

Universiteit Leiden



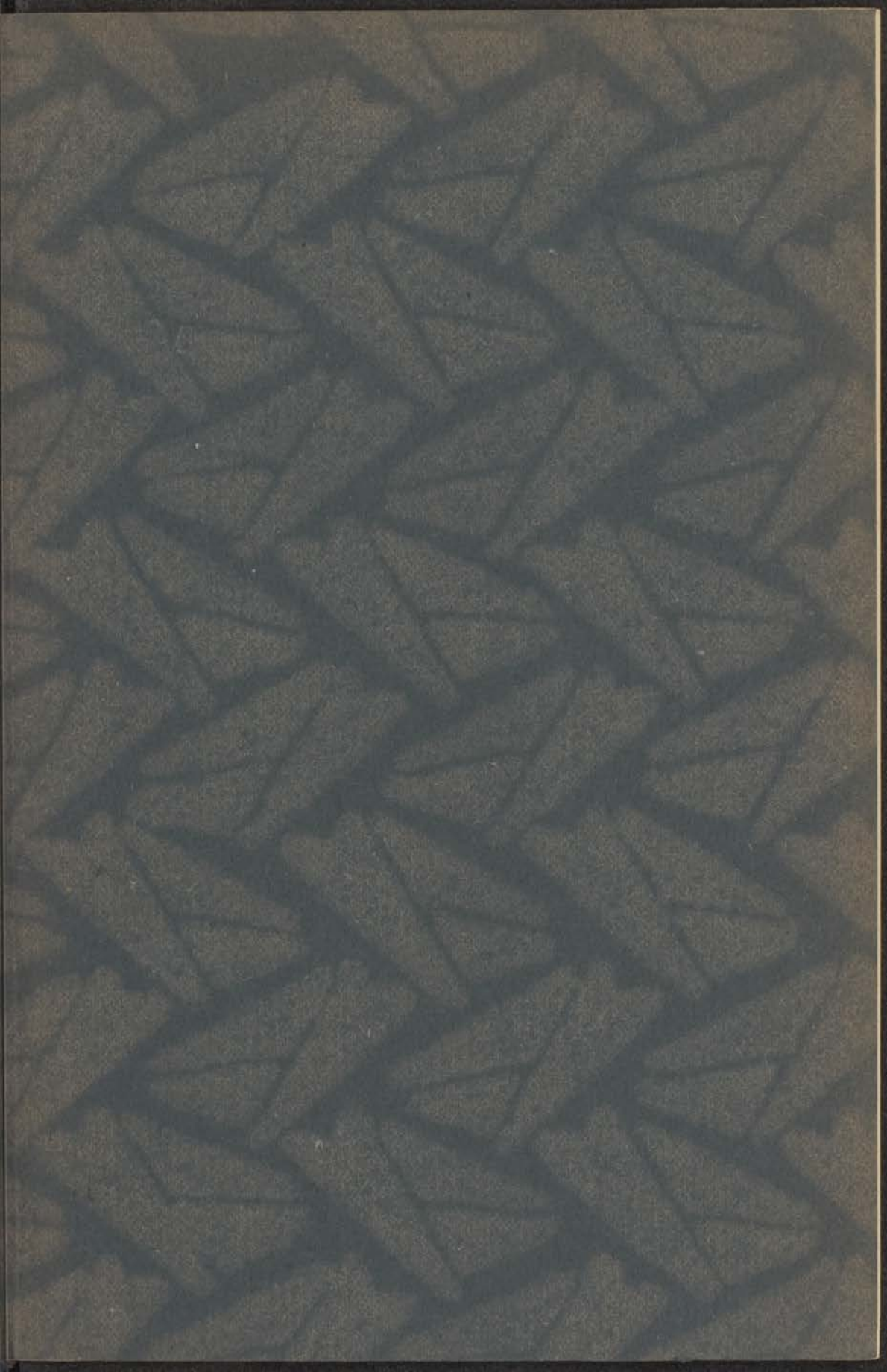
1 481 412 8

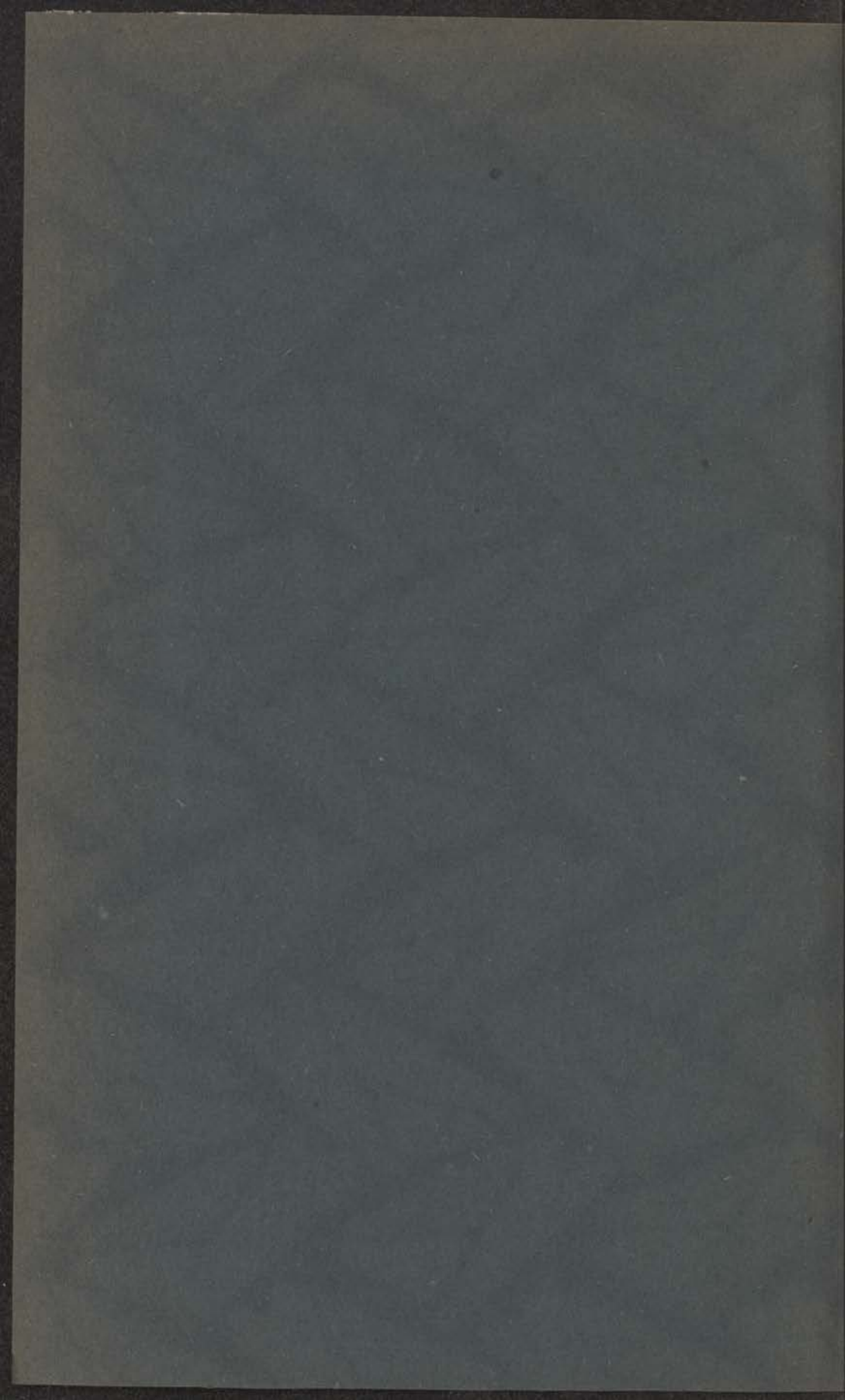
BIBLIOTHEEK
GORLAEIUS LABORATORIA

Postbus 9502

2300 RA LEIDEN

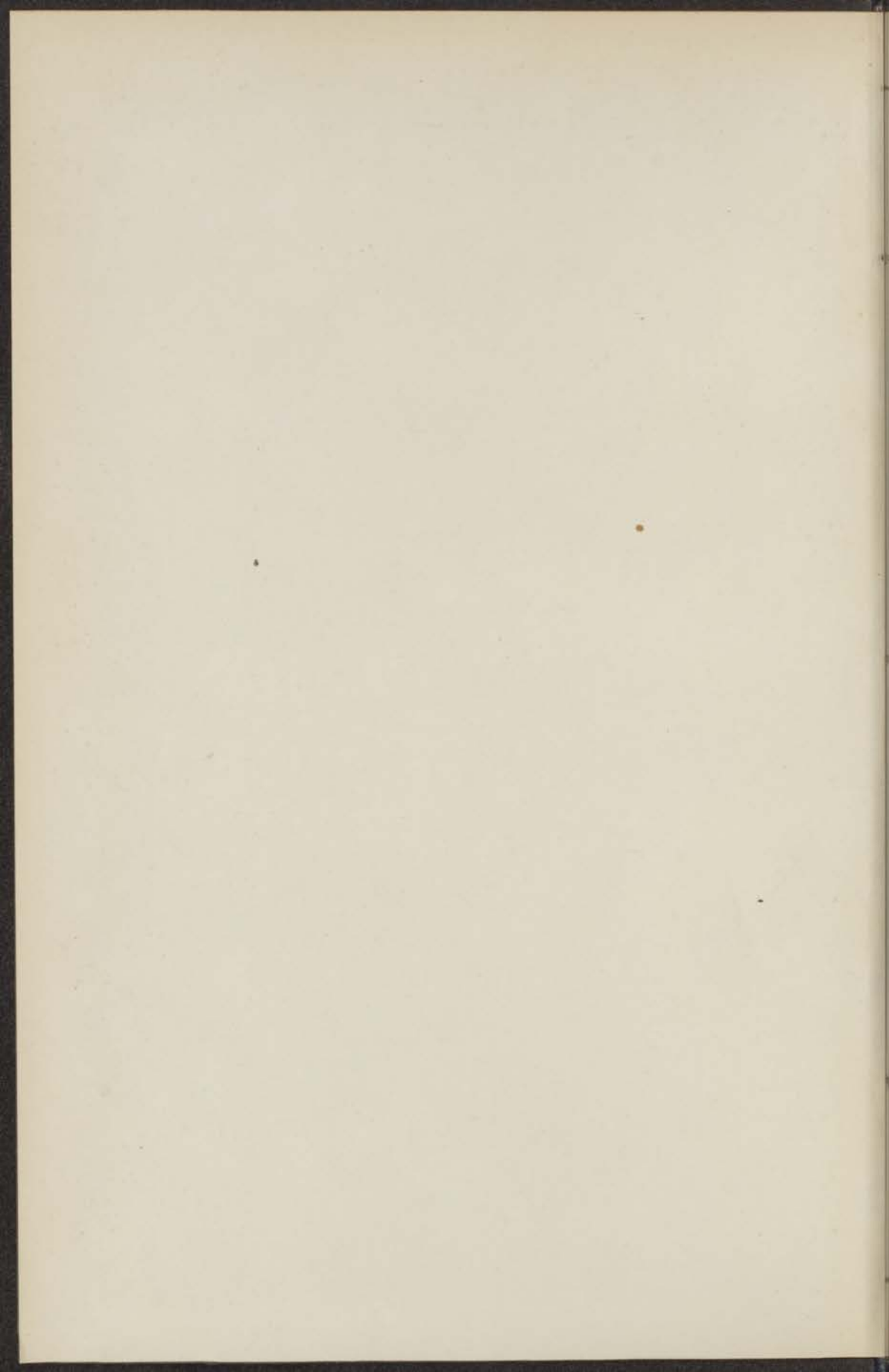
Tel.: 071 - 527 43 66 / 67







kast dissertatus





ONDERZOEKINGEN OVER DEN SUPRAGELEIDENDEN
TOESTAND VAN METALEN.



BOEK- EN STEENDRUKKERIJ EDUARD IJDO. - LEIDEN.

Onderzoekingen over den suprageleidenden toestand van metalen.

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN
GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE LEIDEN, OP GEZAG
VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS Dr. W. DE SITTER,
HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN
NATUURKUNDE, VOOR DE FACULTEIT TE
VERDEDIGEN OP DONDERDAG 24 JUNI 1926,
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR,

DOOR

GERARDUS JOHANNES SIZOO

GEBOREN TE WOERDEN.

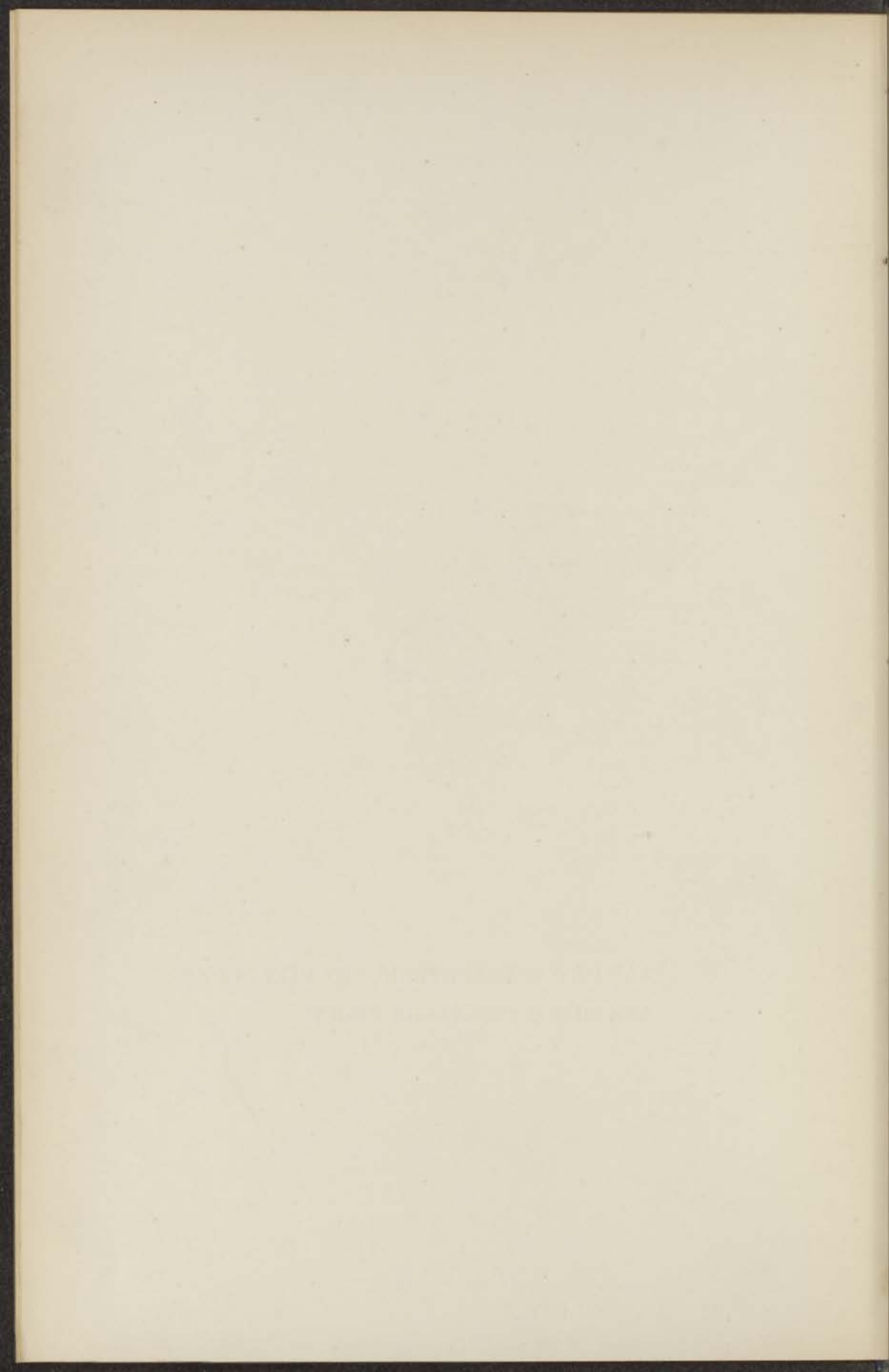






AAN DE NAGEDACHTENIS VAN MIJN OUDERS.

AAN MIJN AANSTAANDE VROUW.



Gaarne kwijt ik mij van den aangenamen taak, mijn hartelijken dank te betuigen aan allen, in het bijzonder aan U, Hooggeleerden en Lectoren der Wis- en Natuurkundige faculteit, die tot mijn wetenschappelijke opleiding hebben bijgedragen.

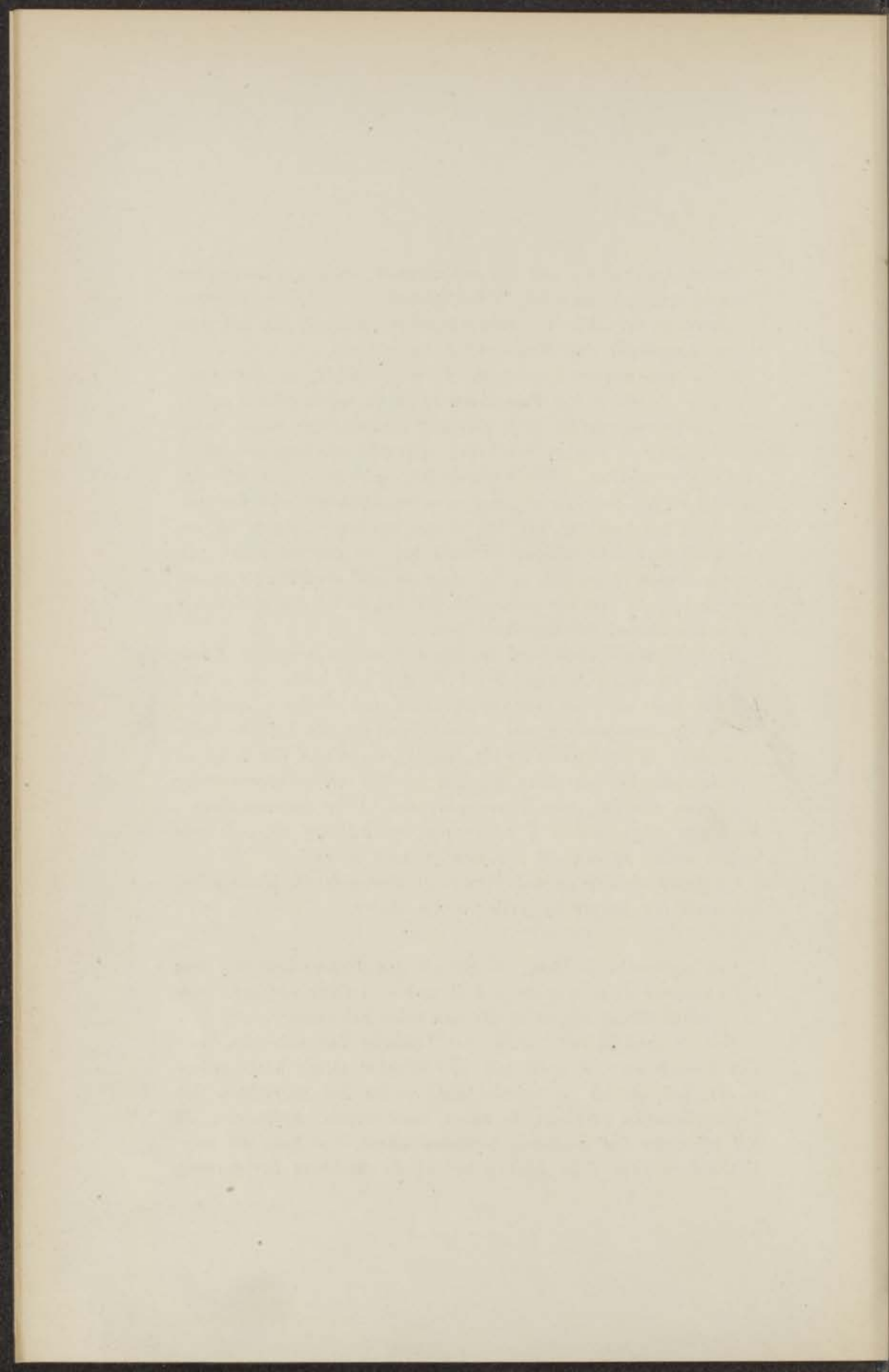
Tot diepen weemoed stemt daarbij de gedachte, dat deze dank niet meer bereiken kan hem, wien ze in de eerste plaats gelden moest, mijn onvergetelijken leermeester KAMERLINGH ONNES, onder wiens leiding ik van af het begin van mijn academische studie heb mogen werken. Zijn onverdroten optimisme, dat bij den „aanval op het onbekende” door geen moeilijkheden zich liet ontmoedigen, zal voor mij, als voor al zijn leerlingen, steeds tot een bezielend voorbeeld blijven. Ik acht het mij een voorrecht, zijn nagedachtenis te mogen eeren, door in dit proefschrift mededeeling te doen van een onderzoek, dat tot in het laatst van zijn leven zijn warme belangstelling had.

