-------|----------|-----------------|
| 0     | 3.0033   | 1.0000          |
| 59.6  | 3.1605   | 1.0523          |
| 65.8  | 3.1878   | 1.0614          |
| 80.5  | 3.2530   | 1.0831          |

In fig. 21 zijn deze berekende waarden van  $H$  uitgezet als ordinaat tegen de bijbehorende waarden van  $H_0$  als abscis. De lijn door deze punten blijkt uit drie deelen te bestaan:

a. voor temperaturen, lager dan  $3.23^\circ \text{K}$ , is de veldsterkte aan den aequator onafhankelijk van

de temperatuur en gelijk aan 68 Gauss.

b. voor temperaturen gelegen tusschen  $3.23^\circ \text{K}$  en  $3.395^\circ \text{K}$  neemt de veldsterkte aan den aequator met toenemende temperatuur af, tot zij bij  $3.395^\circ \text{K}$  de waarde 44.7 Gauss bereikt heeft.

c. voor temperaturen hooger dan  $3.395^\circ \text{K}$  verandert de veldsterkte aan den aequator niet meer met toenemende temperatuur.

Uit de  $H_K-T$  kromme (fig. 17, hoofdstuk III) blijkt, dat de kritieke veldsterkte, die bij  $T = 3.23^\circ \text{K}$  behoort, 67.9 Gauss is, en dat bij  $T = 3.395^\circ \text{K}$  een kritieke veldsterkte van 45 Gauss behoort. In overeenstemming met onze verwachtingen is het veld aan den aequator bij temperaturen lager dan die waarbij een kritieke veldsterkte gelijk aan  $3/2 H_0$  behoort, onafhankelijk van de temperatuur en gelijk aan  $3/2 H_0$ . Is  $T = 3.23^\circ \text{K}$  geworden, dan begint de magnetische verstoring: het veld aan den aequator neemt zoodanig af, dat het steeds gelijk is aan  $H_K$ . Brengen we door middel van de vergelijkingen van MAXWELL verband tusschen dit veld en de magnetische inductie, respectievelijk magnetische permeabiliteit, dan blijkt dat  $\frac{3}{\mu + 2} H_0 = H_K$ , dus  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$

moet zijn. Deze metingen bevestigen dus voor het veld aan den aequator volledig de gevolgtrekkingen uit fig. 20, die gebaseerd waren op de resultaten van de veldmetingen in toenemend magneetveld bij constante temperatuur. Er is echter toch een opvallend onderscheid tusschen de beide overgangen wat betreft de tijdafhankelijkheid. Bij den overgang in een toenemend magneetveld en bij constante temperatuur is tijdens geen enkele meting aan den aequator een tijdafhankelijkheid geconstateerd kunnen worden. Bij den thans besproken overgang is echter duidelijk een tijdafhankelijkheid waar te nemen, die pas optreedt voor temperaturen, waarbij kritieke veldsterkten behooren, gelegen tusschen  $6/5 H_0$  en  $H_0$ , dus in het laatste stuk van het verstoringsinterval waar  $B > \frac{1}{2} H_K$  geworden is. Dit is wanneer  $T > 3.306^\circ \text{K}$  is.

Het duurt dan ongeveer 5 minuten na instelling van de temperatuur, alvorens de veldsterkte aan den aequator haar eindwaarde bereikt en wel van den hoogen kant af.

§ 3. *Het magneetveld in een diametraal kanaaltje, evenwijdig aan de krachtlijnen.*

Dit is gelijktijdig met het veld op den aequator gemeten. De resultaten van deze metingen zijn verzameld in tabel XXI, die op dezelfde wijze is opgesteld als tabel XX.

TABEL XXI.

| Insteltijd van de temperatuur | tijd van de meting      | P <sub>He</sub><br>mm Hg | T<br>° K | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>0.01 Ohm | W <sub>HT</sub> /W <sub>OT</sub> | H<br>Gauss   |
|-------------------------------|-------------------------|--------------------------|----------|-------------------------|-----------------------------|----------------------------------|--------------|
| h<br>13.25                    | h<br>13.25              | 179.4                    | 2.989    | 0                       | 4.155                       | 1.000                            | } 0          |
| 13.30                         | 13.30                   | 179.4                    | 2.989    | 45.1                    | 4.155                       | 1.000                            |              |
| 13.40                         | 13.40                   | 239.8                    | 3.188    | 45.0                    | 4.155                       | 1.000                            |              |
| 13.31                         | 13.54                   | 254.3                    | 3.231    | 44.9 <sup>5</sup>       | 4.155                       | 1.000                            |              |
| 14.01                         | 14.05                   | 261.6                    | 3.252    | 44.9 <sup>5</sup>       | 4.156                       | 1.000 <sup>2</sup>               |              |
|                               | 14.08                   |                          |          | 44.9                    | 4.227                       | 1.017 <sup>5</sup>               | ± 1½<br>26.5 |
|                               | 14.16                   |                          |          | 44.9                    | 4.230                       | 1.018                            | 27.0         |
| 14.20                         | begint direct te loopen |                          |          |                         | 4.407                       | 1.060 <sup>5</sup>               | 51.0         |
|                               | 14.26                   | 266.6                    | 3.266    | 44.9                    | 4.478                       | 1.077 <sup>5</sup>               | 59.7         |
|                               | 14.34                   |                          |          | 44.9                    | 4.489                       | 1.080                            | 61.2         |
|                               | 14.37                   |                          |          | 44.9                    | 4.489                       | 1.080                            | 61.2         |
| 14.42                         | 14.45                   | 271.5                    | 3.279    | 44.8 <sup>5</sup>       | 4.456                       | 1.072 <sup>5</sup>               | 57.0         |
|                               | 14.48                   |                          |          | 44.8                    | 4.479                       | 1.077 <sup>5</sup>               | 59.7         |
| 14.58                         | 15.01                   | 279.6                    | 3.302    | 44.8                    | 4.452                       | 1.071                            | 56.6         |
|                               | 15.08                   |                          |          | 44.8                    | 4.452                       | 1.071                            | 56.6         |
| 15.14                         | 15.16                   | 294.2                    | 3.341    | 44.8                    | 4.421                       | 1.063 <sup>5</sup>               | 53.2         |
|                               | 15.21                   |                          |          | 44.8                    | 4.416                       | 1.062 <sup>5</sup>               | 52.5         |
| 15.28                         | 15.32                   | 308.8                    | 3.379    | 44.7                    | 4.376                       | 1.053                            | 48.0         |
|                               | 15.36                   |                          |          | 44.7                    | 4.274                       | 1.052 <sup>5</sup>               | 47.5         |
| 15.43                         | 15.46                   | 315.4                    | 3.396    | 44.7                    | 4.353                       | 1.047 <sup>5</sup>               | 45.0         |
|                               | 15.50                   |                          |          | 44.7                    | 4.355                       | 1.048                            | 45.0         |
| 15.58                         | 16.01                   | 358.9                    | 3.501    | 44.7                    | 4.350                       | 1.046 <sup>5</sup>               | 44.7         |

Ter berekening van H uit den gemeten weerstand van het bismuthdraadje in het kanaaltje is gebruik gemaakt van de volgende calibraties:



| T = 3.756° K            |                                        |                                                        | T = 3.501° K            |                                        |                                                        | H <sub>0</sub> = 0 |                                        |
|-------------------------|----------------------------------------|--------------------------------------------------------|-------------------------|----------------------------------------|--------------------------------------------------------|--------------------|----------------------------------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>H<sub>T</sub></sub><br>0.01 Ohm | W <sub>H<sub>T</sub></sub> /W <sub>O<sub>T</sub></sub> | H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>H<sub>T</sub></sub><br>0.01 Ohm | W <sub>H<sub>T</sub></sub> /W <sub>O<sub>T</sub></sub> | T<br>° K           | W <sub>H<sub>T</sub></sub><br>0.01 Ohm |
| 0                       | 4.158                                  | 1.000                                                  | 44.7                    | 4.350                                  | 1.046 <sup>5</sup>                                     | 2.788              | 4.158                                  |
| 40.3                    | 4.321                                  | 1.039                                                  | 59.2                    | 4.473                                  | 1.076                                                  | 3.493              | 4.156                                  |
| 60.0                    | 4.485                                  | 1.078 <sup>5</sup>                                     | 67.4                    | 4.548                                  | 1.094                                                  | 3.410              | 4.156                                  |
| 79.8                    | 4.671                                  | 1.123 <sup>5</sup>                                     | 81.0                    | 4.680                                  | 1.126                                                  |                    |                                        |
|                         |                                        |                                                        | 49.4                    | 4.389                                  | 1.066                                                  |                    |                                        |

In fig. 21 zijn de berekende waarden van H als ordinaat uitgezet tegen de ingeschakelde waarden van H<sub>0</sub> als abscis. Het blijkt, dat het veld in het kanaaltje nul blijft, zolang de temperatuur lager is dan 3.230° K (dit is de temperatuur, waarbij een kritieke

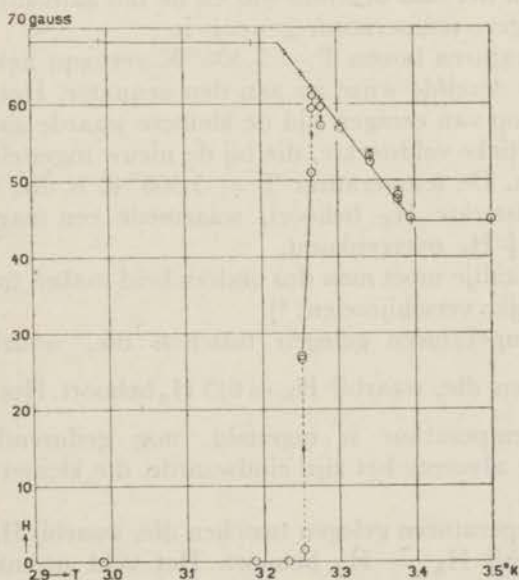


Fig. 21. Overgangsfiguur bij constant uitwendig magneetveld en toenemende temperatuur voor aequator (+) en kanaaltje // de krachtlijnen (⊙).

veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $3/2 H_0$ ). Verhoogt men de temperatuur, dan schijnt het veld in het kanaaltje aanvankelijk zijn waarde nul te behouden, althans is dit bij  $T = 3.231^\circ \text{K}$ , vier minuten nadat deze temperatuur is ingesteld, nog het geval. Na de volgende verhoging tot  $T = 3.252^\circ \text{K}$  beginnen er kracht-

lijnen in het kanaaltje te dringen. Het veld bereikt echter niet plotseling een bepaalde eindwaarde, doch stelt zich langzaam in. Ongeveer 8 à 10 minuten nadat de temperatuur is ingesteld, is de eindwaarde bereikt. Deze is kleiner dan de kritieke veldsterkte die bij de betreffende temperatuur behoort. De laatste wordt echter wel bereikt na de daaropvolgende temperatuurverhoging tot  $T = 3.266^\circ \text{K}$ . De kritieke veldsterkte, die bij deze temperatuur behoort, is gelijk aan  $62 \text{ Gauss} = 1/0.73 H_K$ . Het is duidelijk, dat de veldsterkte in het kanaaltje niet grooter kan worden dan de kritieke veldsterkte. Deze nu wordt kleiner met stijgende temperatuur en dit zal dus ook het geval moeten zijn met de veldsterkte in het kanaaltje. Waarom zij echter eerst kleiner wordt dan  $H_K$  en pas na verloop van tijd weer toeneemt, zooals geschied is bij de temperatuurverhoging tot  $T = 3.279^\circ \text{K}$  is niet duidelijk. Het meest waarschijnlijk is wel, dat de temperatuur bij het instellen niet overal in het bad dezelfde was en de bol aanvankelijk dus op een iets hogere temperatuur geweest is.

Bij temperaturen boven  $T = 3.306^\circ \text{K}$  verloopt het veld in het kanaaltje op dezelfde wijze als aan den aequator. Het veld neemt pas na verloop van eenigen tijd de kleinere waarde aan, die gelijk is aan de kritieke veldsterkte, die bij de nieuw ingestelde temperatuur behoort. De temperatuur  $T = 3.306^\circ \text{K}$  is die, waarbij een kritieke veldsterkte  $H_K$  behoort, waarmede een magnetische inductie  $B = \frac{1}{2} H_K$  overeenkomt.

In het kanaaltje moet men dus onderscheid maken tusschen twee tijdafhankelijke verschijnselen: <sup>1)</sup>

1. bij temperaturen gelegen tusschen die, waarbij  $H_K = \frac{1}{0.73} H_0$  <sup>2)</sup> en die, waarbij  $H_K = 6/5 H_0$  behoort. Het veld neemt, nadat de temperatuur is ingesteld, nog gedurende 8 à 10 minuten toe alvorens het zijn eindwaarde, die kleiner is dan  $H_K$ , bereikt heeft.