De tijd, dat ik onder Uw leiding heb mogen arbeiden, Hooggeleerde DE HAAS, Hooggeachte Promotor, was korter, maar zoowel voor mijn werk als voor mijn persoon niet minder vruchtbaar. Dat ik op deze periode met zooveel genoegen zal blijven terugzien, dank ik zeker niet in de laatste plaats aan Uw hulp en animeerende belangstelling bij het vinden en ontwarren der resultaten van het, met U verrichte deel dezer onderzoekingen. Zeer veel dank ben ik U bovendien verschuldigd voor de vele zorgen welke gij aan dit proefschrift hebt besteed.

Uw belangstelling en welwillendheid, Hooggeleerde KEESOM, zal ik steeds ten zeerste op prijs blijven stellen.

Den wetenschappelijken, zoowel als den technischen staf van het Cryogeen Laboratorium ben ik zeer veel dank verplicht voor de welwillendheid, die ik steeds van allen heb ondervonden.

Van de „solidariteit” welke het Leidsche Laboratorium, naar den wensch en den geest van zijn stichter steeds heeft gekenmerkt, heb ik, bij de velelei hulp welke het verrichten van heliummetingen vereischt, in hooge mate mogen profiteeren. In het bijzonder Uw zeldzame bereidwilligheid, Uw hulp en voorlichting, geachte FLIM, blijven bij mij in dankbare herinnering.



INHOUD.

Inleiding	Blz. 1
---------------------	--------

HOOFDSTUK I.

Invloed van elastische deformatie	10
A. op de thermische overgangslijn	12
1. Uitrekking	12
2. Samenpersing	15
B. op de magnetische overgangslijn.	22
Samenpersing	22

HOOFDSTUK II.

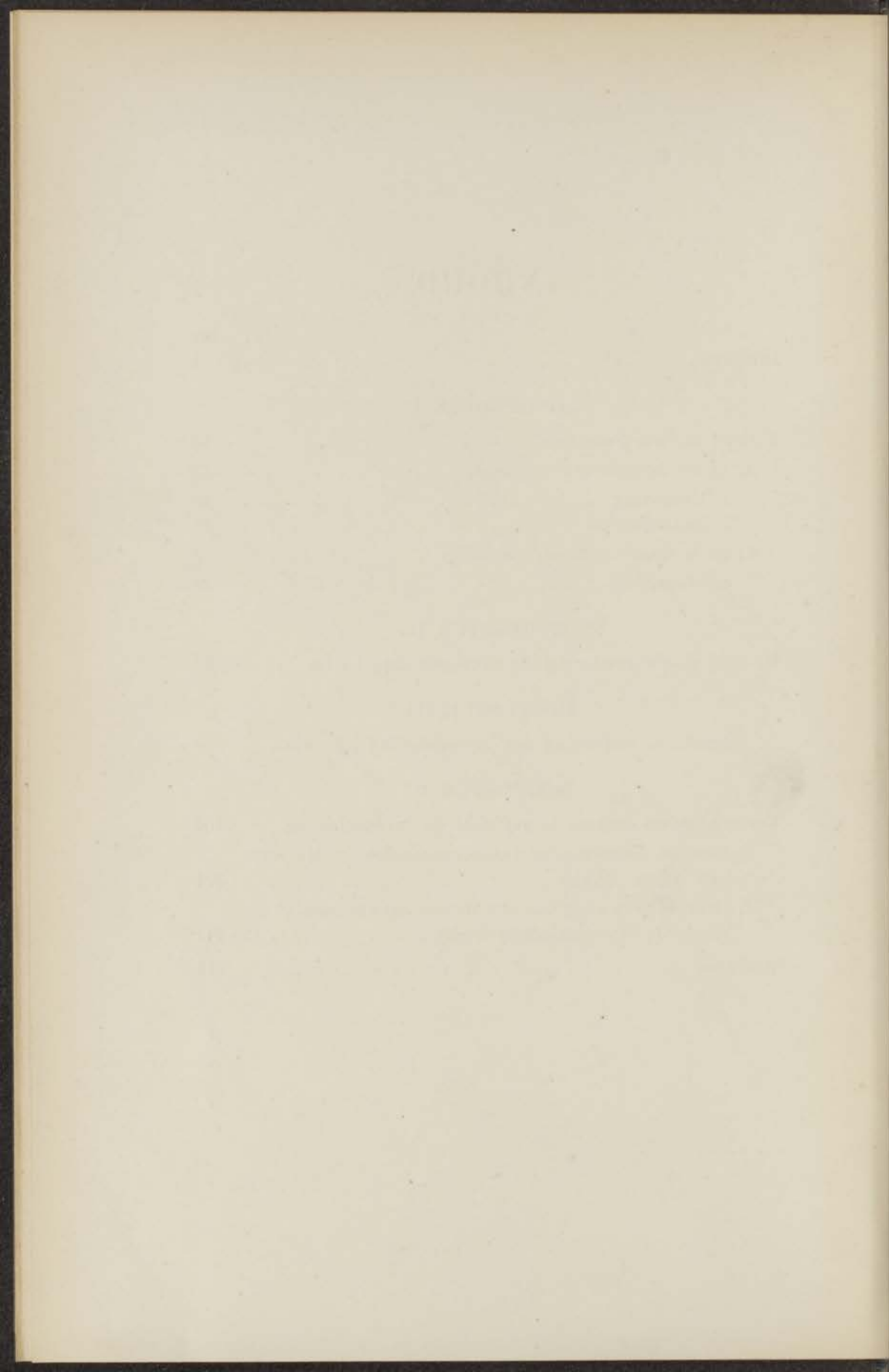
De magnetische verstoring der suprageleiding bij tin	34
--	----

HOOFDSTUK III.

De magnetische verstoring der suprageleiding bij kwik	54
---	----

HOOFDSTUK IV.

Verdere onderzoekingen betreffende de suprageleiding	104
I. Over de eigenschappen van suprageleiders in den vorm van dunne laagjes	104
II. Over de verdeeling van den stroom in twee parallel geschakelde suprageleidende draden	111
Stellingen	115



INLEIDING.

§ 1. De metalen indium, tin, kwik, thallium en lood vertoonen de eigenaardigheid, dat beneden een bepaalde temperatuur, welke voor elk dezer metalen verschillend is, hun elektrische weerstand geheel verdwijnt, of althans zoo gering wordt, dat hij met de gewone methoden van weerstandsmeting niet meer kan worden aangetoond. De toestand, waarin de metalen zich beneden deze temperatuur bevinden, werd door KAMERLINGH ONNES, toen het verschijnsel in 1911 voor het eerst bij kwik ontdekt werd, den *suprageleidenden toestand* genoemd¹⁾. Onderzoekt men den weerstand van een draad, vervaardigd uit één der genoemde metalen, welke ter onderscheiding met andere metalen als *suprageleiders* worden aangeduid, bij steeds lagere temperaturen, dan kan men daarbij drie opeenvolgende fasen onderscheiden. In de eerste gedraagt het metaal zich als ieder ander metaal en zijn weerstandskromme is geheel analoog aan die van de andere metalen. In de tweede, de overgangsfase, welke bij elken suprageleider bij een bepaalde temperatuur begint, neemt de potentiaal aan de uit-

¹⁾ Een samenvatting van de experimenteele kennis omtrent den suprageleidenden toestand der metalen tot Juni 1924, is vervat in het proefschrift van W. TUYN, Weerstandsmetingen in vloeibaar helium, Leiden 1924. Wij vermelden in deze paragraaf slechts de voornaamste feiten. Van den inhoud van genoemd proefschrift, alsmede van eenige door TUYN ingevoerde experimenteele hulpmiddelen (magneetklossen e.a.) is door ons een dankbaar gebruik gemaakt. De onderzoekingen over de suprageleiding zijn alle gepubliceerd in de „Verslagen van de Gewone Vergadering der Wis- en Natuurkundige Afdeling der Kon. Akad. van Wetenschappen te Amsterdam” en in de „Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden”. In dit proefschrift zal alleen naar de laatste, welke als Leiden Comm. worden geciteerd, verwezen worden.

De inhoud van dit proefschrift is medegedeeld in de Verslagen van 27 Juni 1925, 31 October 1925, 28 November 1925, 19 December 1925 en 29 Mei 1926, en zal nog worden gepubliceerd in Leiden Comm. N^o. 180.

einden van den, door een electrischen stroom doorloopen, draad plotseling zeer sterk met de temperatuur af, maar blijft nog meetbaar. In de derde, de eigenlijke suprageleidende phase, is de potentiaal beneden den grens der meetbaarheid gedaald.

In de overgangsphase blijkt het potentiaalverschil niet meer evenredig met de stroomsterkte te zijn. De wet van OHM geldt hier dus niet meer. Ter wille der eenvoudigheid wordt echter ook hier de uitdrukking „weerstand” behouden, waaronder dan te verstaan is het quotient van potentiaalverschil en stroomsterkte.

Aan de kromme, welke in het overgangsgebied den weerstand voorstelt als functie van de temperatuur, kennen wij den naam „*thermische overgangslijn*” toe. De gedaante van deze overgangslijn hangt, blijkens hetgeen is opgemerkt, af van de stroomsterkte, waarmede de weerstand wordt bepaald. Naarmate deze geringer is, heeft de kromme een steiler verloop. Bij zeer geringe stroomsterkten speelt het verdwijnen van den weerstand zich af in een overgangsgebied van slechts eenige honderdsten van een graad, zoodat, in dit geval, tennaastenbij gesproken kan worden van een bepaalde temperatuur, waarbij een metaal suprageleidend wordt. Voor deze temperatuur is door KAMERLINGH ONNES de naam „*sprongpunt*” ingevoerd. De sprongpunten der suprageleiders liggen resp. voor indium bij $3^{\circ}.4$ K., voor tin bij $3^{\circ}.74$ K., voor kwik bij $4^{\circ}.17$ K., voor thallium bij $2^{\circ}.5$ K., en voor lood bij $7^{\circ}.2$ K.

Is door voldoende verlagen van de temperatuur de suprageleidende toestand ingetreden, dan kan op twee wijzen de weerstand weer worden teruggebracht. In de eerste plaats door voldoende verhoogen van de *stroomsterkte*, in de tweede plaats door het aanbrengen van een voldoende sterk *magnetisch veld*.

Bij elke temperatuur beneden het sprongpunt blijkt er nl. een bepaalde waarde van de stroomsterkte, en een bepaalde waarde van het magnetisch veld te zijn, waarbij weer een meetbaar potentiaalverschil aan de uiteinden van den draad begint op te treden. Deze waarden zijn des te hooger naarmate de temperatuur verder beneden het sprongpunt is. De verstoring der suprageleiding door stroomen is, om experimenteele redenen, moeilijk in details na te gaan. Bij de verstoring door magnetische velden, die hier en in het vervolg als *magnetische verstoring* zal worden

aangeduid, is het mogelijk den terugkeer van den weerstand zoodanig te vervolgen, dat deze in een veldsterkte-weerstand diagram door een kromme kan worden voorgesteld. Aan een dergelijke kromme zullen wij den naam „magnetische overgangslijn” toekennen. De hieraan beantwoordende toestand van het metaal noemen wij de „magnetische overgangsphase”. Het eind van deze overgangsphase is bereikt, wanneer de weerstand de waarde heeft aangenomen, welke men verkrijgt door de weerstand-temperatuur kromme van het metaal boven het sprongpunt, zonder magnetisch veld, te extrapoleeren tot aan de temperatuur waarbij gemeten wordt ¹⁾. Is deze waarde bereikt, dan gedraagt het metaal zich, zoolang het magnetische veld aanwezig blijft, weer als een gewone geleider, waarvoor de wet van OHM geldt en het Hall-effect aanwezig is ²⁾.

Onder „magnetische drempelwaarde” werd door KAMERLINGH ONNES oorspronkelijk verstaan, de waarde van het magnetische veld, waarbij het eerste meetbare potentiaalverschil optrad, m.a.w. het is de veldwaarde, waarbij de magnetische overgangslijn de as der veldsterkten snijdt. Dit snijpunt nauwkeurig te bepalen is zeer moeilijk, daar de raaklijn aan de overgangslijn hier waarschijnlijk horizontaal loopt en in elk geval het juiste verloop der overgangslijn hier moeilijk nauwkeurig is vast te leggen ³⁾. Daarom is later door TUYN en KAMERLINGH ONNES ⁴⁾ de magnetische drempelwaarde gedefinieerd als de waarde van het veld, waarbij de weerstand is teruggekeerd tot de helft van zijn eindbedrag bij de gegeven temperatuur. Blijkens de metingen van TUYN en KAMERLINGH ONNES ⁴⁾ kan deze waarde voor tin, in afhankelijkheid van de temperatuur, worden voorgesteld door de formule $H_{1/2} = h (T_s^2 - T^2)$, waarbij T_s het sprongpunt van tin ($3^\circ.74$ K.) voorstelt en $h = 20.1$.

¹⁾ Dit proefschrift, p. 69.

²⁾ Leiden Comm. N^o. 142b.

³⁾ Neemt men, zooals gewoonlijk gedaan wordt, aan, dat ook in den supra-geleidenden toestand nog een uiterst geringe weerstand aanwezig is, dan zullen de thermische zoowel als de magnetische overgangslijnen, indien de overgang althans niet discontinu geschiedt asymptotisch tot de as der temperaturen resp. der veldsterkten naderen.

⁴⁾ Leiden Comm. N^o. 174a.

De genoemde metingen maken het verder waarschijnlijk, dat de twee wijzen waarop de suprageleiding kan worden verstoord, niet onafhankelijk zijn. Niet de hooge stroomsterkte zelf, maar het magnetische veld, dat den stroom begeleidt, schijnt als oorzaak de verstoring der suprageleiding te moeten worden aangemerkt. Verstoring door verhooging van stroomsterkte, zal nl. dan optreden, wanneer het eigen magneetveld van den stroom juist de waarde van het magnetische drempelveld heeft bereikt. Deze veronderstelling, door SILSBEE het eerst uitgesproken, wordt in hoofdzaak door de metingen van TUYN en KAMERLINGH ONNES bevestigd.

§ 2. In de theorieën over de electriciteitsgeleiding, kan men in hoofdzaak twee principieel verschillende opvattingen onderscheiden. Volgens de eerste is de geleiding te danken aan de aanwezigheid van vrije electronen, welke als de moleculen van een gas zich tusschen de atomen bewegen. Volgens de tweede komt de geleiding tot stand door electronen, welke zich van atoom tot atoom voortbewegen¹⁾.

De eerste opvatting ligt ten grondslag aan de oudere theorieën van RIECKE, DRUDE, LORENTZ e. a. Volgens deze theorieën wordt de beweging der electronen slechts belemmerd door de botsingen der electronen tegen de atomen (LORENTZ) en, bij sommige auteurs, ook door de electronen onderling (DEBYE, BOHR).

Aan de electronen wordt een kinetische energie toegekend, welke gelijk is aan die van een gasmolecuul bij dezelfde temperatuur.

Het mooiste resultaat, dat deze theorieën hebben opgeleverd, is wel geweest de afleiding van de wet van WIEDEMANN—FRANZ, volgens welke de verhouding tusschen het geleidingsvermogen voor warmte en electriciteit een universeele constante moet zijn. De verdere consequenties, welke uit de theorie getrokken kunnen worden, bleken echter in vele opzichten met de experimenteele

¹⁾ Een samenvattend overzicht over de verschillende theorieën der electriciteitsgeleiding vindt men bij E. SEELIGER, Enc. d. Math. Wiss. Band V, 2 teil. Zie ook: W. MEISSNER, Jahrb. d. Rad. und Elektronik 12, 229, 1920 en C. A. CROMMELIN, Gedenkboek Kamerlingh Onnes, II, p. 400.

gegevens in strijd. We herinneren slechts aan het Hall-effect, dat zowel positief als negatief kan zijn, en aan het feit dat bij het smelten van een metaal het geleidingsvermogen continu, de thermo-electrische effecten daarentegen discontinu veranderen, hoewel het eerste zowel als de laatste, volgens de theorie, direct samenhangen met de concentratie der electronen.

Niet minder ernstige bezwaren kunnen tegen de grondvoorstelling der vrije electronen zelf worden aangevoerd. Geeft men zich nl. rekenschap van de grootte der afstanden tusschen de atomen en van de krachten, welke de electronen van elkaar en van de atomen ondervinden, dan blijkt van de „vrijheid” der electronen vrijwel niets over te blijven. Voor het eerst is dit waarschijnlijk overtuigend aangetoond door VAN EVERDINGEN¹⁾, welke bewees, dat de potentieele energie der electronen ten opzichte van de electriche velden waarin zij zich bewegen, verre overweegt op de kinetische energie der warmtebeweging²⁾.

Op grond van dergelijke overwegingen is later door HABER³⁾, STARK⁴⁾, LINDEMANN⁵⁾ en BORELIUS⁶⁾ de opvatting verdedigd, dat de electronen een vast electrontralie zouden vormen, dat zich bij de electriciteitsgeleiding tusschen het atoomtralie voortbeweegt.

Ook deze voorstelling moet echter, behalve wegens theoretische bezwaren, op grond der experimenten verworpen worden. Het bleek nl. dat de uitkomsten van het röntgen-spectrographisch onderzoek van lithium, met de veronderstelling, dat de valentie electronen een vast tralie zouden vormen, niet in overeenstemming te brengen zijn⁷⁾.

¹⁾ E. VAN EVERDINGEN Jr., Arch. Neerland, S. II. T. VI, 302, 1901. Leiden Comm. N^o. 72.

²⁾ Vgl. ook W. MEISSNER, loc. cit. p. 263 en A. FRENKEL, Zeitschr. f. Phys. 29, 214, 1924.

³⁾ F. HABER, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 1117, 1911.

⁴⁾ J. STARK, Jahrb. d. Rad. und Elektronik 9, 188, 1912.

⁵⁾ F. A. LINDEMANN, Phil. Mag. 29, 127, 1915.

⁶⁾ G. BORELIUS, Ann. d. Phys. 57, 231, 1918; 58, 489, 1919.

⁷⁾ J. M. BLJVOET en A. KARSSSEN, Konink. Akad. v. Wetensch. Amsterdam 29, 1208, 1921. Hun resultaten zijn in overeenstemming met, niet gepubliceerde, metingen van DEBYE (vgl. F. HABER, Berl. Ber., 1919, p. 1009. Nachtrag).

Een andere uitweg uit de moeilijkheden wordt gegeven door de, boven reeds vermelde, voorstelling, dat de electronen zich van atoom tot atoom voortbewegen. Dit denkbeeld is w.s. eveneens voor het eerst door VAN EVERDINGEN uitgesproken ¹⁾. Later is het opnieuw geformuleerd door DE HAAS ²⁾, op grond van proeven over de weerstandsverandering van antimoon kristallen in een magnetisch veld. Bij deze proeven, welke later door HEAPS ³⁾ zijn herhaald en bevestigd, bleek nl. dat de relatieve weerstandsverandering in eerste benadering onafhankelijk is van de hoek tusschen de richtingen van den stroom en het magnetische veld, iets wat met het denkbeeld van een stroom van vrije electronen niet in overeenstemming te brengen is.

De genoemde voorstelling, nl. die der beweging van de electronen van atoom tot atoom, ligt ten grondslag aan de latere theorieën van HABER ⁴⁾ en aan die van BENEDICKS ⁵⁾, BRIDGMAN ⁶⁾, HÖHENDAHL ⁷⁾ en FRENKEL ⁸⁾. In de beide laatste wordt aan de voorstelling een meer concreten vorm gegeven, door aan te nemen, dat de valentie-electronen, welke tevens de geleidings-electronen zijn, zich van atoom tot atoom voortbewegen in banen, welke als een aaneenschakeling van de buitenste banen van BOHR, der naburige atomen, kunnen worden beschouwd.

Wat nu de suprageleiding betreft, deze vormde voor de oudere electronentheorie een onoverkomenlijke hinderpaal. In de eerste plaats zouden de vrije weglengten, welke de electronen in een suprageleidenden draad moesten bezitten, om het abnormaal hooge geleidingsvermogen te leveren, vele duizenden malen grooter moeten zijn, dan de diameter en de lengte van den draad. Bovendien bleek, dat in een omhulsel van suprageleidend materiaal, met een kern van een ander, niet-suprageleidend, metaal, de

¹⁾ Leiden Comm. N°. 72, p. 8.

²⁾ W. J. DE HAAS, Konink. Akad. v. Wetensch. Amsterdam, 16, 1110, 1914.

³⁾ C. W. HEAPS, Phys. Rev. 19, 7, 1922.

⁴⁾ F. HABER, Berl. Ber. 1919, p. 990.

⁵⁾ C. BENEDICKS, Jahrb. d. Rad. und Elektronik 13, 351, 1916; 14, 471, 1917.

⁶⁾ P. W. BRIDGMAN, Proc. Nat. Ac. Am. 3, 10, 1917. Phys. Rev. 9, 269, 1917; 17, 163, 1921; 19, 114, 1922.

⁷⁾ K. HÖHENDAHL, Phil. Mag. 48, 349, 1924.

⁸⁾ A. FRENKEL, Zeitschr. f. Phys. 29, 214, 1924.

suprageleiding normaal kan optreden ¹⁾. Berustte de suprageleiding nu op vrije electronen, dan zouden deze zeker in den loop van den tijd in den kern moeten indringen en daar hun energie verliezen. Het systeem zou dan niet suprageleidend zijn.

Van de moderne opvatting der electriciteitsgeleiding mag met meer recht verwacht worden, dat ze op den duur in staat zal blijken, de verschijnselen der suprageleiding te verklaren. Men kan zich voorstellen, dat bij zeer lage temperaturen, als de warmtebeweging der atomen zeer gering is geworden, onder bepaalde omstandigheden, de mogelijkheid zich voordoet, dat geheele reeksen van atomen, door hun valentie-electronen, welke zich met groote snelheden voortdurend van atoom tot atoom voortbewegen, tot volkomen geleidende atoomketens worden verbonden ²⁾.

Welke deze bijzondere omstandigheden, waardoor de suprageleiders zich van andere metalen onderscheiden, zijn, valt voorloopig nog niet aan te geven. Er is echter reden om te veronderstellen, dat een relatief groote afstand tusschen de atomen en geringe krachten, waardoor de atomen naar hun evenwichtsstand worden getrokken, als gunstige factoren moeten worden beschouwd ³⁾.

§ 3. Zoolang voor den suprageleidenden toestand nog niet een einigermate bevredigende theoretische verklaring is gegeven, welke als richtsnoer bij verder onderzoek kan dienen, schijnt het gewenscht te trachten, door verandering der uitwendige omstandigheden de factoren, die bij het tot stand komen van het verschijnsel in het spel zijn op te sporen. Deze overweging gaf aanleiding tot het instellen van een onderzoek naar den invloed, die elastische deformatie op het tot stand komen, resp. op de verstoring van de suprageleiding uitoefent.

De resultaten van dit onderzoek worden medegedeeld in hoofd-

¹⁾ Leiden Comm. Suppl. N^o. 44, p. 47.

²⁾ Vgl. A. EINSTEIN, Gedenkboek KAMERLINGH ONNES II, p. 429 en H. KAMERLINGH ONNES, Rapport sur de nouvelles expériences avec les supraconducteurs, aangeboden aan het IVde Solvay-Congres, Brussel, 1924. Leiden Comm. Suppl. N^o. 50, p. 26.

³⁾ Vgl. dit proefschrift, p. 26.

stuk I van dit proefschrift. Ze kunnen in hoofdzaak aldus worden samengevat:

De thermische overgangslijnen worden door samenpersing van het metaal verplaatst naar de zijde der lage, door uitrekking naar die der hooge temperaturen. De magnetische overgangslijnen worden door samenpersing verplaatst naar de zijde der lage magneetvelden.

Tevens kwam echter tijdens deze metingen een geheel onverwacht verschijnsel aan den dag, waardoor aan het onderzoek een nieuwe wending werd gegeven. Het bleek nl., dat de *magnetische overgangslijnen*, bij toenemend en afnemend magneetveld gemeten, niet, zooals tot nu toe verondersteld was, samenvallen, maar *een hysteresisfiguur* vormen, van een eigenaardige gedaante.

Door deze ontdekking werd het gewenscht het onderhavige onderzoek, naar den invloed van elastische deformatie, voorloopig te staken, om gelegenheid te vinden de bijzonderheden der magnetische verstoring der suprageleiding nader te onderzoeken.

In de hoofdstukken II en III worden de resultaten van dit onderzoek, resp. voor tin en kwik, medegedeeld.

Zowel bij tin als bij kwik werd het gevonden hysteresisverschijnsel bevestigd. Bovendien werden, vooral bij kwik, *in de magnetische overgangslijnen scherpe discontinuïteiten waargenomen.*

Het geheel der resultaten leidde ons er toe, deze discontinuïteiten toe te schrijven aan de aanwezigheid van stukjes één-kristal in de onderzochte tin- en kwikdraden. Enkele voorloopige metingen met één-kristaldraden van tin bevestigden het vermoeden dat de vorm der hysteresisfiguur afhankelijk is van den kristallisatietoestand. Nadere metingen, met zorgvuldig vervaardigde één-kristaldraden, waarvan de orientatie der kristallas ten opzichte van de lengterichting van den draad bekend is, zullen de gegeven veronderstellingen nader moeten bevestigen.

In hoofdstuk IV worden tenslotte nog medegedeeld de resultaten van een onderzoek naar de eigenschappen van supra-geleiders in den vorm van dunne laagjes en van een enkele meting over de stroomverdeling in parallel geschakelde supra-geleiders. Aan de resultaten van dit zeer voorloopige onderzoek, nl. dat de laagjes een lager sprongpunt bezitten dan gewone

draden en, in tegenstelling met de verwachting van SILSBEE, een normale stroomdrempelwaarde bezitten, wenschen wij wegens de eigenaardige structuur welke de verstoven metaallaagjes vertoonen, voorloopig geen groote waarde toe te kennen.

De meting over de stroomverdeling leverde geen nieuwe gezichtspunten op, doch vormt een mooie en instructieve bevestiging van de stelling, dat het aantal magnetische krachtlijnen, dat door een gesloten suprageleider omvat wordt, onveranderlijk is.

§ 4. Het komt ons voor, dat de belangrijkste conclusie met betrekking tot het beeld der suprageleiding, welke uit de, in dit proefschrift vermelde resultaten, getrokken kan worden, deze is, dat er een nauwe samenhang bestaat tusschen de eigenschappen van den suprageleidenden toestand en den kristallisatietoestand van het materiaal. De hysteresisverschijnselen bij de magnetische verstoring doen vermoeden, dat deze verstoring gevolg is van een atomair-oriënteerende werking van het veld.

De aard van den samenhang tusschen kristalstructuur en suprageleiding zal door nauwkeurige metingen met zorgvuldig vervaardigde één-kristaldraden moeten worden opgehelderd. Men begrijpt, dat het ons spijt nog niet in de gelegenheid geweest te zijn, deze metingen, waarvoor de voorbereidingen reeds getroffen zijn, te verrichten. Het feit, dat de verschijnselen der suprageleiding slechts optreden bij temperaturen, welke met vloeibaar helium kunnen worden verkregen, maakt, dat het onderzoek slechts langzaam vordert, temeer daar, behalve de suprageleiding, nog zooveel andere physische verschijnselen bij heliumtemperaturen dienen te worden onderzocht.

HOOFDSTUK I.

INVLOED VAN ELASTISCHE DEFORMATIE.

§ 1. *Inleiding.*

Door onderzoekingen omtrent den invloed van druk en uitrekking op de electriche geleidbaarheid der metalen¹⁾, is gebleken, dat bij verreweg de meeste metalen de specifieke weerstand afneemt bij samenpersing en toeneemt bij uitrekking. Eveneens is door metingen over den weerstand van één-kristal draden²⁾, met verschillende orientatie der kristal-as ten opzichte van de lengterichting van den draad, aangetoond, dat in het algemeen een groote afstand tusschen de atomen ongunstig, een kleine daarentegen gunstig is voor de electriche geleiding.

Op grond hiervan zou men kunnen veronderstellen, dat het mogelijk zou zijn in een suprageleidend metaal door uitrekking den weerstand weer terug te brengen, resp. door samenpersing het optreden der suprageleiding te bevorderen.

Door deze en dergelijke overwegingen werden wij er toe geleid een onderzoek in te stellen naar den invloed van elastische deformatie op den suprageleidenden toestand der metalen.

Het resultaat van een eerste proef, waarbij de invloed van elastische uitrekking op het optreden der suprageleiding in een

¹⁾ In het bijzonder die van P. W. BRIDGMAN, gepubliceerd in een reeks mededeelingen in de Proc. of the Am. Ac. of Arts and Sc. Zie vooral 52, 573, 1917 en 56, 61, 1921. Merkwaardig is dat de suprageleiders *In*, *Su*, *Hg*, *Tl*, *Pb*, en ook het twijfelachtige *Cd* zich onderscheiden door abnormaal groote drukcoëfficiënten van den specifiekken weerstand en door, in vergelijking met de andere metalen, groote toename van deze coëfficiënten met de temperatuur, tusschen 0° en 100° C.

²⁾ E. GRÜNEISEN en E. GOENS, Phys. ZS. 24, 506, 1923.

P. W. BRIDGMAN, Proc. Am. Ac. of Arts and Sc. 60, 306, 1925.

tindraad werd nagegaan, was verrassend. Bleek namelijk vlak boven het sprongpunt de weerstand met uitrekking nog eenigszins toe te nemen, in het overgangsgebied was het omgekeerde het geval, m.a.w. *uitrekking bleek een gunstige factor voor het optreden der suprageleiding.*

Vanzelf rees daarna de gedachte, dat dus samenpersing het tegenovergestelde effect zou moeten hebben. Inderdaad bleek zowel bij tin als bij indium, door samenpersing van het metaal de weerstand in het overgangsgebied toe te nemen, waardoor de overgangslijn naar de zijde der lage temperaturen werd verplaatst.

Uit deze resultaten mocht, in tegenstelling met de bovengenoemde veronderstelling, worden afgeleid:

de thermische verstoring der suprageleiding wordt door een relatief kleine afstand tusschen de atomen bevorderd, daarentegen door een relatief groote afstand tegengehouden.

Thans ook den invloed van elastische deformatie op de magnetische verstoring te onderzoeken lag voor de hand. Volgens de reeds in de inleiding vermelde formule $H_{1/2} = h(T_s^2 - T^2)$, zou er een vast verband bestaan tusschen de magnetische drempelwaarde $H_{1/2}$, de temperatuur T , en het sprongpunt T_s van het metaal. Aannemend dat de constante h onafhankelijk zou zijn van de uitwendige omstandigheden als druk en spanning, zou een verplaatsing ΔT_s van het sprongpunt een verandering in de magnetische drempelwaarde teweeg moeten brengen: $\Delta H_{1/2} = 2hT_s \Delta T_s$, welke onafhankelijk zou zijn van de temperatuur en dus van de magnetische drempelwaarde zelf.

Een eerste proef, waarbij de magnetische overgangslijn voor tin onder verschillende drukken werd bepaald, gaf inderdaad een verschuiving, die, wat teeken en orde van grootte betreft, overeenstemt met de uit bovenstaande formule berekende.

Tevens bleek echter, zooals reeds in de Inleiding is opgemerkt, dat de magnetische overgangsfiguur minder eenvoudig was, dan tot nu toe was verondersteld, doch als een hysteresisfiguur moet worden opgevat. Hierdoor werd het noodzakelijk het onderhavige onderzoek, naar den invloed van elastische deformatie op de suprageleiding voorloopig te staken, en eerst nadere gegevens te verzamelen over den aard van het hierbij gevonden verschijnsel, dat tot nog toe aan de aandacht ontsnapt was.

A. Invloed van elastische deformatie op de thermische overgangslijn.

1. *Uitrekking.*

§ 2. *Inrichting der proef.*

In een glazen buis *D* (zie fig. 1) met een diameter van 10 mm wordt een tindraad *A* verticaal uitgespannen tusschen twee tinblokjes *B* en *C*. Het eerste heeft een cirkelvormige insnijding, waarin de onder-rand van de buis *D* juist past. Het tweede wordt geschroefd in een koperen busje, dat aan de glazen buis *E* is bevestigd. Het glas werd daartoe op de gebruikelijke wijze eerst geplatineerd, daarna verkoperd, waarna het busje er aan werd gesoldeerd. De buis *E* hangt door middel van een dergelijk busje aan de spiraalveer *F*, welke gedragen wordt door een koperen stang. Deze laatste verlaat de buis *D* door een pakkingbusje, dat op het uiteinde daarvan is gelakt.

Door de veer te spannen kan de tindraad worden uitgerekt. De aangebrachte spanning wordt bepaald door de lengte der veer, welke tot dat doel van te voren is geijkt. De buis wordt nu in den kap van den heliumeryostaat gelakt, zoodanig dat het gedeelte dat de veer *F* bevat buiten den eryostaat uitsteekt en de draad *A* geheel door het vloeibare helium kan omsloten worden. Daartoe zijn ter hoogte van den draad in de buis nog eenige openingen aangebracht, waardoor het helium gemakkelijk binnen de buis kan komen.

De heliumcryostaat vindt men uitvoerig beschreven en afgebeeld in Leiden Comm. N^o. 124c. De temperaturen werden constant gehouden, door met behulp van een regelkraan de snelheid waarmede het verdamppte helium werd weggezogen zoodanig te regelen, dat de dampspanning volgens de aanwijzingen van een olie-differentiaal manometer, zoo goed mogelijk

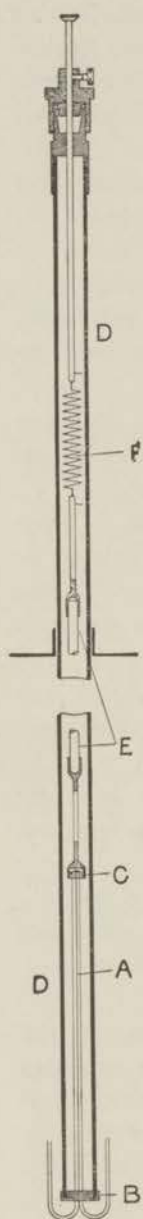


Fig. 1.

constant bleef. De dampdrukkingen werden met behulp van een kathetometer afgelezen op een gesloten kwikmanometer ¹⁾).

In aansluiting aan de in Leiden Comm. N^o. 167*a* door TUYN en KAMERLINGH ONNES ingevoerde methode, werden uit de dampdrukkingen de temperaturen afgeleid met behulp van de formule van Leiden Comm. N^o. 147*b*, p. 33:

$$\log. p_{\text{cm Hg}} = A + B \frac{1}{T} + C \frac{1}{T^2} + D \frac{1}{T^3}$$

waarin $A = 3.7290$, $B = -7.9780$, $C = -0.13628$, $D = 4.3634$. Daarbij werd gebruik gemaakt van een nauwkeurig geconstrueerde kromme, welke het verloop dezer formule in het gebruikte temperatuurgebied voorstelt.

Daar de aldus gevonden temperaturen dus slechts voorloopige waarden hebben, zijn ook steeds de dampdrukkingen opgegeven, zoodat wanneer door hernieuwde en nauwkeuriger metingen de dampspanningskromme van helium vollediger en met meerdere zekerheid zal zijn vastgelegd, de juiste temperaturen alsnog kunnen worden berekend.

De weerstandsmetingen zijn steeds verricht met behulp van een thermokrachtvrij compensatie-apparaat, volgens DIESELHORST, geleverd door O. WOLFF, door de potentiaal aan de uiteinden van den onbekenden weerstand te vergelijken met dien aan een daarmee in serie geschakelden bekenden weerstand. Steeds werd gemeten bij beide, met elkaar overeenkomende stroomrichtingen in de ketens van compensatiebank en weerstanden.

Reeds is opgemerkt, dat de gevonden potentialen steeds tot weerstanden zijn omgerekend, alsof ook in het overgangsgebied tusschen normale en suprageleiding de wet van OHM gold.

De voor de weerstandsmetingen noodige toevoerdraden zijn aan de tinschijfjes gesoldeerd. Twee ervan gaan met glazen buisjes geïsoleerd door boringen in de tinschijfjes (in de teekeningen zijn de buisjes eenvoudigheidshalve niet aangegeven).

De draad was vervaardigd (gespoten) uit tin „Kahlbaum”.

¹⁾ Aan allen, die deze aflezingen voor mij hebben verricht, betuig ik gaarne mijn hartelijken dank. Voor de in dit hoofdstuk vervatte metingen geldt dezen dank wel in het bijzonder de dames H. v. d. Horst en C. Roelofs.

§ 3. De metingen.

De eerste metingen werden gedaan op 28 Maart 1924. Daar reeds op 4 April daaraanvolgende een vollediger serie kon worden verricht, worden de resultaten der eerste hier niet medegedeeld. Ze waren echter voldoende om er uit af te leiden dat: *uitrekking van den tindraad aan het suprageleidend worden bevorderlijk was.*

Enkele malen werd n.l. geconstateerd, dat bij een temperatuur, beneden die waar de weerstand begint te verdwijnen, de weerstand van den draad in den gespannen toestand geringer was, dan in den ongespannen toestand.

$$20 \times 10^{-5} \Omega$$

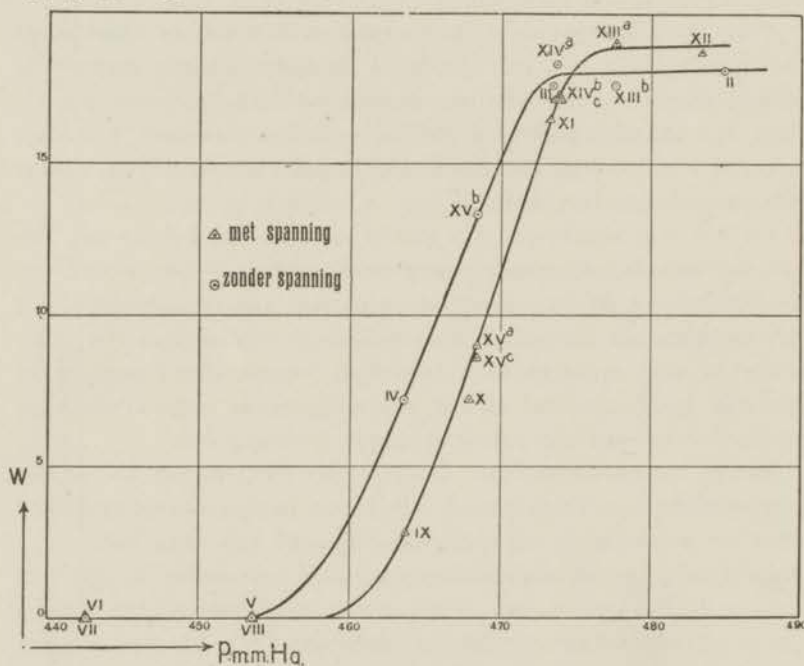


Fig. 2.