2. bij temperaturen gelegen tusschen die, waarbij  $H_K = 6/5 H_0$  en die waarbij  $H_K = H_0$  behoort. Het veld neemt, nadat de

<sup>1)</sup> W. H. KEESOM and P. H. VAN LAER (Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden 240c; Physica, 's-Grav. 3, 173, 1936) hebben bij de bestudeering van den invloed van een magneetveld op de calorische eigenschappen van den supra geleider, bij den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand in een constant uitwendig magneetveld, een relaxatie in de calorische eigenschappen van ongeveer 30 sec. waargenomen. Deze experimenten werden echter adiabatisch uitgevoerd, terwijl hierboven de isothermische overgang behandeld is.

<sup>2)</sup> Bij lagere temperaturen dringt het veld waarschijnlijk nog niet in het kanaaltje.

temperatuur is ingesteld, nog gedurende  $\pm 5$  minuten af, alvorens het zijn eindwaarde, die gelijk is aan  $H_K$ , bereikt heeft.

Dit tijdeffect is ook aan den aequator te zien en blijkt ook aanwezig te zijn bij den overgang bij constante temperatuur (zie b.v. tabel V Hoofdstuk III).

De twee in het voorgaande besproken experimenten zijn voldoende om te bewijzen, dat de overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand bij constant uitwendig magneetveld volgens precies dezelfde wetten plaats heeft als bij constante temperatuur, behoudens de verschillen in het tijdeffect.

## HOOFDSTUK V.

### DE METINGEN BIJ CONSTATE TEMPERATUUR EN AFNEMEND MAGNEETVELD.

§ 1. *De overgang van den normalen naar den suprageleidenden toestand bij constante temperatuur.*

De thermodynamische theorie van de suprageleiding, zooals die door RUTGERS is opgesteld en verder is uitgewerkt door GORTER en CASIMIR, gaat uit van de veronderstelling, dat de overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand een omkeerbaar verschijnsel is. Om deze hypothese experimenteel te toetsen is, nadat de suprageleiding bij constante temperatuur verstoord was, het magneetveld trapsgewijze uitgeschakeld. Na iedere trap werd de sterkte van het magneetveld in verschillende punten bepaald, door middel van de weerstandsverandering van bismuth. <sup>1)</sup>

In geval van een omkeerbaren overgang moet men voor iedere waarde van  $H_0$  en  $T$  de magnetische eigenschappen van den suprageleidenden bol kunnen aflezen uit fig. 2o. Deze figuur volgt uit den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand bij constante temperatuur en blijkt ook geldig te zijn voor dien overgang in constant uitwendig magneetveld. Men moet dan voor den overgang van den normalen naar den suprageleidenden toestand vinden:

a.  $\mu = 1$ , voor waarden van  $H_0$ , die grooter zijn dan de kritieke veldsterkte  $H_K$ , die bij de betreffende temperatuur behoort.

b.  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$ , voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $H_K$  en  $2/3 H_K$ .

c.  $\mu = 0$ , voor waarden van  $H_0$  kleiner dan  $2/3 H_K$ .

---

<sup>1)</sup> Men kan denzelfden overgang ook bestudeeren, door bij een temperatuur boven het sprongpunt een homogeen magneetveld in te schakelen en daarna af te koelen bij constant magneetveld tot een temperatuur gelegen tusschen het sprongpunt en de temperatuur waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan de waarde van het ingeschakelde homogene magneetveld. Vervolgens schakelt men dit magneetveld uit bij constant gehouden temperatuur. Beide experimenten geven dezelfde resultaten.

§ 2. *Het magneetveld aan den aequator.*

Na verstoring van de suprageleiding bij de temperatuur  $T = 3.066^\circ \text{K}$ , werd dit veld bij dezelfde temperatuur trapsgewijze uitgeschakeld. Na iedere trap werd de weerstand bepaald van een bismuthdraadje, dat zich op den aequator bevond van een tin-éénkristalbol (voorzien van een diametraal kanaaltje). Uit de weerstandsverandering werd op de bekende wijze de waarde van het magneetveld op de plaats waar het bismuthdraadje zich bevond, berekend. De resultaten van dit experiment zijn verzameld in tabel XXII.

TABEL XXII.

| $T = 3.066^\circ \text{K}$ |          |                 |       |
|----------------------------|----------|-----------------|-------|
| $H_0$                      | $W_{HT}$ | $W_{HT}/W_{OT}$ | H     |
| Gauss                      | Ohm      |                 | Gauss |
| 99.7                       | 0.12149  | 1.0829          | 98.9  |
| 95.1                       | 0.12090  | 1.0767          | 94.7  |
| 91.6                       | 0.12022  | 1.0716          | 91.1  |
| 89.0                       | 0.12005  | 1.0700          | 90.0  |
| 87.6                       | 0.12004  | 1.0699          | 89.8  |
| 63.7                       | 0.11981  | 1.0679          | 88.4  |
| 60.7                       | 0.11953  | 1.0654          | 86.5  |
| 58.2                       | 0.11918  | 1.0623          | 84.1  |
| 55.0                       | 0.11853  | 1.0565          | 79.8  |
| 40.2                       | 0.11591  | 1.0332          | 59.8  |
| 0                          | 0.11219  | 1.0000          | 0     |

TABEL XXIV.

| $T = 3.306^\circ \text{K}$ |                    |       |
|----------------------------|--------------------|-------|
| $H_0$                      | $W_{HT}$           | H     |
| Gauss                      | 0.01 Ohm           | Gauss |
| 59.6                       | 3.160 <sup>5</sup> | 59.6  |
| 56.7                       | 3.155              | 58.2  |
| 53.7                       | 3.155              | 58.2  |
| 49.7                       | 3.154 <sup>5</sup> | 58.0  |
| 48.1                       | 3.154 <sup>5</sup> | 58.0  |
| 44.0                       | 3.153              | 57.7  |
| 40.9                       | 3.151              | 57.1  |
| 35.6                       | 3.132              | 52.5  |
| 24.6                       | 3.071 <sup>5</sup> | 36.0  |
| 0                          | 3.005              | 0     |

TABEL XXIII.

| $T = 3.010^\circ \text{K}$ |                    |       |
|----------------------------|--------------------|-------|
| $H_0$                      | $W_{HT}$           | H     |
| Gauss                      | 0.01 Ohm           | Gauss |
| 100.0                      | 2.101 <sup>5</sup> | 100.0 |
| 96.0                       | 2.082 <sup>5</sup> | 96.9  |
| 85.9                       | 2.087              | 97.5  |
| 75.8                       | 2.086              | 97.3  |
| 73.0                       | 2.085              | 97.2  |
| 70.7                       | 2.084              | 97.0  |
| 67.7                       | 2.082 <sup>5</sup> | 96.7  |
| 58.9                       | 2.021 <sup>5</sup> | 85.5  |
| 40.2                       | 1.892 <sup>5</sup> | 58.6  |
| 19.8                       | 1.789              | 29.0  |
| 0                          | 1.751              | 0     |

TABEL XXV.

| $T = 3.473^\circ \text{K}$ |          |       |
|----------------------------|----------|-------|
| $H_0$                      | $W_{HT}$ | H     |
| Gauss                      | 0.10 Ohm | Gauss |
| 39.7                       | 1.1398   | 39.7  |
| 36.5                       | 1.1372   | 36.3  |
| 36.1                       | 1.1369   | 35.9  |
| 34.0                       | 1.1359   | 34.7  |
| 31.8                       | 1.1359   | 34.7  |
| 30.0                       | 1.1360   | 34.8  |
| 26.3                       | 1.1359   | 34.7  |
| 23.8                       | 1.1347   | 33.0  |
| 22.0                       | 1.1332   | 30.7  |
| 20.0                       | 1.1319   | 28.3  |
| 8.6                        | 1.1246   | 12.6  |
| 0                          | 1.1226   | 0     |

Hetzelfde experiment is bij enkele andere temperaturen herhaald. De resultaten hiervan ziet men in tabel XXIII <sup>1)</sup>, XXIV en XXV. Ter wille van het overzicht zijn in tabel XXVI, voor de verschil-

TABEL XXVI.

| 3.010° K          |                   | 3.066° K          |                   | 3.306° K          |                   | 3.473° K          |                   |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $H_0/H_K$         | $H/H_K$           | $H_0/H_K$         | $H/H_K$           | $H_0/H_K$         | $H/H_K$           | $H_0/H_K$         | $H/H_K$           |
| 1.01 <sup>6</sup> | 1.01 <sup>6</sup> | 1.11              | 1.10              | 1.03              | 1.03              | 1.13 <sup>5</sup> | 1.13 <sup>5</sup> |
| 0.97 <sup>5</sup> | 0.98 <sup>5</sup> | 1.05 <sup>5</sup> | 1.05              | 0.97 <sup>5</sup> | 1.00              | 1.05              | 1.04              |
| 0.87              | 0.99              | 1.02              | 1.01              | 0.92 <sup>5</sup> | 1.00              | 1.03 <sup>5</sup> | 1.03 <sup>5</sup> |
| 0.77              | 0.99              | 0.99              | 1.00              | 0.86              | 0.99 <sup>5</sup> | 0.98              | 1.00              |
| 0.74              | 0.99              | 0.97              | 1.00              | 0.83              | 0.99 <sup>5</sup> | 0.91 <sup>5</sup> | 1.00              |
| 0.72              | 0.98 <sup>5</sup> | 0.71              | 0.98              | 0.76              | 0.99              | 0.86 <sup>5</sup> | 1.00              |
| 0.69              | 0.98              | 0.67 <sup>6</sup> | 0.96              | 0.71 <sup>5</sup> | 0.98              | 0.70              | 1.00              |
| 0.60              | 0.87              | 0.64 <sup>5</sup> | 0.93 <sup>5</sup> | 0.61 <sup>5</sup> | 0.90              | 0.68 <sup>5</sup> | 0.95              |
| 0.41              | 0.60              | 0.61              | 0.88 <sup>5</sup> | 0.42 <sup>5</sup> | 0.62              | 0.63 <sup>5</sup> | 0.88 <sup>5</sup> |
| 0.20              | 0.29 <sup>5</sup> | 0.44              | 0.66 <sup>5</sup> | 0                 | 0                 | 0.58              | 0.81 <sup>5</sup> |
| 0                 | 0                 | 0                 | 0                 |                   |                   | 0.24              | 0.37              |
|                   |                   |                   |                   |                   |                   | 0                 | 0                 |

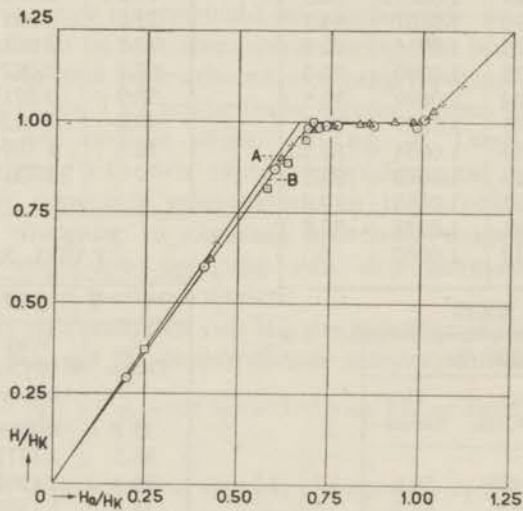


Fig. 22. Magnetische overgangsfiguur voor den aequator bij constante temperatuur. Kromme A van den suprageleidenden naar den normalen toestand. Kromme B in omgekeerde richting.

<sup>1)</sup> Deze experimenten zijn uitgevoerd met behulp van een massieven tinbol, die uit minstens drie kristallieten bestond.

lende temperaturen de waarden van  $H_0/H_K$  naast de bijbehorende waarden van  $H/H_K$  geplaatst ( $H_K$  stelt de bij ieder der temperaturen behorende kritieke veldsterkte voor). In fig. 22 zijn als ordinaat uitgezet de waarden van  $H/H_K$  tegen de bijbehorende waarden van  $H_0/H_K$  als abscis (kromme B). Bovendien is de overgangsfiguur (A) van den suprageleidenden naar den normalen toestand gegeven. Alle gemeten punten liggen op dezelfde lijn B, met uitzondering van die, welke bij  $T = 3.473^\circ \text{K}$  behooren. Deze laatste liggen onsystematisch om de lijn B verspreid. Daar deze punten bij de hoogste temperatuur behooren, waarbij dus met kleinere veldsterkten geëxperimenteerd wordt, is de nauwkeurigheid, waarmee de waarden van  $H/H_K$  bepaald konden worden, geringer dan van de andere veldsterkten. Men kan dus uit de experimenten besluiten, dat de overgangsfiguur voor den aequator bij alle temperaturen hetzelfde karakter heeft, goed reproduceerbaar is en niet afhangt van den kristallisatietoestand van den suprageleider.<sup>1)</sup> Er is bij de bestudeering van dezen overgang niet op tijdafhankelijkheid van het gemeten veld gelet.