Op 4 April 1924 werd de meting herhaald met een nieuwen draad, van een lengte van 16.5 cm en een diameter van 0.30 mm. De weerstand hiervan bedroeg bij „kamertemperatuur” 0.30Ω . De resultaten dezer meting zijn vervat in tabel I en worden voorgesteld door fig. 2.

De weerstandsmetingen geschieden in de volgorde, als door de Romeinsche cijfers aangegeven. Die welke aangeduid worden door II, III, IV, V, VI vormen een „sprongpuntsbepaling” van den ongespannen draad; de door VII, VIII, IX, X, XI, XII aangeduide een dergelijke bepaling voor den gespannen draad. De spanning bedroeg daarbij 197 gram, d. i. 2.52 kg/mm^2 .

Daarna werd bij eenige temperaturen de draad afwisselend ontspannen en gespannen en telkens de weerstand gemeten (XIII^b en XIII^a, XIV^a en XIV^b en c, XV^b en XV^a en c).

Bij de meting XV bleef tijdens het spannen en ontspannen de stroom doorgaan en werd de galvanometer waargenomen. Geconstateerd werd dat deze ongeveer 8 mm verliep, en wel bij het spannen in de richting die beantwoordde aan het kleiner worden van den weerstand, bij het ontspannen in tegengestelde richting.

Duidelijk is uit fig. 2 te zien, hoe de overgangslijn door het spannen van den draad verschuift naar de zijde der hogere temperaturen. Op de plaats waar de weerstand voor de helft verdwenen is, bedraagt de verschuiving 3.5 mm Hg, beantwoordende aan 0.007 graden Kelvin.

In het gebied der gewone geleiding valt een gering vergrooting van den weerstand door de uitrekking waar te nemen¹⁾.

De stroom door den draad was bij deze metingen steeds 13 mA. De grootste spanning waarbij gemeten is bedroeg 3.03 kg/mm^2 . Bij een poging de spanning nog iets te vergrooten brak het draadje. De breukbelasting was dus reeds bijna bereikt.

2. Samenpersing.

§ 4. Inrichting der proef.

Het in § 3 medegedeelde resultaat gaf aanleiding tot het vermoeden, dat samenpersing van een tindraad een verschuiving van de overgangslijn naar de zijde der lagere temperaturen tengevolge zou hebben. Om dit vermoeden op de proef te stellen, werd een proef ontworpen, waarbij het sprongpunt van een tindraad zou kunnen worden bepaald, terwijl deze onderworpen was aan een alzijdigen druk. De grootte van den druk zou, op grond der bij

¹⁾ Zie echter § 5.

de uitrekking gevonden resultaten, van de grootte-orde van 200 kg/cm² moeten zijn.

De proef werd op de volgende wijze ingericht:

De te meten weerstand is bifilair gewikkeld op een glazen buisje. De windingen zijn door zijdedraad van elkaar gescheiden; om den weerstand is een tweede glazen buisje geschoven. Het geheel is geplaatst in een koperen cylinder (fig. 3, A)¹⁾ met een

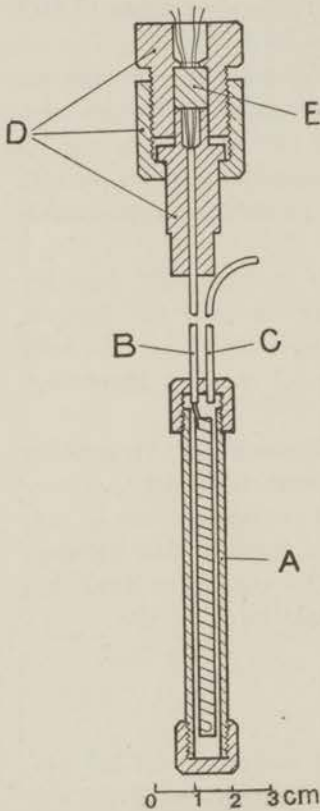


Fig. 3.

inwendigen diameter van 7 mm en een uitwendigen van 11 mm, van onderen en van boven gesloten door een zwaren kop (geschroefd en gesoldeerd). Door den bovensten voeren twee nieuw-zilveren capillairen C en B. De eerste dient voor het inlaten van het helium en is verbonden met de persinrichting. Door de tweede zijn de, voor de weerstandsmeting noodzakelijke, koperdraden geleid. Deze draden verlaten de capillair buiten den cryostaat door een koppelstuk D, waarin de pakking door een ebonietblokje E is vervangen. De vier gaatjes, waardoor de draden naar buiten zijn gevoerd, zijn daarna opgevuld met picëïne.

Ten einde den gewenschten druk op den weerstand uit te oefenen worden de cylinder A, wanneer deze zich onder het vloeibare helium in den cryostaat bevindt, en de leidingen eerst gevuld met helium uit de voorraadbussen tot een druk van ongeveer 60 atmosferen. In den cylinder en een deel der capillairen vormt zich dan vloeibaar helium.

Daarna wordt met behulp van een hydraulische pers de druk verhoogd tot het gewenschte bedrag. Deze pers is gevuld met glycerine, die in twee communiqueerende persbusjes door kwik van het helium gescheiden is.

¹⁾ Vgl. ook Leiden Comm. N^o. 132b, fig. 1.

Voor de drukbepaling dienden twee metaalmanometers resp. met meetgebieden van 0—150 kg/cm² en van 0—1500 atmosferen. Beide zijn na afloop der metingen in het Natuurkundig Laboratorium te Amsterdam geijkt met de daar aanwezige kleine drukkbalans. Den heer Dr. A. M. J. F. MICHELS betuigen wij voor zijn daarbij verleende hulp gaarne onzen dank.

De weerstandsmetingen geschieden op dezelfde wijze als aangegeven is in § 2. Ook voor de metingen van de dampspanning van het heliumbad en de bepaling der temperaturen kan naar § 2 verwezen worden.

§ 5. *De metingen betreffende tin.*

Bij de metingen diende de weerstand *Sn-1924-A*, gewikkeld uit een gespoten tindraad, met een diameter van 0.24 mm. Het gebruikte materiaal was weer tin „Kahlbaum”. Ze werden verricht op 21 Oct. 1924, 30 Oct. 1924 en 14 Nov. 1924. Op de eerste twee data moesten ze worden afgebroken wegens het optreden van een lek in het koppelstuk *D* (fig. 3). Een druk van 300 atm. bleek voor de persinrichting, in het bijzonder voor dit koppelstuk, nog maar juist toelaatbaar. Na vernieuwing van het ebonietblok *E* kon de laatste maal echter ook de meting bij dezen hoogen druk ongestoord worden verricht. De meetstroom door den draad bedroeg steeds 4 mA.

De resultaten der metingen zijn vervat in de tabellen II, III en IV. Ze omvatten bepalingen van de overgangslijnen resp. bij 4, 95, 193 en 300 kg/cm² alzijdigen druk. Daar het niet mogelijk was alle gemeten punten in een figuur te vereenigen, is in fig. 4 als voorbeeld weergegeven de overgangslijn bij een druk van 95 kg, terwijl in fig. 5 de vier lijnen zijn vereenigd, met weglating der meetpunten ¹⁾.

¹⁾ Bij het construeeren der grafieken is steeds uitgegaan van de gedachte dat de lijn die het verdwijnen van den weerstand voorstelt (overgangslijn) een continue kromme zou zijn. Eenige malen wekte de ligging der meetpunten echter het vermoeden, dat deze veronderstelling onjuist was, en dat de lijn een of meer discontinuïteiten zou vertoonen. Om deze vraag beslissend te beantwoorden zouden echter een zeer groot aantal metingen moeten gedaan worden en buitengewoon hooge eischen gesteld worden aan de standvastigheid der temperatuur van het heliumbad.

Uit de metingen blijkt de juistheid van het in § 4 geuite vermoeden. *De overgangslijn verschuift door het aanbrengen van den druk naar de zijde der lage temperaturen.*

De verschuiving voor 300 kg, op de plaats waar de weerstand voor de helft verdwenen is, bedraagt 2.4 mm Hg, beantwoordend aan 0.005 graden KELVIN. Merkwaardig is dat de verschuiving bij toenemenden druk spoedig een grenswaarde schijnt bereikt te hebben. De verplaatsing die beantwoordt aan een drukverhooging van 193 tot 300 kg, valt ternauwernood buiten de grens der waarnemingsfouten.

$$150 \times 10^{-5} \Omega$$

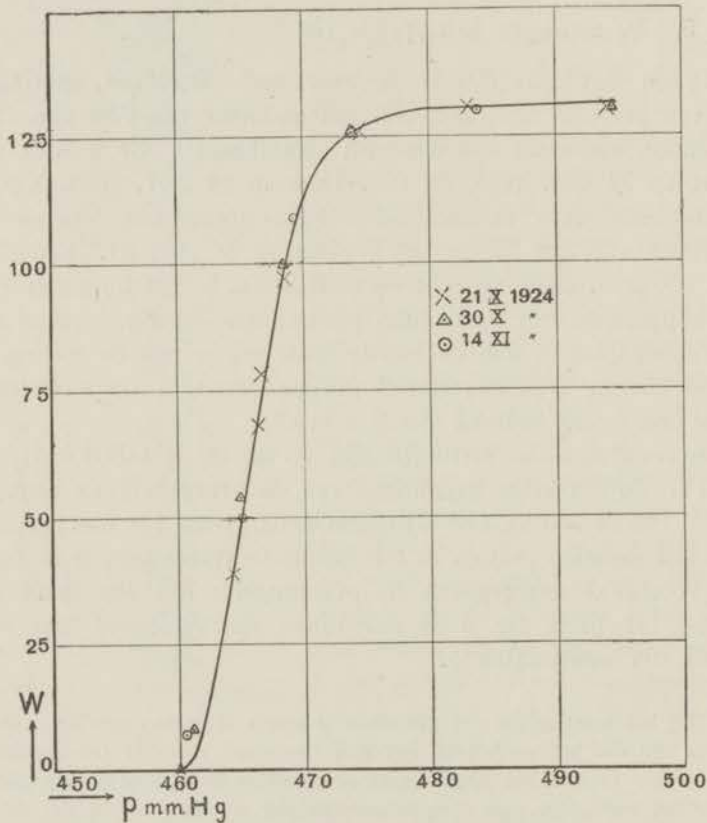


Fig. 4.

Dat door het aanbrengen van den druk de overgangslijn niet een blijvende verandering ondergaat, blijkt uit het feit dat de

punten gemeten bij eenzelfde druk, maar op verschillende data, op dezelfde kromme liggen (zie fig. 4). Ook de weerstand van den draad bij 0° C., die voor, tusschen en na de metingen eenige $150 \times 10^{-5} \Omega$

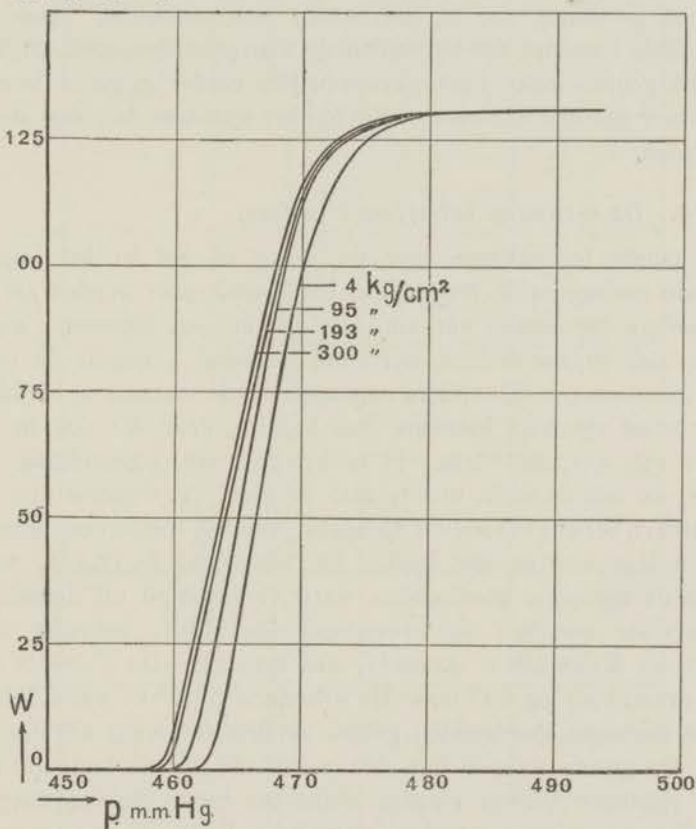


Fig. 5.

malen bepaald werd, bleek niet veranderd. Hij bedroeg 2.0199Ω .

Opmerking verdient, dat in het gebied van den normalen weerstand, bij de nauwkeurigheid waarmee deze metingen geschieden, geen verandering tengevolge van het aanbrengen van den druk kon worden waargenomen. Dit is in overeenstemming met wat verwacht mocht worden op grond der metingen van KAMERLINGH ONNES en BENGT BECKMANN¹⁾, die bij waterstoftemperaturen

¹⁾ Leiden Comm. N^o. 132b.

voor den weerstand van lood slechts een gering drukeffect constateerden, dat bovendien nog met de temperatuur afnam. Door dit resultaat is begrijpelijkerwijze eenige twijfel gerezen aangaande de realiteit van de toename van den weerstand in het gebied der gewone geleiding, die bij *uitrekking* was gevonden. Misschien moet deze toename, die bovendien de waarnemingsnauwkeurigheid in dit gebied maar juist overschrijdt, eerder geweten worden aan zeer geringe fracturen, die bij het spannen van den draad optraden.

§ 6. *De metingen betreffende indium.*

Teneinde te beslissen over de vraag of het in het voorafgaande medegedeelde verschijnsel beschouwd moet worden als een bijzondere eigenschap van tin, dan wel als een algemeene eigenschap der suprageleiders, werd het wenschelijk geacht de proef met minstens één der andere suprageleidende metalen te herhalen. Het meest geschikt hiervoor was indium, daar dit ook in den vorm van gespoten draad is te brengen (in tegenstelling met kwik) en aan de lucht niet te snel oxydeert (in tegenstelling met thallium), terwijl bovendien de ligging van het sprongpunt gunstig is (in tegenstelling met lood). De weerstand *In-1924-A*, waarmee de metingen geschieden, werd vervaardigd uit denzelfden draad als waarvan de weerstand *In-1922-A*, gebruikt door TUYN en KAMERLINGH ONNES¹⁾, was gemaakt. De diameter van den draad bedroeg 0.17 mm. De weerstand bij 0° C. was 2.2862 Ω.

De metingen geschieden geheel op dezelfde wijze als die met tin. De groote waarde van den weerstand bij de temperaturen van vloeibaar helium maakte weliswaar boven het sprongpunt nauwkeurige meting mogelijk, maar bemoeilijkte de meting in het gebied der groote weerstandsafneming. Aan uiterst geringe temperatuurschommelingen in het heliumbad beantwoorden daar n.l. reeds zeer aanzienlijke veranderingen in den te meten weerstand. In dit gebied werd daarom gemeten met een stroom van slechts 0.4 mA; boven het sprongpunt bedroeg de stroom 4 mA. De resultaten volgen in de tabellen V en VI, en worden voorgesteld door fig. 6. De aangewende drukken waren nu 4, 100

¹⁾ Leiden Comm. N°. 167a, p. 3.

en 200 kg/cm^2 . *Het gedrag van indium blijkt hetzelfde als van tin.* De verschuiving der overgangslijn bedraagt op de plaats

$$800 \times 10^{-4} \Omega$$

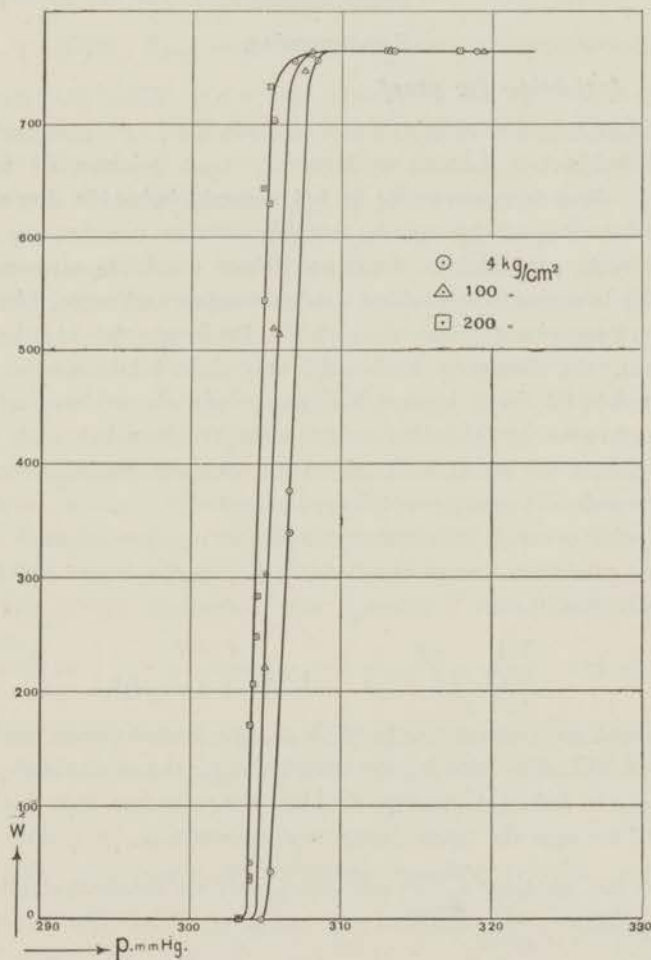


Fig. 6.

waar de weerstand voor de helft verdwenen is, voor een druk van 200 kg , 2.1 mm Hg , beantwoordend aan 0.006 graden KELVIN, dus weinig verschillend van die bij tin. De verschuiving beantwoordend aan een drukverhoging van 4 tot 100 kg blijkt ook

hier groter, dan die beantwoordend aan een drukverhoging van 100 tot 200 kg¹).

B. Invloed van elastische deformatie op de magnetische overgangslijn.

Samenpersing.

§ 7. *Inrichting der proef.*

Als elastische deformatie, waarvan de invloed op de magnetische overgangslijn zou worden onderzocht, werd gekozen de samenpersing. Aan de apparatuur in § 4 vermeld behoefde dus slechts te worden toegevoegd een magneetklos, welke om den cryostaat kon worden geplaatst en waarmede door geschikte stroomen de benodigde magnetische velden konden worden verkregen. Daarvoor stond tot onze beschikking de klos *W*. De lengte der klos bedroeg 18.9 cm, de diameter 13.6—16.4 cm, het totale aantal windingen 8×86 , in 8 lagen. Weliswaar zijn de velden met deze klos verkregen tamelijk inhomogeen, maar daar het niet in de eerste plaats om de nauwkeurige vorm der overgangslijn te doen was, leverde dit geen groot bezwaar op.

De veldsterkte in een punt van de as, op een afstand z van één der uiteinden voorstellend door H_z , en de lengte der klos l noemend, heeft men

$$H_z = 4\pi ni \frac{1}{2} \left\{ \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} - \frac{z-l}{\sqrt{R^2 + (z-l)^2}} \right\} = 4\pi ni A_z$$

Verstaat men onder $A_{max.}$ en $A_{min.}$ de maximale en minimale waarden van A — dus bij symmetrische plaatsing van den weerstand t.o.v. het midden van de klos, de waarden van A in het midden en aan de uiteinden van den weerstand — dan heeft men in het quotient $\frac{A_{min.}}{A_{max.}}$ een maat voor de inhomogeniteit van het veld.

¹) Vergelijkt men de overgangslijn, gemeten bij een druk van 4 kg/cm², met die welke door TUYN en KAMERLINGH ONNES gevonden is voor den weerstand *In-1922-A*, dan blijkt de eerste ongeveer 0.002° K. lager te liggen dan de laatste en daarentegen ongeveer samen te vallen met die van den weerstand *In-1922-III*. De oorzaak dezer verschuiving zal wel gelegen zijn in de toename van de oxydatie van den draad gedurende den tijd tusschen de beide metingen.

Met behulp van bovenstaande formule berekent men gemakkelijk een gemiddelde waarde van A over de lengte van de as, die door den weerstand werd ingenomen. In het geval van den weerstand $Sn-1924-A$, die een lengte van 9 cm had, was: $A_{max.} = 0.783$, $A_{min.} = 0.730$, $A_{gem.} = 0.760$. De inhomogeniteitsfactor $\frac{A_{min.}}{A_{max.}}$

bedroeg dus 0.932, m.a.w. de afwijking van de inhomogeniteit bedroeg ongeveer 7%. De gemiddelde veldsterkten zijn berekend met de formule $H_{gem.}$ (in gauss) $= 4\pi niA_{gem.} = 34.86 i$ (i in ampères). De weerstanden en de Weston-ampèremeter noodig voor het regelen en aflezen der stroomsterkten door de klos, werden opgesteld in hetzelfde lokaal als de compensatiebank. Daardoor konden zoowel de weerstandsmetingen als het aanbrengen van het magnetische veld door één persoon geschieden¹⁾.

De gevonden veldsterkten zouden nog gecorrigeerd moeten worden voor de verticale componente van het aardmagneetveld. Deze correctie is echter weggelaten, omdat de grootte ervan zou vallen binnen de absolute nauwkeurigheid der veldsterkten. De relatieve nauwkeurigheid, die bepaald wordt door de nauwkeurigheid, waarmede de stroomsterkten gemeten konden worden, is natuurlijk belangrijk grooter. Met deze laatste is bij de bepaling van het aantal decimalen, dat opgegeven wordt, rekening gehouden.

§ 8. De metingen.

De metingen, verricht op 16 Jan. 1925, omvatten bepalingen der magnetische overgangslijnen, voor den draad $Sn-1924-A$, onder drukken van resp. 4, 100 en 250 kg/cm², bij een temperatuur van 3°.415 K. De resultaten vindt men in tabel VII. Behalve de gemiddelde veldsterkten en de waarden van den weerstand zijn ook opgegeven de waarden $\frac{W}{W_{4.2}}$, waarbij $W_{4.2}$

¹⁾ Bij vroegere metingen was dit niet het geval, maar gebeurden de weerstandsmetingen in de galvanometerzaal I en had de regeling der velden plaats in de zaal E', waar de heliumcryostaat zich bevindt. Meestentijds werd daarbij de stroom door den magneetklos na de meting van een punt verbroken en voor de meting van een nieuw punt opnieuw ingeschakeld. Bijna alle vroegere metingen hebben dus vermoedelijk betrekking op de opgaande lijn. (Vgl. Leiden Comm. N°. 174a, p. 7).

de waarde van den weerstand bij $4^{\circ}.20$ K. voorstelt. Deze bedroeg 0.00132Ω .

In de figuur zijn steeds, ter wille van de uniformiteit met latere grafieken, deze waarden $\frac{W}{W_{4.2}}$ in afhankelijkheid van de

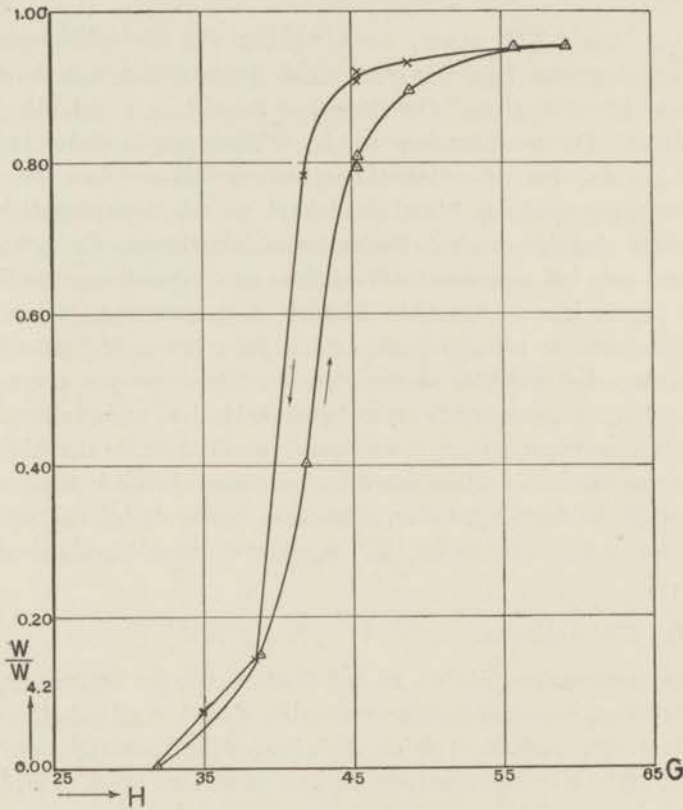


Fig. 7. *Sn-1924-A* (250 kg/cm^2).

gemiddelde veldsterkten uitgezet. Zoo zijn in fig. 7 als voorbeeld weergegeven de uitkomsten verkregen bij een druk van 250 kg/cm^2 . Het is duidelijk, dat deze figuur als een hysteresisfiguur moet worden opgevat. Ze bestaat n.l. uit twee lijnen, waarvan de eerste verkregen werd door het veld geleidelijk te verhoogen, de tweede door het daarna weer geleidelijk te verlagen. De eerste zal in het vervolg als *opgaande lijn*, de tweede als *neergaande*

lijn worden aangeduid. Zeer merkwaardig is het feit, dat de beide lijnen elkaar in één punt schijnen te raken, en dat de neergaande in dat punt een scherpe knik vertoont. De figuren met 4 en 100 kg/cm² verkregen vertoonen geheel hetzelfde karakter, maar zijn in hun geheel over een kleine afstand naar de zijde

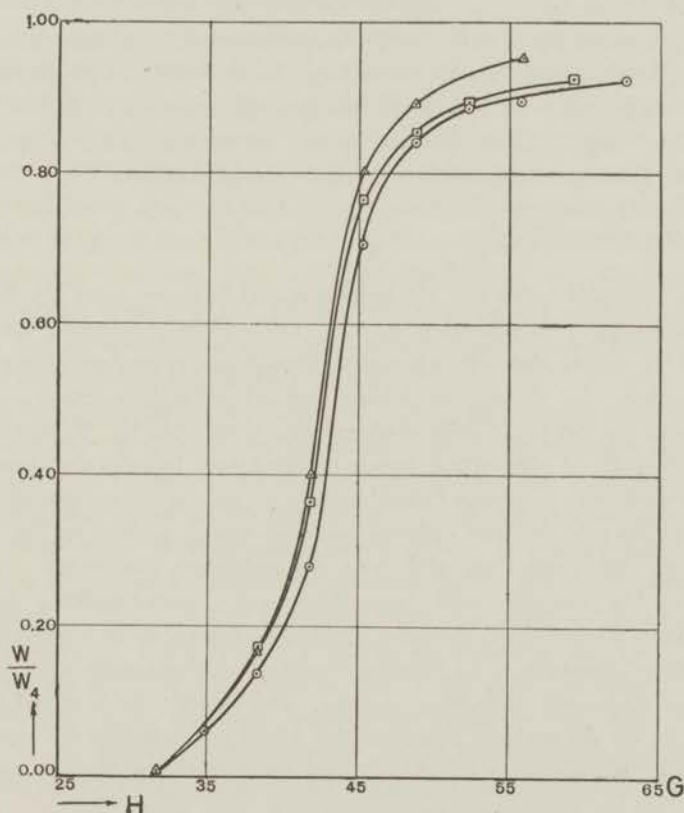


Fig. 8. Sn-1924-A (opg. lijnen).

○ 4 kg/cm². □ 100 kg/cm². △ 250 kg/cm².

der lage magneetvelden verschoven. Dit blijkt duidelijk uit fig. 8, waarin de drie opgaande lijnen zijn vereenigd. De neergaande lijnen zijn weggelaten, omdat dit de teekening te veel zou compliceeren en omdat deze door een te gering aantal punten waren bepaald om de onderlinge ligging met zekerheid vast te stellen. Op de plaats, waar de weerstand voor de helft is teruggekeerd, bedraagt

bij de opgaande lijn de verschuiving voor 100 kg/cm^2 ongeveer 0.8 gauss.

Wat teeken en grootte orde betreft stemt dit overeen met de in § 1 uitgesproken verwachting, n.l.: $\Delta H_{1/2} = 2 h T_s \Delta T_s$ waarbij $h = 20.3$, $T_s = 3.74$, $\Delta T_s = -0.003$, dus $\Delta H_{1/2} = -0.4$ gauss.

Bij toenemenden druk heeft de verschuiving, althans onderaan en in het midden van de overgangslijn, spoedig een grenswaarde bereikt, evenals dit het geval was met de verschuiving der thermische overgangslijn. Boven in het overgangsgebied wijken de lijnen daarentegen juist iets verder van elkaar af.

§ 9. *Bespreking.*

In zijn „Rapport sur de nouvelles expériences avec les supraconducteurs”, aangeboden op het IVde Solvay-congres, Brussel 1924¹⁾, wordt door KAMERLINGH ONNES de veronderstelling uitgesproken, dat de suprageleiders een afzonderlijke groep zouden vormen in het periodieke systeem der elementen²⁾. Teekeningen van Dr. H. A. KRAMERS, geconstrueerd met behulp der beschikbare gegevens omtrent kristalstructuur en de veronderstellingen van BOHR omtrent den opbouw van het atoom, stellen in het licht, dat de suprageleiders zich van de naburige elementen (in de reeks der opklimmende atoomnummers gerangschikt), onderscheiden zoowel door grootere afstanden tusschen de atoomkernen als door grootere vrije ruimte tusschen de buitenste electronenbanen van twee naburige atomen. Ook wordt de aandacht gevestigd op de geringe waarden der krachten tusschen de atomen, volgend uit de lage karakteristieke temperaturen θ van DEBLJE.

¹⁾ Leiden Comm. Suppl. N^o. 50.

²⁾ Op grond dezer veronderstelling zou men kunnen vermoeden, dat de sprongpunttemperaturen der suprageleiders een zekere regelmaat zouden vertoonen, analoog aan die welke de andere physische grootheden dezer metalen bezitten. Nu vertoonen deze temperaturen het volgende verloop: toename van indium (atoomnummer 49, sprongpunt $3^{\circ}.4$ K.) tot tin (50; $3^{\circ}.74$ K.); afname van kwik (80; $4^{\circ}.2$ K.) tot thallium (81; $2^{\circ}.5$ K.) en toename van thallium tot lood (82; $7^{\circ}.2$ K.). Voor zoover wij konden nagaan vertoont geen enkele der andere physische grootheden of de omgekeerden ervan hetzelfde verloop, dan alleen de magnetische susceptibiliteiten.

Ook zal men geneigd zijn een en ander slechts met zeer veel reserve te aanvaarden, toch moet het merkwaardig genoemd worden, dat de in dit hoofdstuk vervatte resultaten in dezelfde richting wijzen, n.l. *dat een relatief groote afstand tusschen de atomen gunstig, een relatief kleine afstand daarentegen ongunstig is voor het optreden der suprageleiding.*

In de inleiding van dit hoofdstuk is reeds vermeld, dat bij verreweg de meeste metalen, ook de suprageleidende, bij gewone temperaturen de weerstand afneemt onder druk. Blijkens de metingen van KAMERLINGH ONNES en BENGST BECKMAN¹⁾, welke op lood betrekking hebben, is ook bij waterstoftemperaturen de drukcoëfficiënt nog negatief en van dezelfde grootte orde als bij gewone temperatuur. Uit onze resultaten volgt, dat in de overgangsfase tusschen den normaalgeleidenden en den suprageleidenden toestand het drukeffect van teeken omkeert. Van deze teekenverandering kan men zich misschien op de volgende wijze eenigermate rekenschap geven.

Bij het aanbrenge van den druk neemt de afstand der atomen af, eveneens vermindert de amplitude der atoomtrillingen, terwijl de frequentie dezer trillingen toeneemt. In het gebied der gewone geleiding wordt nu de vermindering van den weerstand in hoofdzaak beheerscht door de verandering in den trillingstoestand der atomen, terwijl de afstandsvermindering slechts een ondergeschikte rol speelt. Dat dit laatste het geval moet zijn blijkt uit de proeven van BRIDGMAN. Deze vond n.l. dat de verandering van den weerstand van metalen bij drukken tot 12000 kg/cm² nog slechts eenige procenten bedroeg, hoewel het volume van vele dezer metalen bij kamertemperatuur en 12000 kg geringer is dan bij 0° abs. en normalen druk²⁾. Dat toename der frequentie gepaard moet gaan met afname van den weerstand wordt aannemelijk gemaakt door SIMON³⁾, welke er op wijst, dat bij het smelten van

¹⁾ Leiden Comm. N°. 132b.

²⁾ P. W. BRIDGMAN, Proc. Am. Ac. of Arts and Sc. 52, 638, 1917.

³⁾ F. SIMON, Zeitschr. f. Phys. 27, 157, 1924. Een poging den invloed van druk op den weerstand van metalen theoretisch na te gaan, werd het eerst gedaan door E. GRÜNEISEN. Verh. D. Phys. Ges. 15, 186, 1913. Ook P. W. BRIDGMAN tracht een theoretische afleiding voor den drukcoëfficiënt te geven, op grond van een door hem ontwikkeld beeld der geleiding. Phys. Rev. 9, 269, 1917; 17, 163, 1921; 19, 114, 1922.

een metaal de frequenties der atoomtrillingen ongeveer in dezelfde verhouding veranderen als het geleidingsvermogen. Men kan zich nu voorstellen, dat in de overgangsfase tusschen den normaalgeleidenden en den suprageleidenden toestand de rol van beide invloeden (atoomafstand en atoomtrilling) omkeert. Het is n.l. denkbaar, dat de invloed van druk op den trillingstoestand van atomen, welke deel uitmaken van langere atoomketens, waarlangs de electronen zich in aaneengeschakelde banen van BOHR kunnen bewegen, en welke ketens misschien in hun geheel als gequantiseerde systemen moeten worden opgevat, een veel geringere is, dan wanneer de atomen op lossere wijze met elkaar samenhangen. In dat geval zou de verandering van den afstand een veel belangrijker invloed uitoefenen en een betrekkelijk geringen druk den weerstand reeds aanzienlijk doen toenemen.

Een ander gezichtspunt, van waaruit de verschijnselen misschien bezien moeten worden is het volgende.

Vergrooting van den afstand der atomen zal gepaard gaan met een afname van de richtkrachten der atomen naar hun evenwichtsstand. Volgens GRÜNEISEN's theorie der vaste lichamen ¹⁾, kan de relatieve verandering van de laatste twaalf maar zoo groot zijn als de relatieve afstandsverandering der atomen. Men zou dus het vermoeden kunnen uitspreken, dat een zwakke binding der atomen aan hun evenwichtsstand, meer nog dan de groote atoomafstand een gunstige factor is voor het optreden der supraleiding. In dit verband treft het, dat, zooals boven reeds is opgemerkt, de suprageleiders zich van naburige metalen onderscheiden, juist door geringe waarden dezer richtkrachten.

Veel, zoo niet alles, is in het bovenstaande nog onzeker. „Das Phantasieren darf nur durch die momentane Verlegenheit der Theorie entschuldigt werden" ²⁾.

¹⁾ E. GRÜNEISEN, Verh. D. Phys. Ges. 13, 491, 1911.

²⁾ A. EINSTEIN, Gedenkboek KAMERLINGH ONNES, II, p. 434. Wij wijzen er nog op dat de figuur die den invloed van druk op de magnetische overgangslijn voorstelt (fig. 8), eenige analogie vertoont met de figuren, die den invloed van druk op de magnetiseeringskromme van ferromagnetische lichamen voorstellen (zie b.v. de figuren 673 en 674 in MÜLLER POUILLETS Lehrbuch der Physik, IV, pag. 740, (1914).)

§ 10. *Samenvatting.*

Door uitrekking van een tindraad verschuift de thermische overgangslijn naar de zijde der hooge temperaturen, door samenpersing naar die der lage temperaturen. De magnetische overgangsfiguur verschuift door samenpersing van het metaal naar de zijde der lage temperaturen. Voor het optreden der suprageleiding schijnen relatief groote afstanden tusschen de atomen en geringe richtkrachten der atomen naar hun evenwichtsstanden, als gunstige factoren te moeten worden beschouwd.

De opgaande en de neergaande magnetische overgangslijnen vormen tezamen een eigenaardige hysteresisfiguur.

TABEL I. Metingen van 4 April 1924.

No.	Spanning in <i>G.</i>	Spanning in kg/mm ² .	<i>Phellum</i> in mm <i>Hg.</i>	<i>T</i>	<i>W</i> _{Sn-1924-sp}
II	0	0	484.9	3.774 K.	0.000181 Ω
III	0	0	473.4	3.753	0.000176
IV	0	0	463.6	3.735	0.000072
V	0	0	453.6	3.716	0.000000
VI	0	0	442.6	3.696	0.000000
VII	179	2.52	442.6	3.696	0.000000
VIII	179	2.52	453.5	3.716	0.000000
IX	179	2.52	463.7	3.735	0.000029
X	179	2.52	467.9	3.743	0.000072
XI	179	2.52	473.3	3.753	0.000165
XII	179	2.52	483.4	3.771	0.000187
XIII _a	179	2.52	477.6	3.760	0.000190
XIII _b	0	0	477.6	3.760	0.000176
XIV _a	0	0	473.7	3.753	0.000183
XIV _b	179	2.52	473.7	3.753	0.000172
XIV _c	207	2.92	473.7	3.753	0.000172
XV _a	207	2.92	468.4	3.744	0.000090
XV _b	0	0	468.4	3.744	0.000133
XV _c	214	3.02	468.4	3.744	0.000086

TABEL II. Metingen van 21 October 1924.

Druk in kg/cm ² .	P_{helium} in mm Hg.	T	$W_{\text{Sn-1924-A}}$
4	483.5	3.771 K.	0.00131 Ω
	474.3	3.754	0.00123
	468.4	3.744	0.00077
	464.4	3.736	0.00018
	466.6	3.740	0.00047
95	458.5	3.725	0.00000
	458.6	3.725	0.00000
	464.2	3.736	0.00039
	466.6	3.740	0.00078
	468.5	3.744	0.00097
	474.5	3.754	0.00126
	483.0	3.770	0.00131
	494.0	3.790	0.00131
193	466.4	3.740	0.00068
	474.6	3.754	0.00128
	468.6	3.744	0.00105
	466.5	3.740	0.00092
	464.0	3.735	0.00052

TABEL III. Metingen van 30 October 1924.

Druk in kg/cm ² .	P_{helium} in mm Hg.	T	$W_{\text{Sn-1924-A}}$	
4	760	4.20 K.	0.00132 Ω	
	493.5	3.788	0.00131	
	483.4	3.770	0.00131	
	479.4	3.763	0.00130	
	479.1	3.763	0.00129	
	478.2	3.761	0.00129	
	475.8	3.756	0.00126	
	473.5	3.753	0.00116	
	466.6	3.740	0.00045	
	463.4	3.734	0.00008	
	460.5	3.729	0.00000	
	95	494.4	3.790	0.00131
		484.4	3.772	0.00131
		473.7	3.753	0.00126
		468.2	3.743	0.00100
464.8		3.737	0.00054	
461.0		3.730	0.00008	
458.4	3.724	0.00000		

TABEL IV. Metingen van 14 November 1924.

Druk in kg/cm ² .	p_{helium} in mm Hg.	T	$W_{\text{Sn-1924-A}}$
4	483.9	3.772 K.	0.00131 Ω
	473.7	3.753	0.00122
	467.8	3.742	0.00071
	463.3	3.734	0.00011
	462.0	3.732	0.00000
300	483.3	3.770	0.00131
	473.2	3.752	0.00127
	469.4	3.745	0.00110
	464.0	3.736	0.00056
	457.1	3.722	0.00000
193	484.5	3.773	0.00131
	473.8	3.753	0.00126
	469.0	3.746	0.00112
	466.4	3.740	0.00089
	463.1	3.734	0.00041
95	460.1	3.728	0.00007
	483.7	3.772	0.00130
	473.7	3.753	0.00126
	469.0	3.744	0.00108
	464.9	3.736	0.00050
4	460.6	3.729	0.00007
	473.9	3.753	0.00122
	468.8	3.740	0.00076
	464.3	3.736	0.00014

TABEL V. Metingen van 12 December 1924.