De figuur toont duidelijk aan, dat er een belangrijk verschil bestaat tusschen de beide overgangen aan den aequator voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en  $5/6 H_K$  (bij deze laatste veldsterkte hoort een magnetische inductie  $B = \frac{1}{2} H_K$ ). Voor waarden van  $H_K$  grooter dan  $5/6 H_K$  vallen beide overgangsfiguren samen.

### § 3. *Het magneetveld aan de pool.*

Deze metingen zijn in de eerste plaats uitgevoerd met behulp van den bol, die bestond uit twee tegen elkaar geplaatste halve bollen (zie Hoofdstuk III § 4). Gelijkzeitig werd de magnetische inductie bepaald. Ofschoon aan deze metingen weinig waarde toegekend mag worden vanwege de geringe weerstandsverandering en de kleine velden die bepaald moesten worden, geven we ze hier toch, omdat ook uit deze metingen duidelijk volgt dat de overgang niet omkeerbaar is.

Dit experiment werd uitgevoerd bij de temperatuur  $T = 3.467^\circ \text{K}$ . De gemeten weerstanden bij den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand staan in tabel III van hoofdstuk III; de weerstanden gemeten bij den omgekeerden overgang ziet men hier in tabel XXVII. De drie weerstandjes A, B

<sup>1)</sup> De metingen bij  $T = 3.010^\circ \text{K}$  zijn uitgevoerd met behulp van een massieven meerkrystalligen tinbol; de andere metingen met behulp van een éénkrystalbol voorzien van een diametraal kanaaltje.

en C lagen tusschen de twee bolhelften, het weerstandje P lag op de pool van den bol. Het is uit beide tabellen te zien, dat op- en afgaande figuur bij veldsterkten hooger dan  $5/6 H_K$  samenvallen; bij waarden van  $H_0 < 5/6 H_K$  zijn echter beide figuren ver-

TABEL XXVII.

| $H_0$<br>Gauss | A<br>Ohm | B<br>Ohm             | C<br>Ohm             | P<br>Ohm             |
|----------------|----------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 60.1           | 0.13104  | 0.03378 <sup>5</sup> | 0.06529 <sup>5</sup> | 0.03409              |
| 45.0           | 0.13035  | 0.03358              | 0.06476 <sup>5</sup> | 0.03366 <sup>5</sup> |
| 36.6           | 0.13004  | 0.03349              | 0.06452              | 0.03346 <sup>5</sup> |
| 32.8           | 0.12969  | 0.03338              | 0.06431              | 0.03329              |
| 28.4           | 0.12951  | 0.03333              | 0.06411              | 0.03311 <sup>5</sup> |
| 24.2           | 0.12945  | 0.03333              | 0.06406 <sup>5</sup> | 0.03308              |
| 18.8           | 0.12943  | 0.03332              | 0.06406              | 0.03305              |
| 0              | 0.12944  | 0.03331 <sup>5</sup> | 0.06406              | 0.03303 <sup>5</sup> |

schillend. Het sterkst valt dit op voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en  $2/3 H_K$ . In de opgaande figuur behooren bij deze veldsterkten waarden van  $H = 0$ , terwijl in de afgaande figuur deze waarde eerst bereikt wordt bij  $H_0$ .<sup>1)</sup> Dit geldt zoowel voor de veldsterkte aan de pool als voor de magnetische inductie.

Deze metingen zijn niet nauwkeurig genoeg om uit de berekende veldsterkten na te gaan of het, evenals bij den overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand, mogelijk is de veldsterkten aan den aequator, aan de pool en de magnetische inductie met elkaar in verband te brengen door invoering van een magnetische permeabiliteit.<sup>2)</sup>

Het magneetveld aan de pool van een massieven meerkristallinen tinbol is bij den overgang van den normalen naar den suprageleiden toestand bepaald bij de temperatuur  $T = 3.010^\circ \text{K}$ . Op beide polen van den bol was een weerstandje bevestigd. De gemeten weerstanden en de berekende waarden van  $H$  ziet men in tabel XXVIII en XXIX,<sup>3)</sup> zoowel voor toenemende als voor afnemende waarde van  $H_0$ .

Het eerste gedeelte van dit experiment is in hoofdstuk III be-

<sup>1)</sup> De veldsterkte konden we hier slechts zeer onnauwkeurig bepalen (op ongeveer 3 Gauss). De hierna volgende metingen zijn echter nauwkeuriger.

<sup>2)</sup> Door tijdgebrek was het niet mogelijk de bepaling van de magnetische inductie met betere weerstandjes te herhalen.

<sup>3)</sup> Daar de weerstandjes ongeveer 2 mm lang waren, vindt men voor  $0 < H_0 < 2/3 H_K$  aan de pool niet  $H = 0$ , doch  $H = aH$ , waarin  $a$  een kleine constante factor is, die bepaald wordt door de lengte van het weerstandje.



sproken. Uit de tabellen ziet men, dat het veld aan de pool voor veldsterkten kleiner dan  $\pm 5/6 H_K$  bij den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand heel andere waarden aanneemt dan bij den overgang in omgekeerden zin. Qualitatief bestaat er tusschen deze veldsterkten en die, welke bij

TABEL XXVIII.

| T = 3.010° K            |                             |                 |
|-------------------------|-----------------------------|-----------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>0.01 Ohm | H<br>Gauss      |
| 0                       | 3.384 <sup>5</sup>          | 0               |
| 24.3                    | 3.385                       | 2               |
| 39.8                    | 3.385 <sup>8</sup>          | 5               |
| 66.5                    | 3.388 <sup>5</sup>          | 8               |
| 66.5                    | 3.386                       | 5               |
| 68.5                    | 3.389 <sup>5</sup>          | 9               |
| 69.6                    | 3.391                       | 10.5            |
| 73.0                    | 3.409 <sup>5</sup>          | 21.0            |
| 74.4                    | 3.414 <sup>5</sup>          | 23.4            |
| 74.4                    | 3.425                       | 27.0            |
| 74.4                    | 3.425                       | 27.0            |
| 77.2                    | 3.445                       | 33.6            |
| 77.2                    | 3.449                       | 34.9            |
| 81.6                    | 3.508 <sup>5</sup>          | 49.7            |
| 85.8                    | 3.566 <sup>5</sup>          | 62.0            |
| 95.6                    | 3.740 <sup>5</sup>          | 91.8            |
| 100.2                   | 3.789                       | 99.7            |
| 109.2                   | 3.852                       | 109.2           |
| 118.1                   | 3.914                       | 118.1           |
| 149.8                   | 4.140 <sup>5</sup>          | 149.8           |
| 113.8                   | 3.882 <sup>8</sup>          | 113.8           |
| 73.0                    | 3.414 <sup>5</sup>          | 23.3            |
| 70.7                    | 3.402                       | 17.3            |
| 58.9                    | 3.397 <sup>5</sup>          | 14              |
| 40.2                    | 3.388 <sup>8</sup>          | 7 $\frac{1}{2}$ |
| 19.8                    | 3.386 <sup>4</sup>          | 5               |
| 0                       | 3.386                       | 0               |

TABEL XXIX.

| T = 3.010° K            |                            |                 |
|-------------------------|----------------------------|-----------------|
| H <sub>0</sub><br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>0.1 Ohm | H<br>Gauss      |
| 0                       | 2.0685                     | 0               |
| 24.3                    | 2.0687                     | 5               |
| 39.8                    | 2.0690                     | 7 <sup>5</sup>  |
| 66.5                    | 2.0693                     | 9               |
| 68.5                    | 2.0709                     | 15 <sup>5</sup> |
| 69.6                    | 2.0717                     | 17.7            |
| 73.0                    | 2.0748                     | 26.2            |
| 74.4                    | 2.0791                     | 34.7            |
| 74.4                    | 2.0800                     | 36.5            |
| 77.2                    | 2.0844                     | 43.7            |
| 77.2                    | 2.0847                     | 44.2            |
| 81.6                    | 2.0924                     | 55.1            |
| 85.8                    | 2.1019                     | 67.0            |
| 95.9                    | 2.1286                     | 94.7            |
| 99.9                    | 2.1346                     | 99.9            |
| 109.2                   | 2.1450                     | 109.2           |
| 118.1                   | 2.1552                     | 118.1           |
| 149.8                   | 2.1951                     | 149.8           |
| 100.0                   | 2.1347                     | 100.0           |
| 96.0                    | 2.1280                     | 94.4            |
| 85.9                    | 2.1066                     | 72.2            |
| 75.8                    | 2.0812                     | 38.3            |
| 73.0                    | 2.0790                     | 34.5            |
| 70.7                    | 2.0770                     | 30.8            |
| 67.6                    | 2.0760                     | 28.6            |
| 58.9                    | 2.0735                     | 22.7            |
| 40.2                    | 2.0703                     | 13.2            |
| 19.8                    | 2.0688                     | 6               |
| 0                       | 2.0684                     | 0               |

beide overgangen aan den aequator gemeten zijn, het verband, dat uit de vergelijkingen van MAXWELL volgt wanneer men een veldafhankelijke magnetische permeabiliteit invoert. Quantitatief bestaan er echter vrij aanzienlijke afwijkingen, die men zou kunnen toeschrijven aan het feit, dat er niet genoeg aandacht is besteed aan het tijdeffect.

Evenals uit de metingen aan den aequator kan men uit die aan

de pool concludeeren, dat de overgang van den suprageleiden naar den normalen toestand een niet-omkeerbaar verschijnsel is. Het verschil in beide overgangen treedt op bij den bolvormigen suprageleider voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en  $5/6 H_K$  (bij deze laatste veldsterkte hoort een magnetische inductie  $B = \frac{1}{2} H_K$ ).

§ 4. *Het magneetveld in een diametraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen en loodrecht op de krachtlijnen.*

De metingen in het diametraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen zijn uitgevoerd met behulp van den éénkristallinen bol voorzien van een diametraal kanaaltje, waarin een bismuthweerstandje was aangebracht. Nadat de suprageleiding bij constante temperatuur door een magneetveld verstoord was, werd dit veld weer trapsgewijze uitgeschakeld en na iedere verlaging de weerstand van het bismuthdraadje bepaald. Dit experiment werd bij verschillende temperaturen herhaald. In tabel XXX en XXXI ziet

TABEL XXX.

| $H_0$<br>Gauss | $W_{HT}$<br>Ohm | $W_{HT}/W_{OT}$ | H<br>Gauss |
|----------------|-----------------|-----------------|------------|
| 49.9           | 0.025096        | 1.0710          | 50.6       |
| 39.7           | 0.024617        | 1.0505          | 39.8       |
| 36.5           | 0.024463        | 1.0440          | 36.4       |
| 36.1           | 0.024469        | 1.0442          | 36.5       |
| 34.0           | 0.024393        | 1.0410          | 34.7       |
| 31.8           | 0.024386        | 1.0407          | 34.6       |
| 30.0           | 0.024380        | 1.0404          | 34.4       |
| 26.3           | 0.024380        | 1.0404          | 34.4       |
| 23.8           | 0.024380        | 1.0404          | 34.4       |
| 22.0           | 0.024377        | 1.0403          | 34.3       |
| 20.0           | 0.024373        | 1.0401          | 34.2       |
| 8.6            | 0.024365        | 1.0398          | 34.1       |
| 0              | 0.024358        | 1.0395          | 34.0       |

TABEL XXXI.

| $H_0$<br>Gauss | $W_{HT}$<br>Ohm | $W_{HT}/W_{OT}$ | H<br>Gauss |
|----------------|-----------------|-----------------|------------|
| 99.7           | 0.027451        | 1.1738          | 99.8       |
| 95.1           | 0.027253        | 1.1653          | 93.9       |
| 91.6           | 0.027087        | 1.1582          | 89.0       |
| 89.0           | 0.027087        | 1.1582          | 89.0       |
| 87.6           | 0.027087        | 1.1582          | 89.0       |
| 63.7           | 0.027089        | 1.1583          | 89.1       |
| 60.7           | 0.027060        | 1.1571          | 88.4       |
| 58.2           | 0.027060        | 1.1571          | 88.4       |
| 55.0           | 0.027055        | 1.1569          | 88.2       |
| 0              | 0.027058        | 1.1570          | 88.3       |

men de resultaten van de metingen bij  $T = 3.473^\circ \text{K}$  en  $T = 3.06^\circ \text{K}$ . Bij al de metingen volgt de veldsterkte in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen dezelfde wet, d.w.z. voor waarden van  $H_0$  grooter dan  $H_K$  is de veldsterkte in het kanaaltje steeds gelijk aan  $H_0$ , voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $H_K$  en  $2/3 H_K$  is de veldsterkte in het kanaaltje gelijk aan  $H_K$ . Voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen 0 en  $2/3 H_K$  valt er een kleine afname van de veldsterkte in het kanaaltje waar te nemen. Wanneer