Druk in kg/cm ² .	p_{helium} in mm Hg.	T	$W_{\text{In.-1924-A}}$
4	760	4.2 K.	0.07668 Ω
	319.1	3.438	0.07647
	313.5	3.424	0.07647
	308.4	3.412	0.07584
	305.4	3.405	0.0042
	306.6	3.408	0.0338
	306.6	3.408	0.0375
	304.8	3.404	0.0000
100	319.5	3.439	0.07646
	313.2	3.423	0.07646
	308.0	3.411	0.07636
	307.5	3.410	0.07614
	307.8	3.411	0.0757
	305.9	3.406	0.0515
	305.0	3.404	0.022
	305.5	3.405	0.0520
	303.2	3.400	0.0000

TABEL VI. Metingen van 19 December 1924.

Druk in kg/cm ² .	p_{helium} in mm Hg.	T	$W_{\text{In.-1924-A}}$
200	317.9	3.434 K.	0.07648 Ω
	313.0	3.423	0.07627
	308.1	3.411	0.07608
	306.8	3.409	0.07592
	305.2	3.405	0.0732
	304.8	3.404	0.0643
	304.0	3.402	0.0050
	304.2	3.403	0.0206
	304.5	3.403	0.0284
	304.4	3.403	0.0248
	304.9	3.404	0.0543
	305.5	3.405	0.0704
	305.2	3.405	0.0637
	304.0	3.402	0.0034
	303.2	3.400	0.0000

TABEL VII. *Sn*-1924-A. Transversaal.

$$p_{\text{helium}} = 309.5 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.415 \text{ K.}$$

Klos *W*.

$$A_{\text{max.}} = 0.783.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.730.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.932.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.760.$$

$$H_{\text{gem.}} (\text{in gauss}) = 34.86 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

Datum.	Stroom.	Druk in kg/cm ²	H_{avg} in gauss	$W_{\text{Sn-1924-A}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$		
16 Januari 1925	4 mA	4	48.80	0.00112 Ω	0.849		
			52.29	0.00116	0.879		
			55.78	0.00118	0.894		
			62.75	0.00122	0.925		
			69.72	0.00123	0.932		
			45.32	0.00114	0.864		
			41.83	0.00042	0.318		
			38.35	0.00023	0.174		
			34.86	0.00012	0.091		
			31.37	0.00000	0.000		
			0	0.00000	0.000		
			31.37	0.00000	0.000		
		34.86	0.00008	0.061			
		38.35	0.00018	0.136			
		41.83	0.00037	0.280			
		45.32	0.00093	0.705			
		48.80	0.00111	0.841			
		52.29	0.00117	0.887			
		34.86	0.00008	0.061			
		38.35	0.00023	0.174			
		41.83	0.00048	0.364			
		45.32	0.00101	0.766			
		48.80	0.00113	0.857			
		52.29	0.00118	0.894			
		59.26	0.00122	0.925			
		48.80	0.00117	0.887			
		45.32	0.00112	0.849			
		41.83	0.00090	0.682			
		38.35	0.00019	0.144			
		34.86	0.00012	0.091			
		31.58	0.00001	0.009			
		38.35	0.00022	0.167			
		41.83	0.00053	0.402			
		45.32	0.00106	0.803			
		48.80	0.00118	0.894			
		55.78	0.00126	0.955			
		48.80	0.00123	0.932			
		45.32	0.00120	0.909			
		41.83	0.00103	0.781			
		38.35	0.00019	0.144			
		34.86	0.00010	0.076			
		45.32	0.00105	0.795			
		59.26	0.00126	0.955			
		45.32	0.00120	0.910			
				250			

HOOFDSTUK II.

DE MAGNETISCHE VERSTORING DER SUPRAGELEIDING BIJ TIN.

§ 1. *Inleiding.*

Na verkrijging der resultaten in het vorige hoofdstuk vermeld, werd begrijpelijkerwijze de noodzakelijkheid gevoeld ons zekerheid te verschaffen aangaande de gevonden hysteresis.

Allereerst rees de vraag of ook in vroeger verrichte metingen over de magnetische verstoring der suprageleiding geen aanduidingen voor het verschijnsel waren te vinden. Inderdaad bleek dit het geval te zijn. Bij de in fig. 12, p. 86 van het proefschrift van TUYN voorgestelde metingen bleek het mogelijk de hysteresis aan te wijzen en daardoor de afwijking van diverse meetpunten van de geteekende krommen te verklaren. Op p. 89 van genoemd proefschrift wordt gewezen op den invloed der verschillende meetstroomsterkten en op het verschil in dit opzicht tusschen het longitudinale en het transversale veld. Waarschijnlijker leek nu, dat niet de verschillende stroomsterkten oorzaak waren geweest van de verplaatsing van de overgangslijn (zie b.v. fig. 12, meting bij $3^{\circ}.42$ K.) maar dat de eene maal gemeten was met toenemend magneetveld, de andere maal met afnemend¹⁾.

Intusschen, het bleef noodzakelijk het bestaan der hysteresis volkomen te bevestigen door ze opnieuw te meten, bij meer dan één weerstand, onder normalen druk en met grooter nauwkeurigheid.

¹⁾ In verband hiermede zijn in fig. 2 van Leiden Comm. N^o. 174a, alleen aangegeven de punten gemeten met een stroomsterkte van 4.0 mA. Zie ook noot 1, p. 21 van genoemde Comm.

§ 2. *De hysteresisfiguur in een transversaal magnetisch veld.*
Meting van 30 Jan. 1925.

Daar het hierbij in de eerste plaats ging om een bevestiging van het bij de metingen van 16 Jan. gevonden, echter nog twijfelachtige hysteresisverschijnsel, werd bij de meting van 30 Jan. 1925 zooveel mogelijk onder dezelfde omstandigheden gewerkt. Daartoe werd de weerstand *Sn-1924-A*, ook dit keer, binnen den cylinder van de drukinrichting in den cryostaat geplaatst. Een tweede weerstand, *Sn-1924-B*, werd buiten tegen den cilinder aangebonden. De laatste weerstand was vervaardigd geheel op dezelfde wijze als de eerste. De lengte van het glazen buisje, waarop de draad gewikkeld was, bedroeg hier 6 cm, de diameter 7 mm. De weerstanden bij 4° 20 K. bedroegen resp. 0.00132 Ω en 0.00617 Ω . Bij een temperatuur van 3° 415 K. werd voor *Sn-1924-A* de hysteresisfiguur vastgelegd met meetstroommen van resp. 2.0, 4.0 en 6.7 mA. De drukeilinder was daarbij gevuld met vloeibaar helium onder een druk van ongeveer één atmosfeer. Eveneens werd van *Sn-1925-B*, bij dezelfde temperatuur, met een meetstroom van 2 mA de hysteresiskromme opgenomen. In beide gevallen werd het magneetveld weer verkregen met behulp van klos W.

De gegevens voor de inhomogeniteit van het veld zijn in de tabellen opgegeven. De resultaten verkregen met *Sn-1924-A* laten we volgen in de tabellen VIII, IX en X, die verkregen met *Sn-1925-B* in tabel XII. Alle punten zijn ook hier opgegeven in de volgorde waarin ze gemeten zijn. De uitkomsten blijken het resultaat der meting van 16 Jan. geheel te bevestigen. Als voorbeelden zijn in de figuren 9 en 10 weergegeven de hysteresisfiguren gemeten bij *Sn-1924-A*, met resp. 4.0 en 6.7 mA meetstroom. Ook hier blijken de opgaande en de neergaande lijn elkaar te raken (of te snijden?) en vertoont de neergaande daar ter plaatse een scherpe bocht. In fig. 9 is door een stippellijn aangegeven, dat de ligging der meetpunten het vermoeden wekte, dat de neergaande lijn niet continu zou zijn. Deze indruk werd trouwens reeds tijdens de metingen verkregen.

In aanmerking nemende de resultaten, welke wij later bij kwik en bij één-kristaldraden van tin hebben gevonden, hebben wij

thans genoegzame reden om te veronderstellen dat deze discontinuïteiten te wijten zijn aan de aanwezigheid van stukjes éénkristal.

Om nog nadere gegevens omtrent den aard van de hysteresis te verkrijgen werden de volgende controleproeven verricht:

a. Het magnetische veld wordt van onderen af opgevoerd tot de weerstand van den draad voor een deel is teruggekeerd. (Voorbeeld: $W_{Sn-1924-A} = 0.00042 \Omega$ voor $H = 42.53$ gauss). De veldsterkte wordt vergroot tot de weerstand bijna geheel is teruggekeerd. (Voorbeeld: $W_{Sn-1924-A} = 0.000122 \Omega$ voor $H = 60$ gauss), daarna weer verminderd tot de eerste waarde, waarbij opnieuw de weerstand gemeten wordt. (Voorbeeld: $W_{Sn-1924-A} = 0.00082 \Omega$ voor $H = 42.53$ gauss). Het laatste punt ligt dus op de neergaande lijn. De temperatuur bleef hierbij voortdurend constant ($3^{\circ}.415$ K.).

b. Om na te gaan of de tijd invloed heeft, wordt nu ongeveer 20 minuten gewacht. De weerstand blijft onveranderd.

c. De stroom door den magneetklos wordt nu verbroken, en dadelijk daarna weer gesloten. De weerstand wordt nu opnieuw gemeten en het blijkt, dat men zich weer op de opgaande lijn bevindt. (Voorbeeld: $W_{Sn-1924-A} = 0.00042 \Omega$).

d. Men verricht opnieuw de onder a genoemde handelingen, laat dan het magneetveld onveranderd, maar verhoogt de temperatuur van het bad tot *boven de sprongpunttemperatuur* van tin om ze daarna weer te verminderen tot precies de oorspronkelijke waarde.

Men vindt dan weer de waarde van den weerstand behorend bij de neergaande lijn. (Voorbeeld: $W_{Sn-1924-A} = 0.00082 \Omega$).

Dit alles werd nog eenige malen zoowel met *Sn-1924-A* als met *Sn-1925-B* herhaald en telkens met hetzelfde resultaat.

Blijkens hetgeen in de inleiding van dit hoofdstuk is opgemerkt, was het gewenscht den invloed van de stroomsterkte op den vorm der overgangslijn na te gaan. Daarom werd de hysteresisfiguur bij drie stroomsterkten gemeten.

In fig. 11 zijn weergegeven de drie opgaande lijnen verkregen met 2.0, 4.0 en 7.6 mA. Een regelmatige verplaatsing is niet te constateeren. De vraag naar den invloed der stroomsterkte, welke

een gevolg zou moeten zijn van de superpositie van het eigen magneetveld van den stroom op het uitwendige veld bleef dus ook hier onbeslist. Dit valt intusschen ook niet zoo zeer te verwonderen. Men houde n.l. in het oog, dat het veld niet homogeen was en tengevolge van het gewikkeld zijn van den draad evenmin zuiver transversaal.

§ 3. *Opmerkingen.*

Uit de tabellen VIII—XII en de figuren 9—11 blijkt, dat het veld, waarbij de eerste meetbare weerstand terug komt, belangrijk verschilt van dat, waarbij de weerstand zoover mogelijk is teruggekeerd. Voor *Sn-1924-A* bedraagt dit verschil ongeveer 25 gauss. Men kan de vraag stellen, in hoeverre dit verschil aan de inhomogeniteit van het veld moet geweten worden.

Neemt men aan, dat de weerstand het eerst ontstaat ter plaatse waar de veldsterkte het grootst is, dus in de middelste windingen van den weerstand, en zij i_{begin} de waarde van den stroom, waarbij de eerste weerstand is waargenomen, dan is de bijbehorende veldsterkte: $H_{begin} = A_{max.} 4\pi n i_{begin}$. Zij evenzoo i_{einde} de waarde van de stroomsterkte, waarbij de weerstand geheel is teruggekeerd, dan is de bijbehorende veldsterkte $H_{einde} = A_{min.} 4\pi n i_{einde}$. Daar in de figuren de gemiddelde veldsterkten zijn uitgezet, zullen de aldus *berekende* begin- en eindwaarden van het veld minder verschillen dan die, welke uit de grafieken kunnen worden afgelezen. Intusschen bedraagt b.v. in het geval van *Sn-1924-A* het verschil toch nog 20 gauss, zoodat ook na aangebrachte correctie voor de inhomogeniteit van het veld, van een plotseling terugkeeren van den weerstand zeker niet gesproken kan worden.

In de Inleiding is reeds opgemerkt, dat TUYN en KAMERLINGH ONNES den naam „drempelwaarde van het veld” toekenden aan de waarde van het veld waarbij de weerstand voor de helft is teruggekeerd. In aansluiting aan deze definitie willen wij thans onder $(H_{1/2})_{opg.}$ verstaan de waarde van het veld, waarbij de weerstand bij toenemend magneetveld voor de helft is teruggekeerd, en onder $(H_{1/2})_{neerg.}$ die, waarbij de weerstand, bij afnemend magneetveld, voor de helft verdwenen is. Een physische

beteekenis wenschen wij aan deze definitie niet te verbinden ¹⁾.

Het verband tusschen de drempelwaarde $H_{1/2}$ en de temperatuur, wordt, volgens TUYN en KAMERLINGH ONNES ²⁾, voorgesteld door de formule $H_{1/2} = -20.1 (T^2 - T_s^2)$. In deze formule, waarin T_s de sprongpunttemperatuur van tin voorstelt, n.l. 3° 78 K., is vanzelfsprekend met het hysteresisverschijnsel nog geen rekening gehouden. Uit de formule vindt men bij 3° 415 K. $H_{1/2} = 44.7$ gauss. Uit onze metingen volgt, dat bij deze temperaturen $(H_{1/2})_{opp.} = 44$ gauss, $(H_{1/2})_{neerg.} = 41$ gauss. De berekende waarde stemt dus het best met $(H_{1/2})_{opp.}$ overeen ³⁾.

§ 4. Voortzetting van het onderzoek.

Na de verkrijging der in de voorgaande paragrafen vermelde uitkomsten, kon aan het bestaan der hysteresis niet meer getwijfeld worden. Intusschen moest de mogelijkheid nog onder de oogen gezien worden, dat de hysteresis niet een eigenschap der supra-geleiding zou zijn, maar een gevolg van een mogelijke verontreiniging van het tin met ijzer ⁴⁾. Het zou dan het remanent magnetisme van het ijzer moeten zijn, dat voor de hysteresis aansprakelijk was. Hoewel de in § 2, onder c genoemde proef tegen deze veronderstelling pleitte, rees toch het verlangen het verschijnsel te onderzoeken bij een supra-geleider, waarbij verontreiniging door ijzer was uitgesloten. Bovendien werd het wenschelijk geacht de metingen te herhalen onder zuiverder omstandigheden, d.w.z. in een veel meer homogeen veld, dat zuiver evenwijdig of zuiver loodrecht op de stroomrichting georiënteerd is. Besloten werd daarom het verschijnsel te onderzoeken bij kwik, dat door herhaalde distillatie gemakkelijk in zuiveren vorm

¹⁾ Dit zou alleen mogelijk zijn voor het geval, dat de overgangslijnen volkomen continue krommen waren. Op grond van onze metingen, mogen wij aannemen, dat dit voor de opgaande lijn alleen zoo is, bij een volkomen micro-kristallijnen draad, waarbij geen voorkeursrichting voor kristallisatie aanwezig is. Voor de neergaande lijn blijft het zelfs dan nog twijfelachtig.

²⁾ Leiden Comm. N°. 174a, p. 22.

³⁾ Zie noot 1, p. 23 van dit proefschrift.

⁴⁾ Tin „Kahlbaum“ 1911 bevatte, volgens F. MYLIUS, Z. f. Anorg. Chem. 74, 407, 1912, de volgende verontreinigingen: 0.0012 % Cu, 0.0013 % Pb, 0.0009 % Fe en een spoor S. De mogelijkheid dat het materiaal bij het spuiten verontreinigd was, was weliswaar zeer gering, doch niet volkomen uitgesloten.

kan worden gebracht, en waarmede door insluiting in glas-capillairen bij geringe lengte een voldoende groote waarde van den weerstand kan worden verkregen. De resultaten dezer metingen zullen in het volgende Hoofdstuk afzonderlijk worden medegedeeld en besproken. Hier zij reeds vermeld, dat daarbij niet alleen het bestaan der hysteresis opnieuw bevestigd werd, maar dat bovendien de hysteresisfiguren zeer scherpe discontinuïteiten bleken te vertoonen.

De veronderstelling, dat de oorzaak dezer discontinuïteiten gelegen zou zijn in den kristallisatietoestand der kwikdraden, meer in het bijzonder in de aanwezigheid van stukjes één-kristal-draad, leidde er toe het onderzoek met één-kristaldraden van tin voort te zetten. Eenige voorloopige metingen werden daartoe reeds verricht. Daar deze in een longitudinaal veld geschieden, was het, ter vergelijking, noodzakelijk ook voor een gespoten tindraad de nauwkeurige vorm der hysteresisfiguur vast te leggen.

Deze metingen mogen hier nog worden vermeld.

§ 5. *De hysteresisfiguur in een longitudinaal magnetisch veld. Meting van 17 Maart 1926.*

De gebruikte werstand *Sn-1926-1*, was vervaardigd uit tindraad, gespoten van tin „Kahlbaum”, met een diameter 0.17 mm. De draad was in de lengte bilifair gewikkeld op een reepje mica van 5 cm lengte. Het aantal der windingen, die door zijdedraad van elkaar gescheiden waren, bedroeg 4. Het gedeelte van den draad, waarvoor het veld niet zuiver longitudinaal was, was hier dus slechts een uiterst geringe fractie van de geheele lengte.

Deze weerstand werd nu geplaatst binnen een magneetklos *A*. Deze bestaat uit 1500 windingen koperdraad, diameter 0.6 mm, gewikkeld op een glazen cilinder van 16.5 cm lengte en 2.10 cm inwendige doorsnede. Het veld, dat met deze klos, die binnen den cryostaat geplaatst kon worden, verkregen wordt, is in veel hogere mate homogeen dan dat, verkregen met klos *W*¹⁾. Over

¹⁾ Aan het werken met deze klos zijn echter de volgende nadeelen verbonden. Het afkoelen van een dergelijke kopermassa „kost veel helium”. De stroom door den klos geeft warmteontwikkeling en doet het helium sneller verdampen. Zoodra het helium beneden het midden van de klos is gedaald, kan niet meer gemeten worden, zoodat het helium in het lagere gedeelte van den cryostaat niet meer gebruikt kan worden. Daardoor kan ook niet bij de laagste temperaturen ($< 1^{\circ}.8$ K.) worden gemeten.

een afstand van 5 cm komt de inhomogeniteit nauwelijks in aanmerking (zie tabel XII). Bij een temp. van $3^{\circ}.303$ K. werd de hysteresisfiguur gemeten. De resultaten volgen in tabel XII en zijn voorgesteld in figuur 12. De meting bestond uit twee series. De punten der beide series laten zich zeer goed tot één figuur vereenigen. De figuur heeft een eigenaardigen vorm, wel herinnerend aan, maar niet volkomen gelijkend op die verkregen in een transversaal veld.

Discontinuïteiten zijn ook hier aanwezig, vooral in de neergaande lijn. Ze zijn zelfs veel duidelijker, dan bij de meting in het transversale veld. Dit is in overeenstemming met de veronderstelling, dat ze te wijten zijn aan de aanwezigheid van stukjes één-kristal. Wanneer in een gespoten tindraad dergelijke stukken één-kristal aanwezig zijn, kunnen deze bij het winden van den draad op een dun glazen buisje, zooals dit bij *Sn-1924-A* en *Sn-1925-B* geschiedde, gemakkelijk worden bedorven. Bij het winden van den draad over de lengte van een micareepje is de kans op heel blijven der kristallen veel grooter.