$H_0 = 0$  geworden is, heeft  $H$  nog de waarde van 98 à 99% van  $H_K$ . Voor deze kanaalvormige ruimte geldt dus de regel van LIPPMANN, die zegt, dat het aantal krachtlijnen omsloten door een suprageleider constant blijft. Vroeger kende men dezen regel algemeen geldigheid toe voor alle krachtlijnen omsloten door het

TABEL XXXII.

| x<br>cm | $W_{HT}$<br>Ohm |
|---------|-----------------|
| 3.0     | 0.8662          |
| 3.5     | 0.8662          |
| 3.7     | 0.8681          |
| 3.9     | 0.8680          |
| 4.2     | 0.8675          |
| 4.5     | 0.8665          |
| 5.0     | 0.8661          |
| 5.5     | 0.8665          |
| 5.8     | 0.8684          |
| 6.1     | 0.8680          |
| 6.3     | 0.8671          |
| 6.5     | 0.8661          |
| 7.0     | 0.8661          |
| 6.4     | 0.8661          |
| 6.2     | 0.8679          |
| 6.0     | 0.8683          |
| 5.7     | 0.8680          |
| 5.4     | 0.8664          |
| 5.1     | 0.8664          |
| 4.8     | 0.8664          |
| 4.5     | 0.8685          |
| 4.3     | 0.8671          |
| 4.1     | 0.8680          |
| 3.8     | 0.8682          |
| 3.6     | 0.8676          |
| 3.4     | 0.8663          |
| 3.0     | 0.8663          |

TABEL XXXIII.

| x<br>cm | $W_{HT}$ | H<br>Gauss |
|---------|----------|------------|
| 8.0     | 37170    | 23         |
| 7.6     | 37068    | 8.5        |
| 7.2     | 37051    | 0          |
| 6.8     | 37085    | 12         |
| 6.6     | 37108    | 15.5       |
| 6.4     | 37100    | 14.5       |
| 6.0     | 37270    | 32         |
| 5.8     | 37378    | 40         |
| 5.6     | 37419    | 43         |
| 5.4     | 37463    | 46         |
| 5.2     | 37325    | 36.5       |
| 5.0     | 37068    | 11         |
| 4.8     | 37053    | < 3        |
| 4.6     | 37053    | < 3        |
| 4.0     | 37053    | < 3        |

buitenoppervlak van den suprageleider. Sedert de ontdekking van MEISSNER, dat bij afkoeling in een constant magneetveld de magnetische inductie van een suprageleider  $B = 0$  wordt, verloor hij zijn algemeenheid. Het blijkt nu, dat de regel zijn geldigheid behoudt voor niet-suprageleidende kanalen evenwijdig aan de krachtlijnen, die

door een suprageleider omsloten zijn. <sup>1)</sup> In verband hiermede is onderzocht of al dan niet krachtlijnen blijven hangen in een diametraal kanaaltje, dat loodrecht staat op de richting van de krachtlijnen. De veldsterkte in het kanaaltje werd bepaald door middel van een verplaatsbaar bismuthdraadje. Hierdoor was het mogelijk om tegelijkertijd het veld buiten den bol te bepalen. De resultaten van dezen proef, die uitgevoerd werd bij  $T = 3.466^\circ \text{K}$ ,

<sup>1)</sup> Door SIZOO is aangetoond, dat de regel van LIPPMANN ook geldt voor een stel van lineaire geleiders (zie G. J. Sizoo, Proefschrift Leiden 1926, p. 112).

ziet men in tabel XXXII. Hierin beteekent  $x$  de stand van de micrometerschroef met behulp waarvan het weerstandje op en neer werd bewogen (uit  $x$  volgt de plaats van het bismuthweerstandje ten opzichte van den bol),  $W_{HT}$  de weerstand (die een maat voor de veldsterkte is; de weerstand in veld nul  $W_{OT}$  was 0.8862), gemeten

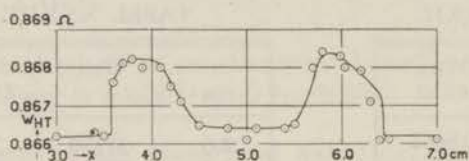


Fig. 23. Het veld, dat na het uitschakelen van  $H_0$  in een diametraal kanaaltje  $\perp$  de krachtlijnen blijft hangen.

nadat eerst de suprageleiding verstoord was door een uitwendig magnetisch veld en daarna dit magnetisch veld weer uitgeschakeld was. In fig. 23 is  $W_{HT}$  als ordinaat uitgezet tegen  $x$  als abscis. Het blijkt

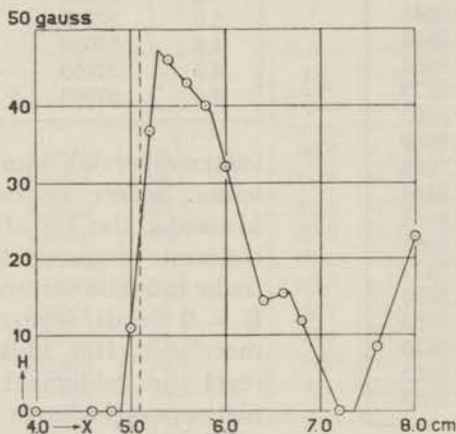


Fig. 24. Het magnetisch veld, dat blijft hangen in een axiaal kanaaltje, dat loodrecht staat op de richting van de krachtlijnen, in een inhomogeen bol.

dat buiten den bol het magnetisch veld gelijk aan nul is (in ieder geval kleiner dan 3 Gauss). Binnenin den bol (de punten gelegen tusschen  $x = 3.57$  en  $x = 6.44$ ) is overal de veldsterkte groter dan nul, maar kleiner dan  $H_K$  ( $H_K = 35.5$  Gauss). Bij den rand van den bol is het veld in het kanaaltje over een afstand van ongeveer 5 mm het grootst. Het heeft hier de waarde van ongeveer

18 Gauss. <sup>1)</sup> Verder naar binnen neemt het veld af tot ongeveer 5 Gauss.

Daar deze metingen geen uitsluitel geven over de richting van het magneetveld in het kanaaltje, is het niet mogelijk hieruit een verdere conclusie te trekken dan dat ook in dit kanaaltje een restveld blijft. Daar dit echter kleiner is dan  $H_K$  geldt voor deze ruimte dus de regel van LIPPMANN niet.

Dit zelfde experiment is nog herhaald bij de temperatuur  $T = 3.35^\circ \text{ K}$  met behulp van een veelkristalligen bol, waarin zich bovendien verscheidene gietgallen bevonden. De resultaten hiervan ziet men in tabel XXXIII.  $W_{HT}$  is in willekeurige eenheden gegeven. Aannemende, dat ook in het kanaaltje het veld loodrecht op de stroomrichting door het bismuthweerstandje staat, geldt voor  $W_{HT}$  ongeveer:

$$W_{HT} = 37052 ( 1 + (6.7 - 0.03 H) 10^{-6} H^2 )$$

Volgens deze vergelijking zijn de in tabel XXXIII gegeven waarden van  $H$  berekend. In fig. 24 is  $H$  als functie van  $x$  uitgezet; de stippellijn in deze fig. komt overeen met den linker kant van de in fig. 15 van hoofdstuk III geschetste doorsnede van den bol. Buiten den bol vinden we overal een veld nul (in ieder geval een veld kleiner dan 3 Gauss), terwijl binnen den bol het veld aan het oppervlak kan oploopen tot een waarde, die overeenstemt met  $H_K$ . Men kan in de figuur eenige systematiek ontdekken, in zooverre dat op plaatsen in het kanaaltje die vlak voor een gietgal liggen weinig veld gemeten wordt, terwijl daarnaast een sterke opeenhooping van krachtlijnen schijnt plaats te vinden.

Globaal kan men dus zeggen dat bij den overgang van den normalen naar den suprageleidenden toestand bij constante temperatuur de krachtlijnen, die omsloten worden door het buitenoppervlak van den suprageleider, hier gemakkelijk uitgedrongen worden, wanneer zij alleen het buitenoppervlak moeten passeeren; dat dit echter moeilijk of in het geheel niet mogelijk is, wanneer ze van niet-suprageleider door suprageleider heen naar niet-suprageleider moeten gaan.

<sup>1)</sup> Bij de berekening hiervan is aangenomen dat het veld loodrecht op den weerstand staat.

## HOOFDSTUK VI.

### METINGEN BIJ CONSTANT UITWENDIG MAGNEETVELD EN AFNEMENDE TEMPERATUUR.

#### § 1. *Het ingevroren veld.*

Vroeger nam men algemeen aan, dat het verschijnsel der supra-geleiding volledig gekarakteriseerd is door de electriche veldsterkte in het lichaam gelijk nul te stellen. LIPPMANN(1) behandelde de consequenties dezer hypothese van den volkomen geleider met behulp van de vergelijkingen van MAXWELL. Hierbij werd aangenomen dat in den supra-geleider, ook in den supra-geleidenden toestand, een magnetisch veld kan bestaan. Het resultaat was, dat men tot de conclusie kwam, dat dit magnetisch veld ook na het uitschakelen van het uitwendige veld blijft bestaan, of zooals men het uitdrukt, ingevroren is. Bij oneindig groote geleidbaarheid volgt immers uit de vergelijkingen van MAXWELL voor de magnetische inductie  $\mathbf{B}$  voor ieder punt in het binnenste van den supra-geleider

$$\dot{\mathbf{B}} = 0$$

$$\mathbf{B} = \text{constant.}$$

Vanwege de continuïteit van den tangentiëlen component van de electriche veldsterkte is ook aan het buitenste oppervlak van den supra-geleider

$$\dot{\mathbf{B}}_n = -\text{rot}_n \mathbf{E} = 0$$

$$\mathbf{B}_n = \text{constant,}$$

wanneer  $n$  de normaal op het oppervlak van den supra-geleider is. De normaalcomponent van de inductie aan het oppervlak van den supra-geleider kan dus niet veranderen, welke veranderingen er ook met het uitwendige veld plaats hebben.

De gebeurtenissen, die plaats grijpen bij het intreden van de supra-geleiding, werden hierbij nooit beschouwd. Wel werd echter stilzwijgend aangenomen, dat dan de permeabiliteit niet verandert, doch ook in den supra-geleidenden toestand evenals in den normalen toestand ten naaste bij de waarde 1 heeft. Deze hypothese, die niet uit de vergelijkingen van MAXWELL volgt, is oorzaak geweest, dat men aannam, dat in een supra-geleider in den supra-geleidenden toestand een magneetveld aanwezig kon zijn.

Sedert MEISSNER en zijn medewerkers (2) in 1933 hun onderzoek-

kingen bekend hebben gemaakt, heeft men deze opvatting moeten laten varen. Uit deze metingen blijkt dat een boven het sprongpunt ingeschakeld magneetveld uit een massieven zuiveren supra geleider gedrongen wordt, zoo gauw de supra geleiding optreedt. MEISSNER wijst er op, dat men dit verschijnsel met behulp van de vergelijkingen van MAXWELL beschrijven kan door aan te nemen dat bij den overgang naar den supra geleidenden toestand de magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  wordt. Dit houdt in dat er ook zonder aanwezigheid van een electricch veld bij het intreden van de supra geleidbaarheid iets in een zuiver metaal moet gebeuren, waardoor de krachtlijnen, die eerst door den supra geleider liepen, er uit gedrongen worden. De meest voor de hand liggende verklaring zou zijn dat bij het intreden van de supra geleidbaarheid de permeabiliteit van den supra geleider nul wordt, de diamagnetische susceptibiliteit dus de waarde  $-\frac{1}{4\pi}$  aanneemt. Proeven van

MEISSNER met een niet-massieven supra geleider hebben echter resultaten opgeleverd, die hij met deze hypothese niet verklaren kan. Het is waarschijnlijk dat bij dit experiment zich dezelfde complicatie voordoet, die besproken is in Hoofdstuk V § 4. In verband hiermede is de overgang van den normalen naar den supra geleidenden toestand bij constant uitwendig magneetveld bestudeerd aan den aequator en tegelijkertijd in een diametraal kanaaltje dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt.

§ 2. *Het magneetveld aan den aequator en in een diametraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen.*

Deze metingen werden uitgevoerd met behulp van den eenkristalbol voorzien van een diametraal kanaaltje. Bij een willekeurige temperatuur boven het sprongpunt werd een homogeen magneetveld ingeschakeld. Dit veld werd gedurende het verdere verloop van het experiment zorgvuldig constant gehouden. De temperatuur werd trapsgewijs verlaagd. Na iedere trap werd eerst enkele minuten gewacht alvorens de weerstand van de bismuthdraadjes gemeten werd. Dit was noodig omdat deze eerst na dit tijdsverloop constant werd. Het was moeilijk uit te maken of dit tijdseffect toegeschreven moet worden aan het feit, dat het eenigen tijd duurt alvorens in het heliumbad een stationaire toestand ontstaat, of wel, dat er een traagheid bestaat bij het instellen van den nieuwen toestand in den supra geleider. De weerstanden die men ziet in de tabellen XXXIV en XXXV zijn alle bepaald nadat geconstateerd was, dat zij niet meer veranderden. In Tabel XXXIV staan de weerstanden en de daaruit berekende

waarden van  $H$ , gemeten in een homogeen magneetveld  $H_0 = 49$  Gauss. Tabel XXXV geeft hetzelfde voor  $H_0 = 64$  Gauss. De waarden van  $H$  zijn op de bekende wijze berekend. In fig. 25 zijn de waarden van  $H$  als ordinaat tegen die van  $H_0$  als abscis uitgezet (x kanaal en + aequator voor  $H_0 = 49$  Gauss; □ kanaal en ⊙ aequator voor  $H_0 = 64$  Gauss). Tevens is in de figuur de  $H_K - T$  kromme door een stippellijn aangegeven.

TABEL XXXIV.

| T<br>° K | aequator               |            | kanaal                 |            |
|----------|------------------------|------------|------------------------|------------|
|          | W <sub>HT</sub><br>Ohm | H<br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>Ohm | H<br>Gauss |
| 3.708    | 0.07306                | } 49       | 0.04324                | } 49       |
| 3.584    | 0.07303 <sup>5</sup>   |            | 0.04322                |            |
| 3.456    | 0.07301 <sup>5</sup>   |            | 0.04321                |            |
| 3.401    | 0.07301 <sup>5</sup>   |            | 0.04317                |            |
| 3.376    | 0.07301 <sup>5</sup>   |            | 0.04316                |            |
| 3.355    | 0.07308 <sup>5</sup>   | 50.7       | 0.04328                | 51.0       |
| 3.330    | 0.07320                | 54.0       | 0.04343                | 54.0       |
| 3.264    | 0.07350 <sup>5</sup>   | 62.2       | 0.04383                | 62.3       |
| 3.237    | 0.07363 <sup>5</sup>   | 65.6       | 0.04399                | 65.5       |
| 3.217    | 0.07372                | 67.6       | 0.04411                | 67.8       |
| 3.187    | 0.07384 <sup>5</sup>   | 70.8       | 0.04429                | 72.0       |
| 3.140    | 0.07390 <sup>5</sup>   | 72.0       | 0.04459                | 79.0       |
| 3.058    | 0.07395                | } 73.5     | 0.04502                | 89.5       |
| 2.873    | 0.07396                |            | 0.04536                |            |
| 2.727    | 0.07395 <sup>5</sup>   |            | 0.04537                | } 98.0     |
| 2.511    | 0.07396                |            | 0.04536                |            |

TABEL XXXV.

| T<br>° K | aequator               |            | kanaal                 |            |
|----------|------------------------|------------|------------------------|------------|
|          | W <sub>HT</sub><br>Ohm | H<br>Gauss | W <sub>HT</sub><br>Ohm | H<br>Gauss |
| 3.597    | 0.07351 <sup>5</sup>   | } 64       | 0.04387                | } 64       |
| 3.364    | 0.07355                |            | 0.04384                |            |
| 3.301    | 0.07355                |            | 0.04383                |            |
| 3.263    | 0.07353                |            | 0.04389                |            |
| 3.222    | 0.07374                |            | 68.2                   |            |
| 3.134    | 0.07421                | 79.5       | 0.04467                | 80.0       |
| 3.059    | 0.07462                | 88.6       | 0.04515                | 90.0       |
| 2.983    | 0.07487                | 94.0       | 0.04561                | 101.0      |
| 2.871    | 0.07493 <sup>5</sup>   | } 96       | 0.04616                | 114.0      |
| 2.729    | 0.07494 <sup>5</sup>   |            | 0.04657                | 123.5      |
| 2.506    | 0.07492 <sup>5</sup>   |            | 0.04673                | } 128.0    |
| 2.040    |                        |            | 0.04673                |            |



Bij de afkoeling blijft het veld aan den aequator en in het kanaaltje gelijk aan  $H_0$ , totdat de temperatuur bereikt is waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $H_0$ . Koelt men verder af, dan neemt zoowel in het kanaaltje als aan den aequator de veldsterkte in die mate toe, dat zij bij iedere temperatuur gelijk is aan de kritieke veldsterkte die bij die temperatuur be-

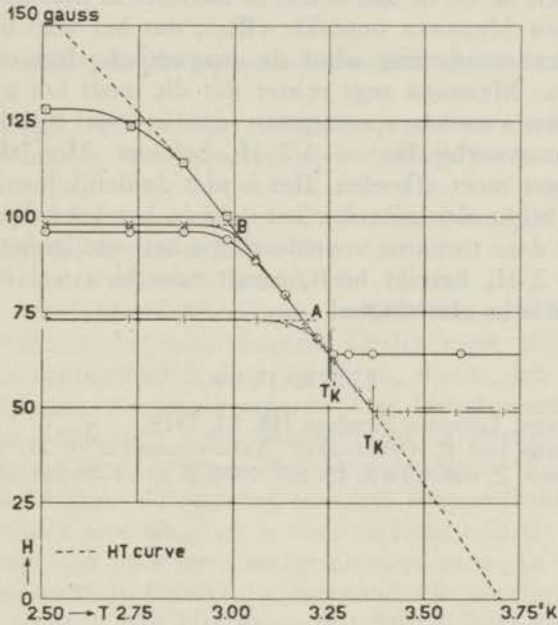


Fig. 25. Overgangsfiguur voor den aequator  $\oplus$  en het kanaaltje // de krachtlijnen  $\times$  bij  $H_0 = 49$  Gauss en voor den aequator  $\odot$  en het kanaaltje // de krachtlijnen  $\square$  bij  $H_0 = 64$  Gauss.

hoort. Dit blijft zoo voortgaan tot de temperatuur  $T_1$  bereikt is, waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $6/5 H_0$ . Bij verder afkoelen blijft het veld aan den aequator nog wel toenemen, echter minder vlug dan  $H_K$ , totdat het de waarde  $3/2 H_0$  bereikt heeft. Bij nog verder afkoelen blijft dit veld constant. Het veld in het kanaaltje blijft ook bij afkoelen beneden  $T_1$  de  $H_K - T$  lijn volgen; deze wordt eerst verlaten wanneer de temperatuur bereikt is, waarbij het veld aan den aequator  $3/2 H_0$  werd. Koelt men nog meer af, dan neemt het veld in het kanaaltje nog wel toe, echter minder vlug dan de kritieke veldsterkte. Dit duurt voort totdat ze gelijk aan  $2 H_0$  geworden is. Bij nog lagere temperatuur verandert de veldsterkte in het kanaaltje niet meer.

Uit deze metingen volgt dus dat de overgang van den supra-geleidenden naar den normalen toestand bij constant uitwendig magneetveld evenmin omkeerbaar is als de overgang bij constante temperatuur. Koelt men echter laag genoeg af (lager dan de temperatuur, waarbij een  $H_K = 3/2 H_0$  behoort), dan komt de veldsterkte aan den aequator overeen met een magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$ . Dit is dus in zooverre in overeenstemming met het door MEISSNER ontdekte effect, dat het veld buiten den suprageleider er uit ziet alsof de magnetische inductie  $B = 0$  geworden is. MEISSNER zegt echter dat dit reeds het geval is bij het passeeren van het sprongpunt; dat is voor den bol bij de temperatuur waarbij  $H_K = 3/2 H_0$  behoort. Men ziet echter, dat men lager moet afkoelen. Het is niet duidelijk hoe het mogelijk is, dat bij verder afkoelen het veld in het kanaaltje nog toeneemt. Dat deze toename voortduurt tot het veld in het kanaaltje de waarde  $2 H_0$  bereikt heeft, hangt misschien wel samen met zijn geometrische afmetingen.

#### LITERATUUR.

1. G. LIPPMANN, Comptes. Rendues **168**, 73, 1919.
2. W. MEISSNER und R. OCHSENFELD. Naturwissenschaften **21**, 787, 1933.  
W. MEISSNER. Z. techn. Phys. **15**, 507, 1934; Z. ges. Kälteind. **11**, 125, 1934.

# HOOFDSTUK VII.

## SAMENVATTING.

### § 1. *De verstoring van den suprageleidenden toestand door een magneetveld.*

In hoofdstuk I § 7 hebben wij gezien dat men als de karakteristieke kenmerken van den suprageleidenden toestand heeft te beschouwen:

- a. de elektrische weerstand  $R = 0$  (de elektrische kracht  $E = 0$ ).
- b. de magnetische inductie  $B = 0$ .

Wat het eerste kenmerk betreft zijn in den loop der jaren, vooral uit het Kamerlingh Onnes Laboratorium te Leiden, (1) zeer uitvoerige studies gepubliceerd. Onder meer blijkt hieruit, dat men de suprageleiding kan verstoren, d.w.z. den weerstand tot een bepaalde maximale waarde kan terugbrengen,<sup>1)</sup> door hem in een voldoende sterk magneetveld te brengen. Hierbij wordt de vorm van de magnetische overgangsfiguur<sup>2)</sup> in de eerste plaats bepaald door de richting van het magneetveld t.o.v. de draadas van den weerstand en is voor de longitudinale verstoring geheel anders dan voor de transversale verstoring. In een longitudinaal magneetveld bereikt de weerstand zijn maximale waarde bij een veldsterkte, die niet meer dan 1% hooger ligt dan de veldsterkte waarbij de weerstand begint terug te keeren; in een transversaal veld begint de weerstand terug te keeren bij een veldsterkte, die ongeveer 58% is van die, waarbij hij zijn maximale waarde bereikt. De maximale waarde bereikt de weerstand in beide gevallen bij nagenoeg dezelfde veldsterkte, wanneer de temperatuur dezelfde is. Bij verlaging van de temperatuur verschuift deze veldsterkte naar hogere waarden.

VON LAUE (2) heeft het verschil tusschen longitudinale en trans-

---

<sup>1)</sup> Hierbij is afgezien van de normale weerstandsverandering, die alle metalen in een magneetveld ondervinden. De lijn, die de maximaal teruggebrachte weerstand weergeeft als functie van de temperatuur, heeft den vorm van een extrapolatiekromme van de normale weerstandslijn beneden het sprongpunt. Dit leert, dat de toestand, waarbij in het magneetveld de weerstand tot zijn maximale waarde is teruggebracht, als gelijk of zeer weinig verschillend van den toestand van den normalen weerstand moet worden beschouwd.

<sup>2)</sup> Dat is de lijn, die den weerstand als functie van het ingeschakelde veld weergeeft.

versale magnetische overgangsfiguur begrijpelijk gemaakt met behulp van de volgende hypothesen:

1. in den suprageleidenden toestand is de suprageleider te beschouwen als een idealen geleider in den zin van MAXWELL.

2. de suprageleiding zal verstoord worden, zoodra de tangentele component van het magneetveld ergens aan het oppervlak de kritieke waarde  $H_K$  bereikt heeft. Deze kritieke waarde, die van de temperatuur afhangt, is een materiaalconstante.

Op grond van deze hypothesen zal in een longitudinaal veld de veldsterkte aan het oppervlak van den weerstand, die den vorm heeft van een cilindervormig staafje, overal gelijk zijn aan het uitwendige veld zelf; <sup>1)</sup> de suprageleiding zal dus verstoord worden bij de veldsterkte  $H_0 = H_K$ . In een transversaal veld daarentegen bereikt de veldsterkte in de punten, waar de krachtlijnen aan den cylinder raken, de dubbele waarde van het uitwendige veld  $H_0$ , terwijl de richting ervan samenvalt met die van  $H_0$ . De suprageleiding zal dus verstoord worden bij de veldsterkte  $H_0 = \frac{1}{2} H_K$ . Het experiment geeft in plaats van  $\frac{1}{2}$  de factor 0.58. (3)

De experimenten, die in de voorgaande hoofdstukken besproken zijn, hadden ten doel, de eigenschappen van het tweede kenmerk van den suprageleidenden toestand ( $B = 0$ ) te bestudeeren. Dit kenmerk is ingevoerd na de publicatie van het z.g. MEISSNER-effect. (4) Stelt men zich op het standpunt, dat VON LAUE nog innam bij het opstellen van bovenvermelde theorie, namelijk, dat ook in den suprageleidenden toestand de magnetische permeabiliteit van den suprageleider  $\mu = 1$  is, dan is het niet mogelijk met behulp van de vergelijkingen van MAXWELL en de hypothesen van VON LAUE dit nieuwe kenmerk af te leiden.