De opgaande en de neergaande lijn raken elkaar nu niet. Voor $(H_{1/2})_{\text{opg.}}$ vindt men 67.5, voor $(H_{1/2})_{\text{neerg.}}$ 65.5 gauss. De formule van TUYN en KAMERLINGH ONNES zou geven $H_{1/2} = 62.5$ gauss, dus kleiner dan beide door ons gevonden waarden. Ook vroeger is echter steeds gevonden, dat de drempelwaarde in een longitudinaal veld iets hooger is, dan in een transversaal veld. Voor het verschil tusschen H_{begin} en H_{einde} vindt men 9 gauss. De overgangslijn is dus in het longitudinale veld veel steiler dan in het transversale.

§ 6. Voorloopige metingen over de hysteresisfiguren bij één-kristaldraden van tin.

a) Bij de metingen van 26 Juli 1925 hadden wij gelegenheid de hysteresisfiguur te meten voor den weerstand *Sn-1925-K₁*. Dit is een één-kristal draad van tin, uit een verzameling één-kristaldraden, ons welwillend toegezonden door Prof. SCHMIDT, te Berlijn, wien wij ook hier gaarne onzen dank betuigen. Voor het meten van den weerstand werden vier dunne koperdraden met Wood's metaal aan de uiteinden gesoldeerd. De diameter van den draad varieerde van 0.750 tot 0.798 mm. De gemiddelde bedroeg

0.775 mm. Voor den weerstand bij 0° C. werd gevonden 0.0160Ω . Hieruit volgt een specifieke weerstand van $1.20 \times 10^{-5} \Omega$ cm. Gebruik makend van de metingen van BRIDGMAN¹⁾ over den specifieke weerstand voor één-kristallen van tin, kon hieruit worden afgeleid dat in den gebruikten draad de hoek, die de tetragonale as met de richting van den draad maakt, ruw genomen ongeveer 30° bedraagt. Bij $4^{\circ}.2$ K. bedroeg de weerstand $447 \times 10^{-8} \Omega$. De verhouding $\frac{W_{4^{\circ}.2 \text{ K.}}}{W_{0^{\circ} \text{ C.}}}$ bedroeg dus 0.00027. Voor gespoten tindraden wordt voor deze verhouding steeds ongeveer 0.0008 gevonden, dus aanzienlijk hooger dan bij den één-kristal-draad.

De draad werd binnen klos A geplaatst en de hysteresisfiguur werd gemeten bij $3^{\circ}.414$ K. De geringe weerstand van den draad maakte het gebruik van een groote meetstroom noodzakelijk (0.9 A). De figuur kon wegens gebrek aan tijd slechts onvolledig worden vastgelegd. Men zie tabel XIII en fig. 13. De vorm der hysteresisfiguur, voorzoover ze af te leiden is uit de onvolledige meting, herinnert aan de figuren gemeten met gespoten tindraden, maar onderscheidt zich door grootere eenvoudigheid. Zoowel de opgaande, als de neergaande lijn schijnt n.l. slechts uit twee rechtlijnige stukken te bestaan. Hoewel geen eigenlijke sprong werd waargenomen, wijkt het bovenste stuk van de lijn zoo weinig van de ordinaten-as af, dat men geneigd is deze afwijking slechts aan het niet volkomen homogeen zijn van het veld toe te schrijven. Zelfs schijnt het ons niet onmogelijk, dat de aanwezigheid van het schuine gedeelte der figuur een aanwijzing ervoor is, dat de draad nog niet over zijn geheele lengte een volkomen één-kristal is geweest.

b) De resultaten met kwikweerstandens verkregen, gaven ons aanleiding een tindraad te onderzoeken, die eerst verhit was tot boven zijn smeltpuntstemperatuur en daarna uiterst langzaam afgekoeld. Men mocht n.l. verwachten, dat bij deze langzame afkoeling en stolling groote kristallen in den draad zouden ontstaan, die aanleiding konden geven tot dergelijke discontinuïteiten

¹⁾ P. W. BRIDGMAN, Proc. Am. Ac. of Arts and Sc. 60, 306, 1925.

als bij kwik en, hoewel in geringere mate, ook bij tin waren gevonden.

Een tindraad, *Sn-1926-K₂*, lang 3.7 cm, dik 0.24 mm, werd tusschen twee micaplaatjes in een luchtledige glazen buis, in een oven geplaatst, verhit tot boven het smeltpunt van tin en daarna zeer langzaam afgekoeld. De hysteresisfiguur werd gemeten op 17 Maart 1926. Men zie tabel XIV en fig. 14. Het resultaat was verrassender dan verwacht werd:

Terwijl het terugkeeren van den weerstand continu verliep, had het verdwijnen discontinu plaats, namelijk in één enkele sprong.

Wij meenen hieruit te mogen concludeeren, dat de geheele draad, door de langzame afkoeling een één-kristal draad is geworden.

De weerstand bij 0° C. bedroeg 0.0798 Ω. Voor de spec. weerstand bij 0° C. vinden we hieruit $0.098 \times 10^{-4} \Omega \text{ cm}$. Met behulp der gegevens van BRIDGMAN voor de spec. weerstand van één-kristaldraden, leiden we hieruit voor de hoek tusschen kristalas en draadrichting ruw 80° af.

De weerstand bij 4° 2 K. was $98 \times 10^{-6} \Omega$, de verhouding $\frac{W_{4^{\circ} 2 \text{ K.}}}{W_{0^{\circ} \text{ C.}}}$ dus 0.00122. In dit geval geeft de kristal draad dus een hogere waarde voor deze verhouding, dan gespoten draden. Deze waarde hangt dus blijkbaar samen met de asrichting.

De hysteresisfiguren van *Sn-1925-K₁* en *Sn-1926-K₂* verschillen aanzienlijk. Wat hiervan de reden is kunnen wij nog niet aangeven. Door verdere metingen, met zorgvuldig vervaardigde één-kristaldraden, zal de juiste vorm der magnetische overgangslijnen moeten worden bepaald.

§ 7. *Samenvatting.*

Bij de magnetische verstoring der suprageleiding blijkt, zoowel in een transversaal veld als in een longitudinaal veld hysteresis op te treden. Merkwaardig is de vorm der neergaande lijn. Er zijn min of meer duidelijke discontinuïteiten aanwezig.

Voorloopige metingen met één-kristaldraden doen vermoeden dat dergelijke draden zeer eenvoudige hysteresisfiguren geven en dat de discontinue weerstandsveranderingen bij gespoten tindraden gevolg zijn van de aanwezigheid van stukjes één-kristal.

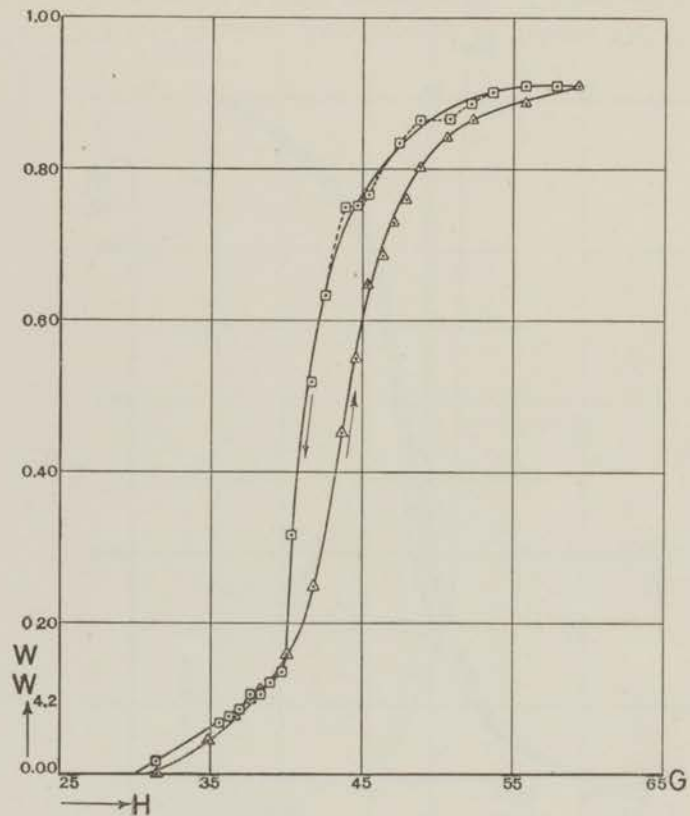


Fig. 9. *Sn-1924-A* (4.0 mA. p. 35. Tabel IX).

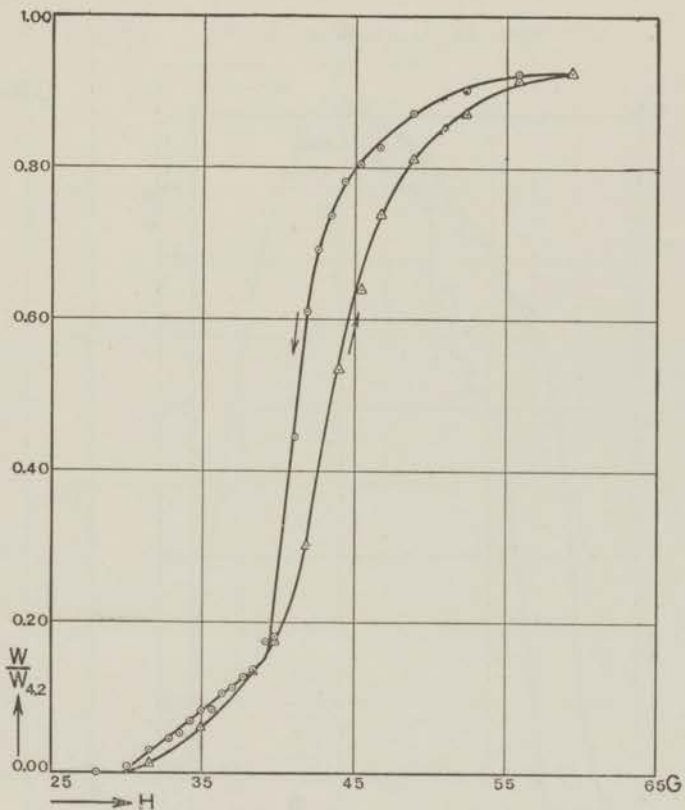


Fig. 10. *Sn-1924-A* (6.7 mA. p. 35. Tabel X).

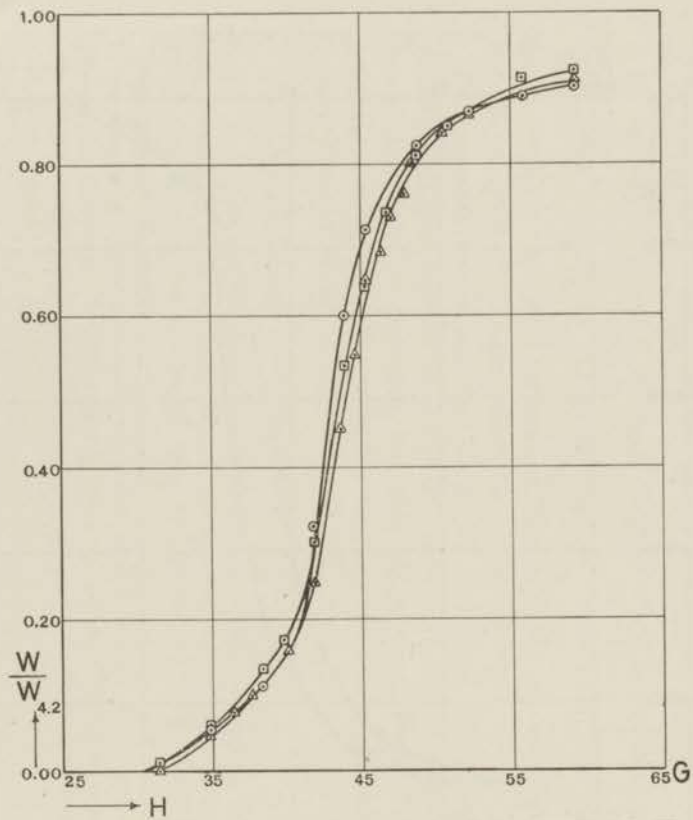


Fig. 11. *Sn-1924-A*. (opg. lijnen. p. 36. Tabellen VIII, IX, X).

○ Stroom 2 mA. ▽ Stroom 4 mA. □ Stroom 6.7 mA.

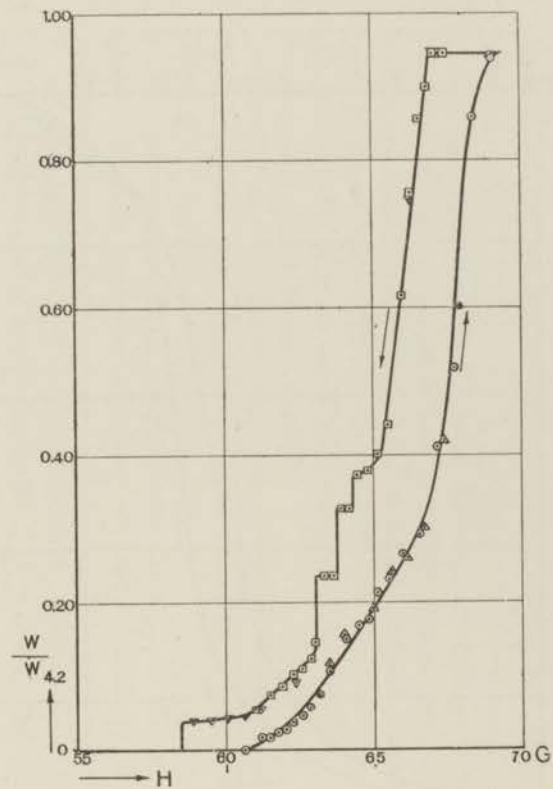


Fig. 12. *Sn-1926-I* (p. 39. Tabel XII).

△ } Serie I. ⊙ } Serie II.
 □ } ▽ }

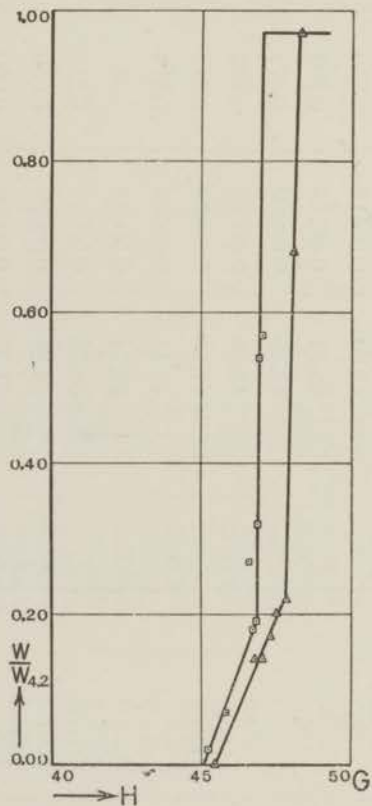


Fig. 13. $Sn-1925-K_1$ (p. 40. Tabel XIII).

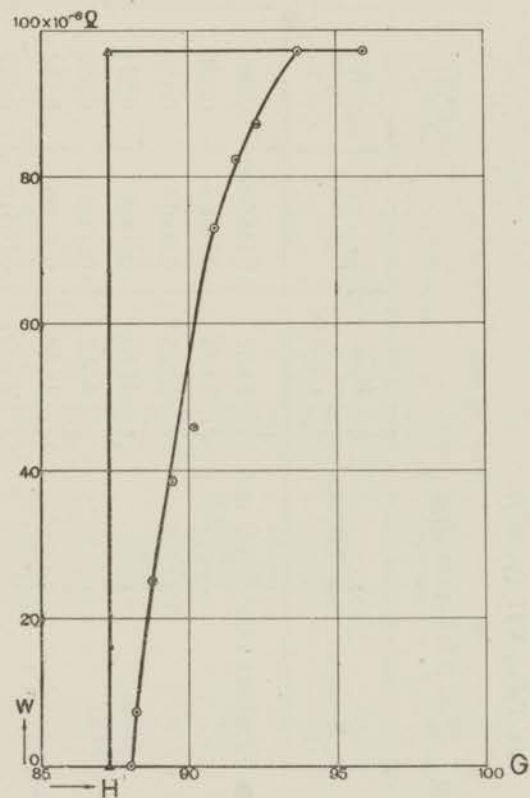


Fig. 14. $Sn-1926-K_2$ (p. 41. Tabel XIV).

TABEL VIII. *Sn-1924-A*. Transversaal.

Zie Tabel VII (p. 33).

 $p_{\text{helium}} = 309.6 \text{ mm Hg.}$ $T = 3^{\circ}.415 \text{ K.}$

Datum.	Stroom.	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Sn-1924-A}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
30 Januari 1925	2.0 mA	31.37	0.00000 Ω	0.066
		34.86	0.00008	0.056
		38.35	0.00015	0.113
		41.83	0.00043	0.324
		43.92	0.00080	0.602
		45.32	0.00095	0.714
		48.80	0.00110	0.827
		52.29	0.00115	0.865
		55.78	0.00118	0.887
		59.26	0.00120	0.902
		55.78	0.00120	0.902
		52.29	0.00118	0.887
		48.80	0.00113	0.850
		45.32	0.00105	0.790
		42.53	0.00090	0.677
		41.83	0.00088	0.662
		41.13	0.00078	0.587
		40.44	0.00063	0.474
		39.74	0.00048	0.361
		38.35	0.00015	0.113
34.86	0.00008	0.056		
31.37	0.00000	0.000		

TABEL IX. *Sn*-1924-A. Transversaal.

Zie Tabel VIII.

Datum.	Stroom.	$H_{gem.}$ in gauss	$W_{Sn-1924-A}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
30 Januari 1925	4.0 mA	31.37	0.00000 Ω	0.000
		34.86	0.00006	0.045
		36.60	0.00010	0.075
		37.65	0.00013	0.098
		38.35	0.00015	0.113
		40.09	0.00021	0.158
		41.83	0.00033	0.248
		43.58	0.00060	0.451
		44.62	0.00073	0.549
		45.32	0.00086	0.647
		46.36	0.00091	0.648
		47.06	0.00097	0.729
		47.93	0.00101	0.760
		48.80	0.00107	0.805
		50.55	0.00112	0.842
		52.29	0.00115	0.865
		55.78	0.00118	0.887
		59.26	0.00121	0.910
		57.80	0.00121	0.910
		55.78	0.00121	0.910
		53.61	0.00120	0.902
		52.15	0.00118	0.887
		50.76	0.00115	0.865
		48.80	0.00115	0.865
		47.41	0.00111	0.835
		45.39	0.00102	0.767
		44.62	0.00100	0.752
		43.92	0.00100	0.752
		43.23	0.00091	0.684
		42.53	0.00084	0.632
		41.73	0.00069	0.519
		40.33	0.00042	0.316
39.74	0.00018	0.135		
39.04	0.00016	0.120		
38.35	0.00014	0.105		
37.65	0.00014	0.105		
36.95	0.00011	0.083		
36.25	0.00010	0.075		
35.56	0.00009	0.068		
31.37	0.00003	0.019		

TABEL X. *Sn*-1924-A. Transversaal.

Zie Tabel VIII.