Bij den overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand zijn de omstandigheden anders. Volgens de 1e hypothese van VON LAUE geldt voor den suprageleider, dat deze zich tegenover zijn omgeving zal gedragen als een lichaam, waarvan de magnetische inductie  $B = 0$  is. Door de magnetische veldsterkte in de omgeving van den suprageleider te bepalen, leert men in dit geval dus niet op de eerste plaats iets omtrent de  $\mu$ , doch wel krijgt men daardoor een zeer scherp middel in de hand ter toetsing van de theorie van VON LAUE. Dit in tegenstelling met de weerstandsmetingen, waarbij men zich bij het vinden van een afwijking kan voorstellen, dat de verstoring niet direct door den geheelen suprageleider plaats heeft, doch dat deze slechts langzaam met toenemende veldsterkte in den supra-

<sup>1)</sup> Dit is eigenlijk alleen juist voor een oneindig langen cylinder.

geleider dringt. Zonder deze hypothese is het echter toch nog mogelijk, dat de weerstand niet bij dezelfde veldsterkte terugkeert als waarbij de verstoring begint. Dit is het geval, wanneer het storende veld door den geheelen suprageleider verspreid wordt, zich daarover echter niet homogeen, doch in lagen of bundels verdeelt, die afgewisseld worden door suprageleidende gebieden. Vormen deze laatste banen, dan blijft de weerstand nul ook al is de verstoring reeds begonnen.

In verband hiermede is behalve het magneetveld buiten den suprageleider ook de magnetische inductie en de magnetische kracht er in gemeten. In hoofdstuk II § 4 is uiteengezet, dat het voor dit doel het meest geschikt was, dat men den suprageleider een bolvorm gaf. De sterkte van het magneetveld is bepaald uit de weerstandsverandering van zoo goed mogelijk gecalibreerde bismuthdraadjes (hoofdstuk II § 3). Daar de weerstandsverandering van bismuth behalve van de veldsterkte zelf ook afhangt van den hoek, die het veld maakt met de draadas (bij eenkristallen de kristalassen), moet er op gelet worden, dat men alleen meet in punten, waar de richting van het veld overeenstemt met die van het veld, waarin gecalibreerd is. In verband hiermede konden slechts de volgende bepalingen uitgevoerd worden:

- a. het veld in het aequatorvlak van den bol (buiten den bol),
- b. het veld op de poollijn van den bol (buiten den bol),
- c. de magnetische inductie,
- d. de magnetische kracht.

We zullen verder den suprageleidenden toestand aangeven door de letter *S* en den normalen toestand door *N*. Beschouwen we nu den overgang *S*—*N*. Deze is zoowel te verwezenlijken door de temperatuur te verhoogen als door den suprageleider in een voldoende sterk magneetveld te brengen. Men kan ook een combinatie van beide toepassen. De experimenten betreffende deze overgangen zijn besproken in de hoofdstukken III en IV. De resultaten van de metingen zullen in het volgende worden besproken.

## § 2. *S*—*N*, *T* constant.

Koelt men een bolvormigen suprageleider af tot een temperatuur  $T_1$ , die beneden het sprongpunt  $T_s$  ligt en brengt men hem daarna in een homogeen magneetveld  $H_0$ , dan kan men in de magnetische eigenschappen van den bol drie verschillende fasen onderscheiden.

a.  $0 < H_0 < 2/3 H_K$ . De bol gedraagt zich tegenover zijn omgeving (volgens metingen in het aequatorvlak en op de poollijn buiten den bol) als een lichaam, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  is. De bol verkeert in den suprageleidenden toestand.

In overeenstemming hiermede is de gemeten magnetische inductie  $B = 0$ . In een diametraal kanaaltje, dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt, wordt daarentegen niet gevonden  $H = 3/2 H_0$ <sup>1)</sup>, doch  $H = 0$ . In verband gebracht met de metingen in het diametraal kanaaltje, dat loodrecht op de krachtlijnen staat en waarin ook gevonden werd  $H = 0$ , laat dit zien, dat in ieder kanaaltje, dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt,  $H = 0$  is. Hieruit volgt dat in dit geval de magnetische inductie  $B = 0$  veroorzaakt wordt door een elektrische stroom, die over het oppervlak van den bol loopt.<sup>2)</sup> Dit is dus geheel in overeenstemming met de voorstelling die men zich vroeger maakte van den supra-geleider in een magneetveld (LIPPMANN, VON LAUE).

b.  $2/3 H_K < H_0 < H_K$ . De bol gedraagt zich tegenover zijn omgeving (volgens metingen in het aequatorvlak en op de poollijn buiten den bol) als een lichaam, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$  is. De gemeten magnetische inductie  $B$  is hiermede in overeenstemming, mits men rekening houdt met een tijd-effect, dat zich voordoet bij waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $2/3 H_K$  en  $5/6 H_K$ . Het blijkt namelijk, dat  $B$  eerst ongeveer 15 minuten na het instellen van  $H_0$  zijn eindwaarde bereikt en wel van den lagen kant af. Deze eindwaarde is in overeenstemming met bovenstaande  $\mu$ . Aan den aequator merkt men van dit tijd-effect niets, wel bij de pool. Er moet hier nog op een tweede verschijnsel gewezen worden, dat zich voordoet bij waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $2/3 H_K$  en  $0.73 H_K$ . Bij de bepaling van de magnetische inductie in verschillende punten is namelijk gebleken, dat bij waarden van  $H_0$  uit dat gebied niet overal in den bol dezelfde waarde van  $B$  gevonden werd. Is  $H_0$  slechts weinig grooter dan  $2/3 H_K$ , dan vindt men vlak bij den aequator een grootere waarde dan in punten, die meer naar binnen gelegen zijn. In het centrum vindt men zelfs  $B = 0$ , terwijl deze waarde minstens een half uur onveranderd blijft. Laat men  $H_0$  toenemen, dan ziet men het gebied, waarin nog  $B = 0$  gevonden wordt, steeds kleiner worden en daar waar  $B \neq 0$  is, ziet men deze waarde steeds meer in overeenstemming met bovenstaande  $\mu$  komen. Dit laatste begint ook weer het eerst in de buurt van den aequator. Heeft  $H_0$  de waarde  $0.73 H_K$  bereikt, dan bereikt  $B$  over de gehele doorsnede overal de waarde, die correspondeert met boven-

<sup>1)</sup>  $H = 3/2 H_0$  zou men moeten vinden, indien men  $B = 0$  beschouwt als het grensgeval  $\mu = 0$  van het normale diamagnetisme.

<sup>2)</sup> Het is uitgesloten, dat bovendien een stroom op den wand van het kanaaltje loopt.

staande  $\mu$ . Bij verdere verhooging van  $H_0$  blijft deze uniformiteit gehandhaafd. Het lijkt er dus veel op dat met toenemende  $H_0$  de krachtlijnen slechts geleidelijk dieper in den suprageleider dringen en dat de suprageleider in het begin van het verstoringsgebied opgebouwd zou zijn uit een gedeeltelijk verstoorde schaal en een niet-verstoorde kern. Deze laatste zou met toenemende  $H_0$  steeds kleiner worden en zeker bij  $H_0 = 0.73 H_K$  geheel verdwenen zijn. Eerst dan zouden de binnengedrongen krachtlijnen zich „homogeen” <sup>1)</sup> over den suprageleider verdeelen.

Wanneer men de waarschijnlijkheid van dit verschijnsel nagaat, dan blijken er echter enkele overwegingen te bestaan, die er tegen pleiten. Men zou onder meer toch verwachten, dat de veldsterkte aan de pool van den bol precies op dezelfde wijze zou toenemen als de B in het centrum van den bol. De metingen laten daarentegen zien dat dit niet het geval is. De meetnauwkeurigheid <sup>2)</sup> is niet groot genoeg om uit de maken, of H bij de pool reeds direct bij het passeeren van  $H_0 = 2/3 H_K$  verandert volgens bovenstaande  $\mu$ . Het is echter duidelijk te zien, dat dit hier bij reeds veel kleinere waarden van  $H_0$  plaats heeft dan voor B in 't centrum van den bol.

Vooraf met het oog op het gedrag van de pool lijkt het waarschijnlijker dat de vorm van de ruimte, waarin B bepaald is, een schijneffect veroorzaakt (b.v. doordat er twee vrije oppervlakken zijn, waarop inductiestroomden kunnen ontstaan) en dat dus in het geheele overgangsgebied B verloopt in overeenstemming met het veld buiten den bol (volgens de vergelijkingen van MAXWELL).

Voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $5/6 H_K$  en  $H_K$  is bovenbedoeld tijdeffect niet geconstateerd. Wel schijnt het, dat de magnetische inductie na het instellen van  $H_0$  niet direct haar definitieve waarde aanneemt, doch gedurende ongeveer 5 minuten na het instellen van  $H_0$  afneemt, tot de waarde, die overeenstemt met bovenvermelde  $\mu$ , bereikt is. Het is niet uitgesloten, dat dit verschijnsel toegeschreven moet worden aan geringe temperatuursverandering, hoewel deze op  $0.001^\circ$  constant gehouden kon worden. Bij den overgang S—N, T constant, die we in de volgende paragraaf bespreken, is aan den aequator een analoog gedrag waargenomen. Wij moeten voor den overgang S—N dus voorbereid zijn op twee verschillende tijdeffecten.

1. Voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $2/3 H_K$  en  $5/6 H_K$ ,

<sup>1)</sup> Met „homogeen” is hier bedoeld dat de krachtlijnen overal in den bol dezelfde dichtheid hebben, wanneer men het gemiddelde neemt van deze dichtheid over gebiedjes waarvan de doorsnede overeenstemt met de lengte van de bismuthdraadjes, waarmede de veldsterkte bepaald is.

<sup>2)</sup> Velden kleiner dan 3 Gauss kunnen niet met zekerheid geconstateerd worden.

stellen B en H aan de pool zich van den lagen kant af, met een vertraging van ongeveer 15 minuten, langzaam in op een waarde, die overeenstemt met  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$ . (1)

2. Voor waarden van  $H_0$  gelegen tusschen  $5/6 H_K$  en  $H_K$ , stellen B en H aan de pool zich van den hoogen kant af, met een vertraging van ongeveer 5 minuten, in op een waarde, die overeenstemt met de  $\mu$  uit (1).

In het diametrale kanaaltje, dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt, moet men de volgende gevallen onderscheiden:

1.  $2/3 H_K < H_0 < 0.73 H_K$  de veldsterkte blijft nul;
  2.  $0.73 H_K < H_0 < 5/6 H_K$  de veldsterkte stelt zich na ongeveer 5 minuten in op een waarde gelegen tusschen 0 en  $H_K$  en wel van den lagen kant af,
  3.  $5/6 H_K < H_0 < H_K$  de veldsterkte is gelijk aan  $H_K$ .
- c.  $H_0 > H_K$  de suprageleider gedraagt zich als een normaal metaal.

Het blijkt dat voor temperaturen grooter dan  $2.8^\circ \text{K}$  voor wit tin geldt  $T_s^2 - T^2 = 0.0482 H_K$ , waarin  $T_s = 3.702^\circ \text{K}$ .

TUYN heeft voor de magnetische halfwaarde van tin precies dezelfde formule gevonden. Volgens metingen van DE HAAS en MEJ. ENGELKES (5) gaat deze formule voor lagere temperaturen echter niet meer op. Er is niet nagegaan in hoeverre onzuiverheden van het metaal aansprakelijk gesteld moeten worden voor deze afwijking bij lagere temperaturen.

### § 3. $S-N$ , $H_0$ constant.

Deze overgang is slechts gedeeltelijk verschillend van den voorgaanden. In beide gevallen wordt uitgegaan van den supra-geleidenden toestand, die ontstaan is uit den normalen toestand door afkoeling (zonder magneetveld) tot een temperatuur  $T_1 < T_s$  ( $T_s$  sprongpunt), gevolgd door inschakeling van een homogeen magneetveld  $H_0 < 2/3 H_K$  (voor den bol). De overgang naar den normalen toestand geschiedde in het vorige geval door  $T_1$  constant te houden en  $H_0$  te verhoogen, bij den thans beoogden overgang laat men echter  $H_0$  constant en wordt  $T_1$  verhoogd. In de magnetische eigenschappen van den bol kan men ook nu weer drie fasen onderscheiden.

a.  $T_1$  is kleiner dan de temperatuur waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die gelijk is aan  $3/2 H_0$ . De bol gedraagt zich als een lichaam, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 0$  is, terwijl de magnetische veldsterkte in een nauw kanaaltje, dat evenwijdig aan de krachtlijnen loopt, nul is.



b.  $T_1$  is gelegen tusschen de temperaturen waarbij een kritieke veldsterkte behoort, die respectievelijk gelijk is aan  $3/2 H_0$  en  $H_0$ . Tegenover zijn omgeving gedraagt de bol zich als een lichaam, waarvan de magnetische permeabiliteit  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$  is. Hierin is nu echter  $H_0$  constant en  $H_K$  variabel (wordt kleiner met toenemende temperatuur). Deze overgang heeft dus plaats volgens precies dezelfde wetten als de voorgaande. Er valt nu echter ook aan den aequator een tijdeffect waar te nemen en wel in het interval  $5/6 H_K < H_0 < H_K$ . De  $H$  aan den aequator stelt zich pas na enkele minuten in, van den hoogen kant af.

De veldsterkte in een kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen vertoont analoge eigenschappen als bij S—N, T constant, met dat verschil echter, dat nu ook in het interval, gelegen tusschen de temperatuur waarbij  $H_K = 6/5 H_0$  behoort en die waarbij  $H_K = H_0$ , behoort de veldsterkte evenals bij den aequator enkele minuten noodig heeft om zich op zijn eindwaarde in te stellen en wel van den hoogen kant af. Het merkwaardige bij het kanaaltje is weer, dat de krachtlijnen er niet indringen bij de temperatuur waarbij  $H_K = 3/2 H_0$  behoort, maar eerst bij die, waarbij  $H_K = \pm \frac{1}{0.73} H_0$  behoort.

Het bestaan van een tijdeffect bij dezen overgang is reeds eerder gepubliceerd door KEESOM en VAN LAER (6); deze hebben echter de calorische eigenschappen bestudeerd en daarbij een veel korteren relaxatietijd gevonden.

c.  $T_1$  is hooger dan de temperatuur, waarbij de kritieke veldsterkte gelijk aan  $H_0$  behoort. De bol gedraagt zich als een normaal metaal.

#### § 4. De theorie van VON LAUE getoetst aan het experiment.

We bepalen ons tot het magnetisch gedrag van den suprageleider. Beschouwen we alleen het veld om den suprageleider, dan blijkt deze zich inderdaad, volkomen in overeenstemming met de theorie van VON LAUE, te gedragen als een idealen geleider in den zin van MAXWELL; dit wil zeggen dat de krachtlijnen dank zij een electrischen stroom, die op het oppervlak van den suprageleider geïnduceerd wordt, zich om den suprageleider heenbuigen, wanneer deze in een magneetveld gebracht wordt, dat een zekere bovenste grens  $H_b$  niet overschrijdt. Deze bovenste grens wordt bepaald door de hypothese dat de suprageleiding verstoord zal worden, wanneer de tangentieele component van het magneetveld ergens aan het oppervlak van den suprageleider een kritieke waarde  $H_K$  overschrijdt. Deze  $H_K$  is een temperatuurafhankelijke materiaalconstante.

Beschouwen we daarentegen de magnetische inductie en de magnetische kracht in den bol, dan komen wij tot gecompliceerder verschijnselen.

De magnetische kracht, die voor  $H_0 < H_b$  nul is, neemt niet direct een van nul verschillende waarde aan zoodra  $H_0 > H_b$  wordt, doch doet dit eerst, wanneer de magnetische permeabiliteit, waarmede wij het veld om den suprageleider kunnen beschrijven, de waarde 0.19 bereikt heeft. Dit geldt zoowel voor den overgang S—N, T constant, als voor S—N,  $H_0$  constant. Hoewel moeilijk te onderscheiden van een vertraging die optreedt bij het instellen van de magnetische inductie, schijnt deze voor waarden van  $H_0$  welke kleiner zijn dan die, waarbij een  $\mu = 0.19$  behoort (bepaald uit het veld om den bol), niet overal in den suprageleider een zelfde waarde te hebben, doch meer in overeenstemming te zijn met de hypothese dat de krachtlijnen slechts geleidelijk in een steeds grooter wordend deel van den suprageleider dringen. Pas bij de  $H_0$ , waarbij  $\mu = 0.19$  behoort, zouden dan overal in den suprageleider krachtlijnen gedrongen zijn.

Beschouwt men nu in dit verband den weerstand van een tincylinder, die in een homogeen transversaal magneetveld geplaatst is, dan zou de weerstand niet terugkeeren bij  $H_0 = \frac{1}{2} H_K$  — zooals de theorie van VON LAUE dit eischt — doch bij  $H_0 = 0.59 H_K$ ; wanneer men tenminste aanneemt dat het magneetveld om den cylinder in het interval  $\frac{1}{2} H_K < H_0 < H_K$  verandert volgens  $\mu = 2 \frac{H_0}{H_K} - 1$  en dat de krachtlijnen eerst over den heelen suprageleider verdeeld zijn bij  $\mu = 0.19$ . Volgens de experimenten van DE HAAS, VOOGD en Mej. JONKER keert de weerstand terug bij  $H_0 = 0.58 H_K$ . De meeste experimenten geven echter een kleineren factor, zoodat men aan de quantitative overeenstemming niet te veel waarde mag hechten.

### § 5. *Het overgangsgebied.*

Het overgangsgebied noemen we het interval van de waarden van  $H_0$  waarbij de suprageleider zich noch als een volledigen geleider in den zin van MAXWELL, noch als een normaal metaal gedraagt. In magnetisch opzicht is in dit gebied het voornaamste kenmerk van den suprageleider, dat hij zich tegenover zijn omgeving gedraagt als een lichaam met een veldafhankelijke magnetische permeabiliteit. Tenminste, wanneer hij den vorm heeft van een rotatie-ellipsoïde. De  $\mu$  wordt dan bepaald door de voorwaarde, dat in dit interval de tangentieele component van de magnetische veldsterkte aan den aequator gelijk aan de kritieke

veldsterkte  $H_K$  moet zijn. Dit geeft  $\mu = 3 \frac{H_0}{H_K} - 2$  voor den bol. De magnetische inductie is zeker voor waarden van  $H_0$ , die grooter zijn dan die, waarbij een  $\mu = 0.19$  behoort, in overeenstemming met deze formule; behalve dan dat het voor waarden van  $H_0$ , waarbij een  $\mu$  behoort, die kleiner is dan 0.5, ongeveer 15 minuten duurt voordat deze waarde van den lagen kant af is bereikt. Voor waarden van  $H_0$ , waarbij een  $\mu$  behoort gelegen tusschen 0.5 en 1 stelt de eindwaarde zich direct in of duurt het ongeveer 5 minuten voordat die waarde van den hoogen kant af bereikt is. In het eerste deel van het overgangsgebied ( $\mu < 0.19$ ) is het moeilijk dit tijdseffect te scheiden van een andere mogelijke vertraging, nl. ten opzichte van  $H_0$  zelf. De experimenten laten de veronderstelling toe, dat de krachtlijnen in dit interval slechts geleidelijk met toenemende  $H_0$  in den suprageleider dringen. Een argument hiertegen vormen de metingen aan de pool van een bol; deze geven grond voor de hypothese, dat de krachtlijnen zich reeds direct bij het begin van de verstoring over den geheelen suprageleider verdeelen; zij het dan met een vertraging in den tijd. Een argument er vóór zou kunnen zijn, dat men een verklaring kan geven voor het feit, dat de weerstand in een transversaal veld niet terugkeert bij  $H_0 = 0.50 H_K$  (eisch van de theorie), doch bij  $H_0 = 0.58 H_K$ . Tevens pleit er voor, dat in een centraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen de veldsterkte eerst grooter dan nul wordt, wanneer  $\mu = 0.19$  geworden is.

#### § 6. De overgang N—S.

Het eenvoudigst voert men dezen overgang uit hetzij in een constant uitwendig magneetveld, hetzij bij constante temperatuur. De eerste waarnemingen omtrent dezen overgang zijn gedaan door DE HAAS en VOOGD. Men bepaalde het verloop van den weerstand van een tinéenkristal bij temperatuurverlaging door het bij een temperatuur boven het sprongpunt in een homogeen transversaal magneetveld te plaatsen en het daarna afkoelde tot een temperatuur beneden het sprongpunt, terwijl men het magneetveld constant hield. Het blijkt dat men dan een analoge overgangsfiguur krijgt als bij den overgang S—N, T constant (verstoring door een transversaal magneetveld). Deze laatste leert dat de weerstand terugkeert, wanneer er krachtlijnen in den suprageleider dringen. In het omgekeerde geval zou men dus verwachten, dat bij afkoeling in constant magneetveld de weerstand eindig zou blijven, omdat volgens de vergelijkingen van MAXWELL ge-

combineerd met het karakteristieke kenmerk van den suprageleider  $E = 0$ ,  $\dot{B} = 0$  dus  $B = \text{constant}$  is. Dat het experiment iets anders leert, kan tot het vermoeden leiden, dat bij den overgang N—S,  $H_0$  constant, de magnetische inductie nul wordt. Dit is door de experimenten van MEISSNER en zijn medewerkers gebleken inderdaad het geval te zijn. MEISSNER en OCHSENFELD koelden een massieven tincylinder in een zwak magneetveld af tot een temperatuur, die beneden het sprongpunt van tin ligt. Het magneetveld werd in verschillende punten uit de omgeving van den cylinder zoowel naar grootte als naar richting bepaald. Hierbij bleek dat de veldverdeling om den cylinder overeenstemde met  $B = 0$  voor den cylinder zelf. Daar deze nieuwe eigenschap niet uit de vergelijkingen van MAXWELL gecombineerd met  $E = 0$  volgt, heeft men als tweede karakteristieke kenmerk van den suprageleider ingevoerd  $B = 0$  of  $\mu = 0$ . Bij de bespreking van de experimenten betreffende S—N hebben wij gezien dat in dat geval  $B = 0$  niet equivalent hoeft te zijn met  $\mu = 0$ , doch dat dan  $B = 0$  kan zijn, dank zij een electricischen oppervlaktestroom, die de krachtlijnen afschermt en onafhankelijk is van de waarde van  $\mu$ . Keert men deze proef nu om, schakelt men dus het magneetveld, na de verstoring, weer tragsgewijze uit, dan zou men twee effecten naast elkaar kunnen verwachten:

1. analoog als bij de proeven van MEISSNER, het nul-woorden van de magnetische inductie, doordat er suprageleiding kan optreden zoodra  $H_0 < H_K$  geworden is.

2. analoog als bij den overgang S—N,  $T$  constant, is suprageleider door middel van inductiestroomen op het grensoppervlak van suprageleider en niet-suprageleider in staat om krachtlijnen af te scherpen.

Evenals bij de weerstandsmetingen verschil bestaat tusschen de overgangen N—S en S—N bij constante temperatuur, door het optreden van het hystereseverijnsel, is het niet uitgesloten, dat er ook in het magnetisch gedrag verschillen optreden.

#### § 7. N—S, $T$ constant.

Om dezen overgang te bestudeeren zijn enkele van de experimenten S—N,  $T$  constant, direct na de verstoring in omgekeerde richting uitgevoerd. Deze zijn besproken in hoofdstuk V. Het blijkt, dat de overgang volledig omkeerbaar is voor waarden van  $H_0 > 5/6 H_K$ . Dit geldt zoowel voor den aequator, de pool, de magnetische inductie als voor de magnetische kracht. Voor lagere waarden van  $H_0$  daarentegen is dit niet meer het geval. De veldsterkte aan den aequator is op de dalende overgangsfiguur

voor  $H_0 < 5/6 H_K$  steeds kleiner dan op de stijgende. Het grootste verschil bestaat bij  $H_0 = 2/3 H_K$  (ongeveer 4 à 5% van  $H_K$ ). Wanneer  $H_0$  weer nul geworden is, heeft  $H_{\text{acq}}$  binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid (kleiner dan 3 Gauss) weer de waarde nul bereikt. Beschouwt men den bolvormigen suprageleider als een homogeen polariseerbaar lichaam, waarvan het gedrag met een  $\mu$  is te beschrijven, dan is de veldsterkte aan de pool en de magnetische inductie kwalitatief in overeenstemming met die, welke men uit  $H_{\text{acq}}$  berekent. Quantitatief bestaan er echter vrij groote afwijkingen. Bij deze metingen is niet gelet op de verandering van het veld met den tijd. Uit nog niet gepubliceerde metingen van DE HAAS en Mej. ENGELKES blijkt, dat er inderdaad een tijdeffect bestaat bij den overgang N—S, T constant, dat het karakter heeft van een verzadigingseffect. Ondanks dit effect blijft echter het hierboven beschreven verschil tusschen beide overgangen bestaan. Het veld in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen blijft bij het afzetten van het uitwendige magneetveld nagenoeg constant en is bij  $H_0 = 0$  nog ongeveer  $0.99 H_K$ . Dit gedrag is geheel in overeenstemming met de klassieke opvatting over het veld binnen een suprageleidenden ring (LIPPMANN). Als tegenstelling is gemeten het veld, dat na het inschakelen van  $H_0$  in een kanaaltje, dat loodrecht staat op de krachtlijnen, blijft hangen. Het blijkt, dat onafhankelijk van de snelheid van uitschakelen in het kanaaltje een veldsterkte blijft bestaan, die ongeveer  $0.15 H_K$  is (wanneer men aanneemt, dat de richting ervan loodrecht op de as van het kanaaltje staat). Bij de uiteinden van het kanaaltje meet men zelfs  $0.50 H_K$ . Binnen een uur is er geen merkbare verandering in de grootte van dit veld geconstateerd.

Wanneer de bol gietgallen bevat, dan is de veldsterkte, die men in het kanaaltje meet bij  $H_0 = 0$  sterk afhankelijk van de plaats, waar men meet ten opzichte van de gietgal. De conclusie, die uit deze metingen volgt, is dat krachtlijnen zeer gemakkelijk van suprageleider naar niet-suprageleider gaan, zonder een behoudenden electricischen stroom te induceren, dat daarentegen bij het passeeren van een grensooppervlak in de richting van niet-suprageleider naar suprageleider een persisterenden stroom opwekt wordt, die het aantal omsloten krachtlijnen constant houdt.

Het is dus niet uitgesloten, dat onzuiverheden in het kristal oorzaak zijn van het feit, dat de overgang S—N, T constant, niet-omkeerbaar is. Dan blijft echter nog de moeilijkheid, waarom men hiervan pas bij waarden van  $H_0 < 5/6 H_K$  iets merkt. Men zou zich hier weer eenigszins kunnen redden met de voorstelling, die in hoofdstuk III § 10 gegeven is voor den overgang, nl. dat voor waarden van  $H_K > 5/6 H_K$  de bol bestaat uit een soort sus-

pensie van suprageleider in niet-suprageleider, terwijl voor waarden van  $H_0 < 5/6 H_K$  dit juist andersom is.

§ 8.  $N-S$ ,  $H_0$  constant.

Bij de bestudeering van de vraag in hoeverre de overgang  $S-N$ ,  $H$  constant, omkeerbaar is, blijkt, dat men bij afkoeling in constant magneetveld op den duur wel een veldverdeling om den bol vindt, die overeenstemt met  $\mu = 0$ . Men moet om dit te bereiken echter veel verder afkoelen dan men volgens de omkeerbaarheid zou verwachten. Een merkwaardig verschijnsel doet zich bovendien voor in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen. Hierin neemt de veldsterkte bij afkoeling aanvankelijk dezelfde waarde aan als bij den aequator, loopt dus bij het passeeren van de kritieke temperatuur op volgens de  $H_K-T$  kromme. Bij verder afkoelen echter neemt de veldsterkte aan den aequator minder snel toe dan met de  $H_K-T$  kromme overeenkomt (deze afwijking begint in de buurt van de temperatuur  $T_1$ , waarbij een  $H_K = 6/5 H_0$  behoort) en bereikt eerst bij een temperatuur  $T_2$ , die lager ligt dan de temperatuur, waarbij een  $H_K = 3/2 H_0$  behoort, de waarde  $3/2 H_0$  (dit is de veldsterkte, die overeenstemt met  $\mu = 0$ ). De veldsterkte in het kanaaltje daarentegen volgt ook voor temperaturen tusschen  $T_1$  en  $T_2$ , de  $H_K-T$  kromme. Koelt men verder af, dan blijft deze toenemen, echter minder vlug en streeft naar een verzadigingswaarde, die ongeveer gelijk is aan  $2 H_0$ . Het is niet gelukt om uit het beschikbare materiaal te kunnen besluiten tot een verband tusschen deze temperaturen en de andere grootheden, die den toestand van den suprageleider bepalen.

Volgens deze metingen is dus de overgang  $S-N$ ,  $H$  constant, bij wit tin niet omkeerbaar, evenmin als de overgang  $S-N$ ,  $T$  constant. Bij dezen laatsten overgang hebben wij er al op gewezen, dat dit zijn oorzaak kan vinden in het mogelijk aanwezig zijn van onzuiverheden in het tin. Hetzelfde geldt voor den eersten overgang. Dit vermoeden wordt vooral versterkt door het gedrag van het veld in het kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen.

LITERATUUR.

1. Voor goed overzicht, zie: W. TUYN, Proefschrift 1924; G. J. SIZOO, Proefschrift 1926; J. VOOGD, Proefschrift 1931.
2. M. v. LAUE, Phys. Z. **33**, 793, 1932.
3. W. J. DE HAAS, J. VOOGD and J. M. JONKER. Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden 229c; Physica 's-Grav. **1**, 281, 1933.
4. W. MEISSNER and R. OCHSENFELD. Naturwissenschaften **21**, 787, 1933.
5. W. J. DE HAAS and Miss A. D. ENGELKES. Physica 's-Grav. **4**, 325, 1937.
6. W. H. KEESOM and P. H. VAN LAER. Physica 's-Grav. **3**, 173, 1936.

# INHOUD.

|                                                                                                             | Bladz. |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| HOOFDSTUK I. OVERZICHT . . . . .                                                                            | 1      |
| § 1. De suprageleidende toestand . . . . .                                                                  | 1      |
| § 2. De overgang van den normalen naar den supra-<br>geleidenden toestand . . . . .                         | 2      |
| § 3. De verstoring van de suprageleiding door een<br>magneetveld . . . . .                                  | 3      |
| § 4. Het transversale en het longitudinale effect . . . . .                                                 | 4      |
| § 5. De magnetische halfwaarde en de kritieke veld-<br>sterkte . . . . .                                    | 4      |
| § 6. Theorie van VON LAUE . . . . .                                                                         | 5      |
| § 7. De karakteristieke kenmerken van den supra-<br>geleidenden toestand . . . . .                          | 7      |
| HOOFDSTUK II. DE MEETMETHODE . . . . .                                                                      | 10     |
| § 1. Bepaling van het magneetveld . . . . .                                                                 | 10     |
| § 2. Het toestel . . . . .                                                                                  | 11     |
| § 3. IJking van de bismuthweerstandjes . . . . .                                                            | 13     |
| § 4. De vorm van den suprageleider . . . . .                                                                | 14     |
| § 5. Vervaardiging van een éénkristalbol van wit tin . . . . .                                              | 14     |
| HOOFDSTUK III. MEETINGEN BIJ CONSTANTE TEM-<br>PERATUUR EN TOENEMEND MAGNEETVELD . . . . .                  | 17     |
| § 1. De overgang van den suprageleidenden naar den<br>normalen toestand bij constante temperatuur . . . . . | 17     |
| § 2. Het magneetveld aan den aequator van een één-<br>kristalbol van tin . . . . .                          | 19     |
| § 3. Het magneetveld in de punten van het aequator-<br>vlak . . . . .                                       | 21     |
| § 4. De magnetische inductie . . . . .                                                                      | 23     |
| § 5. Het magneetveld aan de pool van den bol . . . . .                                                      | 29     |
| § 6. Het magneetveld op de poollijn van den bol . . . . .                                                   | 31     |
| § 7. Toetsing van de theorie van VON LAUE aan het<br>experiment . . . . .                                   | 33     |
| § 8. Het overgangsgebied . . . . .                                                                          | 36     |

|                                                                                                                            | Bladz. |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| § 9. Het magnetisch veld in een diametraal kanaaltje, dat loodrecht op de krachtlijnen staat . . . . .                     | 37     |
| § 10. Het magnetisch veld in een nauw diametraal kanaaltje, dat evenwijdig aan het homogene veld loopt . . . . .           | 42     |
| § 11. De temperatuurafhankelijkheid van de kritieke veldsterkte . . . . .                                                  | 46     |
| <br>                                                                                                                       |        |
| HOOFDSTUK IV. METINGEN BIJ CONSTANT UITWENDIG MAGNEETVELD EN TOENEMENDE TEMPERATUUR . . . . .                              | 51     |
| § 1. De overgang van den suprageleidenden naar den normalen toestand bij constant uitwendig magneetveld . . . . .          | 51     |
| § 2. Het veld aan den aequator bij constant uitwendig magneetveld en toenemende temperatuur . . . . .                      | 53     |
| § 3. Het magneetveld in een diametraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen . . . . .                                  | 56     |
| <br>                                                                                                                       |        |
| HOOFDSTUK V. METINGEN BIJ CONSTANTE TEMPERATUUR EN AFNEMEND MAGNEETVELD. . . . .                                           | 60     |
| § 1. De overgang van den normalen naar den suprageleidenden toestand bij constante temperatuur . . . . .                   | 60     |
| § 2. Het magneetveld aan den aequator . . . . .                                                                            | 61     |
| § 3. Het magneetveld aan de pool . . . . .                                                                                 | 63     |
| § 4. Het magneetveld in een diametraal kanaaltje, evenwijdig aan de krachtlijnen en loodrecht op de krachtlijnen . . . . . | 66     |
| <br>                                                                                                                       |        |
| HOOFDSTUK VI. METINGEN BIJ CONSTANT UITWENDIG MAGNEETVELD EN AFNEMENDE TEMPERATUUR . . . . .                               | 70     |
| § 1. Het ingevroren veld . . . . .                                                                                         | 70     |
| § 2. Het magneetveld aan den aequator en in een diametraal kanaaltje evenwijdig aan de krachtlijnen . . . . .              | 71     |
| <br>                                                                                                                       |        |
| HOOFDSTUK VII. SAMENVATTING . . . . .                                                                                      | 75     |
| § 1. De verstoring van den suprageleidenden toestand door een magneetveld . . . . .                                        | 75     |
| § 2. S—N, T constant . . . . .                                                                                             | 77     |



|                                                                    | Bladz. |
|--------------------------------------------------------------------|--------|
| § 3. S—N, $H_0$ constant . . . . .                                 | 80     |
| § 4. De theorie van VON LAUE getoetst aan het experiment . . . . . | 81     |
| § 5. Het overgangsgebied . . . . .                                 | 82     |
| § 6. De overgang N—S . . . . .                                     | 83     |
| § 7. N—S, T constant. . . . .                                      | 84     |
| § 8. N—S, $H_0$ constant. . . . .                                  | 86     |

- 101
- 102
- 103
- 104
- 105
- 106
- 107
- 108
- 109
- 110

...

...

...

...

...

...

...

...

## STELLINGEN.



### I.

De in de literatuur algemeen voorkomende bewering als zouden de door Röntgen ontdekte X-stralen afkomstig zijn van kathodestrallen, die geremd worden op den glaswand, is onjuist.

### II.

De bewering van SMITS, dat de roodgekleurde phosphor slechts een fijnverdeelde violette modificatie is, moet als onjuist beschouwd worden.

A. SMITS. Die Theorie der Allotropie.

### III.

Alle metingen van de lichtabsorptie van ionenkristallen in het verre ultraviolet zijn zeer onnauwkeurig.

### IV.

De lithografische eigenschap van zink is uitsluitend een gevolg van de structuur van het metaal.

### V.

Hoewel een zeker verband tusschen den regel van SILSBEE en den invloed van de stroomsterkte op de overgangstemperatuur en op de drempelwaarde – respectievelijk kritieke veldsterkte – niet uitgesloten geacht mag worden, is toch van een quantitative overeenstemming geen sprake.

### VI.

Voor de contrôle van het vochtgehalte van hygroscopisch materiaal verdient de meting der dielectriciteitsconstante de voorkeur boven de vochtbepaling met behulp van den materiaalhygrometer of met de droogstoof-methode.

THE HISTORY OF THE UNITED STATES

CHAPTER I

THE EARLY HISTORY OF THE UNITED STATES

THE DISCOVERY OF AMERICA

THE EARLY SETTLEMENTS

THE STRUGGLE FOR INDEPENDENCE

THE CONSTITUTION

THE UNION

## VII.

Indien de diameter van MATTHIAS het best wordt voorgesteld door een 3e graadsvergelijking, ware na te gaan, of de constanten dezer vergelijking niet het best te berekenen waren onafhankelijk van den oorspronkelijken rechtlijnigen diameter.

E. MATTHIAS et C. CROMMELIN

Suppl. No. 79 Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden.

## VIII.

De algemeene vergelijking, die RUTGERS afleidt voor de  $H_K-T$  kromme, geldt voor tin alleen, indien men voor  $T > \pm 2,8^\circ \text{K}$  substituert  $T_1 = 3,702^\circ \text{K}$  en voor  $T < \pm 2,8^\circ \text{K}$ ,  $T_1 = 3,606^\circ \text{K}$ .

A. J. RUTGERS, *Physica*, 's Grav. **3**, 999, 1936.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
540 EAST SOUTH EAST AVENUE  
CHICAGO, ILLINOIS 60607

W. J. BAKER

PH.D. THESIS

VIII

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
540 EAST SOUTH EAST AVENUE  
CHICAGO, ILLINOIS 60607