Datum.	Stroom.	$H_{gem.}$ in gauss.	$W_{Sn-1924-A}$	$\frac{W}{\bar{W}_{4.2}}$
30 Januari 1925	6.7 mA	31.37	0.00002 Ω	0.011
		34.86	0.00008	0.060
		38.35	0.00018	0.135
		39.74	0.00023	0.173
		41.83	0.00040	0.301
		43.92	0.00071	0.534
		45.32	0.00085	0.639
		46.71	0.00098	0.737
		48.80	0.00108	0.812
		50.90	0.00113	0.850
		52.29	0.00116	0.872
		55.78	0.00122	0.917
		59.26	0.00123	0.925
		55.78	0.00123	0.925
		52.29	0.00120	0.902
		50.90	0.00119	0.895
		48.80	0.00116	0.872
		46.64	0.00110	0.827
		45.32	0.00107	0.805
		44.27	0.00104	0.782
		43.44	0.00098	0.737
		42.53	0.00092	0.692
		41.83	0.00081	0.609
		41.00	0.00059	0.444
		39.74	0.00024	0.180
		39.04	0.00023	0.173
		38.35	0.00018	0.135
		37.65	0.00017	0.128
		36.95	0.00015	0.113
		36.25	0.00014	0.105
		35.56	0.00011	0.083
34.86	0.00011	0.083		
34.16	0.00009	0.068		
33.46	0.00007	0.053		
32.77	0.00006	0.045		
31.37	0.00004	0.030		
29.98	0.00001	0.008		
27.89	0.00000	0.000		

TABEL XI. *Sn*-1925-B. Transversaal.

$$p_{\text{bellum}} = 309.6 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.415 \text{ K.}$$

Klos *W*.

$$A_{\text{max.}} = 0.783.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.756.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.965.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.777.$$

$$H_{\text{gem.}} (\text{in gauss}) = 35.64 i \text{ (} i \text{ in amp.)}.$$

Datum.	Stroom.	$H_{\text{gem.}}$ in gauss.	$W_{\text{Sn-1925-B.}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
30 Januari 1925	2.0 mA	39.20	0.00062 Ω	0.104
		42.77	0.00137	0.222
		46.33	0.00509	0.825
		49.90	0.00609	0.987
		53.46	0.00615	0.996
		60.59	0.00615	0.996
		46.33	0.00614	0.995
		42.77	0.00464	0.752
		40.63	0.00063	0.102
		39.92	0.00054	0.088
		39.20	0.00050	0.081
		37.07	0.00037	0.060
		35.64	0.00029	0.047
		32.08	0.00016	0.026
		28.51	0.00000	0.000
32.08	0.00003	0.005		

TABEL XII. *Sn*-1926-I. Longitudinaal.

$$p_{\text{helium}} = 264.6 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.303 \text{ K.}$$

Klos *A*.

$$A_{\text{max.}} = 0.992.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.990.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.991.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.991.$$

$$H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 113.1 \text{ } i \text{ (} i \text{ in amp.)}.$$

Datum.	Stroom.	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Sn-1926-I}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
17 Maart 1926	8 mA	63.50	0.00021	0.119
		64.01	0.00028	0.158
		64.98	0.00035	0.193
		65.60	0.00044	0.242
		66.11	0.00048	0.266
		66.73	0.00057	0.315
		67.41	0.00076	0.421
		67.75	0.00132	0.732
		68.60	0.00163	0.904
		69.06	0.00170	0.942
		69.68	0.00170	0.942
		68.09	0.00170	0.942
		67.75	0.00170	0.942
		67.41	0.00170	0.942
		67.13	0.00170	0.942
		66.85	0.00160	0.900
		66.56	0.00155	0.858
		66.28	0.00136	0.753
		66.00	0.00111	0.617
		65.54	0.00079	0.441
		65.15	0.00073	0.403
		64.81	0.00068	0.378
		64.75	0.00068	0.375
		64.13	0.00059	0.329
		64.01	0.00059	0.329
		63.67	0.00043	0.238
63.45	0.00043	0.238		
63.05	0.00027	0.147		
62.88	0.00023	0.126		
62.60	0.00020	0.112		

TABEL XII. *Sn-1926-I*. Longitudinaal.
(Vervolg).

Datum.	Stroom.	$H_{gem.}$ in gauss	$W_{Sn-1926-1}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
17 Maart 1926	8 mA	63.32	0.00019	0.105
		61.92	0.00016	0.088
		61.52	0.00014	0.077
		61.01	0.00010	0.056
		48.55	0.00000	0.000
		60.62	0.00000	0.000
		61.23	0.00003	0.018
		61.47	0.00003	0.018
		61.75	0.00004	0.024
		62.03	0.00005	0.028
		62.32	0.00007	0.038
		62.60	0.00009	0.049
		62.88	0.00011	0.059
		63.16	0.00014	0.077
		63.50	0.00029	0.108
		64.07	0.00027	0.151
		64.52	0.00030	0.168
		64.86	0.00032	0.175
		65.15	0.00039	0.214
		65.54	0.00042	0.231
		66.00	0.00048	0.266
		66.62	0.00053	0.294
		67.24	0.00074	0.413
		67.81	0.00093	0.518
		68.43	0.00155	0.858
		69.11	0.00165	0.918
		69.68	0.00165	0.918
		66.28	0.00135	0.750
		62.32	0.00016	0.091
		61.18	0.00011	0.059
		60.62	0.00008	0.044
		60.05	0.00008	0.044
		59.48	0.00008	0.044
58.92	0.00008	0.044		
56.65	0.00000	0.000		

TABEL XIII. *Sn-1925-K₁*. Longitudinaal.

$$p_{\text{helium}} = 309 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.414 \text{ K.}$$

Klos A.

$$A_{\text{max.}} = 0.992.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.988.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.998.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.990.$$

$$H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 113.3 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

Datum.	Stroom.	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Sn-1925-K}_1}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$
16 Juli 1925	900 mA	47.50 G	0.0000009 Ω	0.21
		55.42	0.0000433	0.97
		46.94	0.0000244	0.54
		46.88	0.0000144	0.32
		46.82	0.0000083	0.19
		46.71	0.0000078	0.18
		45.81	0.0000031	0.07
		44.11	0.0000000	0.00
		45.41	0.0000000	0.00
		46.77	0.0000061	0.14
		47.05	0.0000061	0.14
		47.33	0.0000078	0.17
		47.84	0.0000100	0.22
		48.07	0.0000305	0.68
		48.29	0.0000433	0.97
		84.83	0.0000444	0.99
		47.05	0.0000255	0.57
		46.60	0.0000122	0.27
		45.24	0.0000011	0.02

TABEL XIV. *Sn-1926-K₂*. Longitudinaal.

$$p_{\text{bellum}} = 200 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3.^{\circ}120 \text{ K.}$$

Klos *W*.

$$A_{\text{max.}} = 0.783.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.776.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.991.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.780.$$

$$H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 35.87 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

Datum.	Stroom.	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Sn-1926-K}_2}$	Opm.
17 Maart 1926	200 mA	104.05	0.0000978 Ω	
		↓		
		87.09	0.0000000	sprong
		88.02	0.0000000	
		88.23	0.0000073	
		88.73	0.0000251	
		89.45	0.0000387	
		90.17	0.0000459	
		90.88	0.0000730	
		91.60	0.0000823	
		92.31	0.0000872	
		93.67	0.0000971	
		95.89	0.0000971	
		↓		
87.30	0.0000000	sprong		
	100 mA	95.89	0.0000971	
		↓		
	87.0	0.0000000	sprong	
	40 mA	95.89	0.0000971	
↓				
87.3	0.0000971	sprong		

HOOFDSTUK III.

DE MAGNETISCHE VERSTORING DER SUPRAGELEIDING BIJ KWIK.

§ 1. *Inleiding.*

Na het vinden der hysteresisverschijnselen bij de magnetische verstoring bij tin werd besloten het onderzoek met andere supra-geleiders voort te zetten, waarvoor in de eerste plaats kwik in aanmerking kwam. Dit metaal kan immers door herhaalde distillatie gemakkelijk in zeer zuiveren vorm verkregen worden, zoodat bv. verontreiniging met ijzer kon worden uitgesloten. Bovendien kunnen door insluiting in zeer nauwe glascapillairen gemakkelijk weerstanden vervaardigd worden, die bij geringe lengte nog een voldoende grooten weerstand bezitten, zoodat gemeten kan worden met homogeen en zuiver longitudinaal veld.

Het eerste resultaat van het onderzoek was niet alleen, dat de gezochte hysteresis inderdaad aanwezig is, maar bovendien, dat de overgangslijnen (in het bijzonder de neergaande) zeer scherpe discontinuïteiten vertoonen.

De belangrijkheid van dit verschijnsel, dat onwillekeurig reeds de gedachte aan quanteuse invloeden deed rijzen, deed ons veel tijd besteden om den aard dezer discontinuïteiten te leeren kennen. Het geheel der resultaten leidde ons er tenslotte toe aan te nemen, dat aan deze plotselinge weerstandsveranderingen *niet* beantwoordden veranderingen in den specifieke weerstand van het kwik, maar dat elke sprong gevolg was van het plotseling verdwijnen van den weerstand van een bepaald deel van den kwikdraad.

Nader stelden wij ons daarbij voor, dat tengevolge der zeer langzame afkoeling in den kwikdraad stukken één-kristal zouden

ontstaan en dat het optreden van een sprong het gevolg zou zijn van het plotseling suprageleidend worden van een dergelijk stukje één-kristal. De verschillende orientatie der kristallen ten opzichte van het magnetische veld zou moeten verklaren, dat de sprongen bij verschillende waarden van het veld optraden. Deze veronderstelling houdt in, dat bij een één-kristaldraad de weerstand in het veld plotseling verdwijnt, en dat de waarde, waarbij dit geschiedt, afhangt van de orientatie der kristalassen ten opzichte van den draad. Metingen met één-kristaldraden zullen voor deze veronderstellingen de quantitative gegevens moeten verstrekken. Uit de voorloopige metingen, in het vorige hoofdstuk medege-deeld, blijkt reeds, dat een plotseling verdwijnen van den weerstand in een één-kristaldraad inderdaad kan optreden.

Merkwaardig is het *verschil tusschen de opgaande en neer-gaande lijn*. Terwijl de laatste n.l. steeds discontinu verloopt, bleek de eerste in bijna alle gevallen continu te zijn. Dit wijst op een verschil in het proces van het afbreken der supra-geleiding en het optreden ervan. Dit verschil uit zich dan ook daarin, dat de opgaande lijn bij lagere temperaturen van vorm verandert en veel minder steil begint te verlooopen.

Tenslotte vonden wij een belangrijk resultaat in *de voort-zetting der weerstandskromme, beneden de sprongpuntstempera-tuur*. Meet men n.l. bij elke temperatuur beneden het sprongpunt de maximale waarde van den weerstand, die door het magneetveld kan worden teruggebracht en zet men de gevonden waarden uit als functie van de temperatuur, dan blijkt de aldus gevonden kromme de continue voortzetting te zijn van de weerstandskromme boven het sprongpunt. Voor tin was dit resultaat reeds als ver-onderstelling uitgesproken. Daarbij was het echter in veel mindere mate opvallend, omdat de weerstand boven het sprongpunt daar reeds zeer weinig meer met de temperatuur veranderde, zoodat de weerstandskromme boven het sprongpunt reeds ongeveer horizontaal verloopt en zich beneden het sprongpunt nagenoeg horizontaal voortzet ¹⁾.

¹⁾ Vgl. Leiden Comm. Suppl. N^o. 50. Zie ook het resultaat verkregen met een legering van lood en tin. (Diss. TUYN, p. 65, fig. 10, te publiceren in Leiden Comm. N^o. 181).

§ 2. Inrichting der proeven.

De metingen werden verricht met in glas ingesloten kwikdraden, voorzien van vier platina toeleidingsdraden. De weerstanden hadden bij de eerste metingen, welke nog een orienteerend karakter droegen, den vorm als aangegeven in fig. 15, later die aangegeven in fig. 16. Wij zullen beide modellen resp. als type I en II onderscheiden. Het eerste was gekozen in aansluiting aan vroeger gebruikte weerstanden, die bij de eerste metingen over de suprageleiding bij kwik hadden gediend¹⁾. Behalve de groote ruimte, die ze in den cryostaat innamen, hadden ze het nadeel, dat de hoeveelheid kwik, die bij de afkoeling door de glaseapillair zich moest verplaatsen, zeer groot was, waardoor vooral



Fig. 15.

bij de zeer nauwe capillairen de kwikdraden herhaaldelijk braken. Bij het tweede model was dit veel minder het geval. Hierbij ondervonden we echter weer de last, dat bij het weer verwarmen van heliumtemperaturen tot kamertemperatuur de reservoirtjes bijna steeds sprongen, zoodat voor elke meting weer nieuwe weerstandjes gemaakt moesten worden²⁾.

De magneetvelden werden weer aangebracht met de reeds beschreven klossen *W* en *A*. Bij de laatste was terwille van de ruimte, het gebruik van weerstandjes volgens type II noodzakelijk.

Een enkele maal werd gemeten met transversaal magnetisch veld verkregen met behulp van een geijkten electromagneet met breede poolschoenen (12 em diameter) waartusschen het buitenste cryostaatglas juist paste.

De weerstandsmetingen geschieden weer met het compen-



Fig. 16.

¹⁾ Zie Leiden Comm. N°. 133a, p. 14, fig. 3.

²⁾ Of dit samenhangt met den vorm der weerstanden of alleen gevolg is van het feit, dat bij het latere deel van het onderzoek meestal zeer nauwe capillairen gebruikt werden, laten we in het midden.

satieapparaat. De tot nu toe steeds gebruikte Siemens en Halske galvanometer werd vervangen door een Zernike galvanometer met een insteltijd van slechts drie seconden. De stroomsterkten werden geregeld met behulp van gewone schuifweerstand en met zeer continu regelbare koolweerstand.

Ter wille van het scherp en snel waarnemen der sprongen bleek de samenwerking van twee waarnemers gewenscht ¹⁾. Terwijl door den eersten de stroom door den magneetklos zoo langzaam en continu mogelijk werd gewijzigd, werd door den tweeden de galvanometer voortdurend waargenomen. Het optreden van een sprong verraadde zich door een plotselinge uitwijking van den galvanometer die van te voren door compensatie tot zijn evenwichtsstand was teruggebracht. Zoodra zich dit voordeed werd het veld constant gehouden en de nieuwe waarde van den weerstand gemeten. Door herhaling kon dan gewoonlijk de ligging van een sprong tot op eenige tienden gauss nauwkeurig worden bepaald (0.1 à 0.2 schaaldeel van de aflezing op den Weston-Ampèremeter, waarmede de stroom gemeten werd).

§ 3. *Hysteresis en discontinuïteiten.*

In de tabellen aan het eind van dit hoofdstuk zijn de uitkomsten der metingen en de gegevens voor de gebruikte weerstanden en magneetvelden samengevat. Hier zullen wij puntsgewijze de verkregen resultaten vermelden, daarbij telkens verwijzend naar de betreffende metingen.

1. Bij alle onderzochte weerstanden is de hysteresis bij de magnetische verstoring der suprageleiding zeer duidelijk aanwezig.
2. Het terugkeeren van den weerstand bij toenemend magneetveld geschiedt, als regel, continu.

¹⁾ Het meerendeel der in dit hoofdstuk vervatte metingen werden verricht door Prof. de Haas en mij. Wij ondervonden de hulp van de dames A. F. J. Janssen, M. J. C. Rietveld en J. L. Sollewijn Gelpke voor het meten van de dampspanningen van het heliumbad. Het regelen der stroomsterkten geschiedde eenige malen door den heer J. Voogd. Gaarne betuigen wij haar en hem onzen hartelijken dank.

3. Het verdwijnen van den weerstand bij afnemend magnetisch veld geschiedt zonder uitzondering discontinu en wel in één of meerdere sprongen.

N.B. We nemen, blijkens het in § 1 reeds opgemerkte, nu aan, dat elke sprong beantwoordt aan het plotseling suprageleidend worden van een bepaald deel van den kwikdraad, n.l. een bepaald stukje één-kristal.

4. Het aantal en de grootte der sprongen is verschillend en vrij uiteenlopend bij de verschillende weerstanden. (Zie overzichtstabel).

N.B. De verschillen in de veldwaarden waarbij de sprongen optreden worden verondersteld gevolg te zijn van de verschillende orientatie der stukjes één-kristal ten opzichte van het magneetveld. De kristallisatietoestand is dus blijkbaar verschillend. Dit wordt ook bevestigd door de zeer uiteenlopende waarden voor de verhouding tusschen de weerstand bij heliumtemperatuur en die bij kamertemperatuur. (Zie Overzichtstabel, 5e kolom).

5. De hysteresis en de discontinuïteiten treden in een transversaal veld evenzeer op als in een longitudinaal veld. Zie meting 15 Mei 1925.

N.B. Beide velden waren tamelijk inhomogeen. Voor het longitudinale veld zijn de gegevens in de tabel opgegeven. De inhomogeniteit van het transversale veld is niet nauwkeurig onderzocht. De uiterste waarden van het veld zullen hier misschien 10% uiteenloopen. Hoewel hierdoor, en door het te gering aantal punten waardoor de overgangslijnen zijn vastgelegd, quantitative conclusies onzeker zijn, merken wij toch het volgende op.

- a. De opgaande lijn beslaat in het transversale veld een veel grooter gebied dan in het longitudinale¹⁾, n.l. ze ligt tusschen 57 en 82 gauss, terwijl ze in het longitudinale veld van 71 tot 82 gauss verloopt.
- b. De neergaande lijn ligt in het transversale veld tusschen 66

¹⁾ Hetzelfde was reeds bij tin gevonden (Hoofdstuk II, p. 40).

- en 48 gauss (resp. eerste en laatste sprong), in het longitudinale veld tusschen 79 en 66.5 gauss.
- c. Niet van alle sprongen is de ligging nauwkeurig bepaald. Dat deze echter in de beide velden verschillend is, volgt uit het voorgaande en is in overeenstemming met de reeds genoemde veronderstelling omtrent den invloed der orientatie ten opzichte van het veld.
- d. In onderstaand tabelletje zijn opgegeven de waarden van het quotient $\frac{W}{W_{42}}$, die beantwoorden aan een horizontaal gedeelte in de neergaande lijn (afgelezen uit een, met behulp der onvolledige gegevens zoo goed mogelijk geconstrueerde grafiek).

Long. veld . . .	0.70	0.67	0.57 ^s	6.50	0.39	0.34	0.22	—	0.00
Transv. veld . .	0.70	—	0.58	0.52	—	0.32	0.24	0.12	0.00

Het blijkt, dat in beide gevallen dezelfde sprongen kunnen optreden, behalve dat soms twee opeenvolgende sprongen in het eene geval vervangen zijn door één enkele sprong in het tweede geval. In beide gevallen zijn het dus in hoofdzaak dezelfde stukken van den draad, die de sprongen veroorzaken.

6. Het aantal, de ligging en de grootte der sprongen, dus de geheele neergaande lijn is onafhankelijk van de stroomsterkte waarmede de weerstand gemeten wordt. Bij de meting van 5 Juni 1925, met *Hg-1925-D*, werd de stroomsterkte gevarieerd tusschen 0.4 en 8 mA (stroomdichtheden resp. 0.016 A/mm² en 0.32 A/mm²), bij die van 3 Juli 1925 met *Hg-1925-P* tusschen 1 en 28 mA (stroomdichtheden resp. 0.79 A/mm² en 22 A/mm²) zonder dat dit eenig merkbaar verschil maakte.

N.B. Men kan dus zeggen, dat voor den weerstand op elk horizontaal gedeelte van de neergaande lijn de Wet van OHM wel geldt. Dit klopt met de veronderstelling, dat deze weerstand te danken is aan dat deel van den draad, dat bij de gegeven temperatuur en het gegeven magnetische veld nog niet supra-leidend is.

7. De neergaande lijn is onafhankelijk van den aard van het magnetische veld in de volgende opzichten:

a. Klos A of Klos W.

Teneinde te zien of misschien plaatselijke inhomogeniteiten in het veld, verkregen resp. met één der beide klossen, een rol zouden spelen in den vorm der overgangsfiguur werd van den weerstand *Hg-1925-P* (meting 3 Juli 1925) de hysteresisfiguur gemeten, eerst met klos *A*, daarna met klos *W* (tabellen XXIV en XXV). Een principieel verschil tusschen beide figuren is niet aanwezig (zie fig. 21). De opgaande lijnen vertoonen in beide gevallen geen discontinuïteiten, in de neergaande treden soms drie, soms twee op. Bij de meting met klos *A* volgden de eerste en de tweede sprong elkaar zoo snel op, dat ze moeilijk waren te onderscheiden. Een dergelijk combineren van twee sprongen werd ook in andere gevallen vaak waargenomen en schijnt van toevallige omstandigheden af te hangen (misschien temperatuurschommelingen van het bad?). Bij de meting met klos *W* werd bv. op dezelfde manier het laatste sprongetje wel eens overgeslagen (men zie de stippellijn in fig. 21). Afgezien van deze, niet-principieele verschillen, zijn de figuren gelijkvormig en slechts ongeveer 0.5 gauss t.o.v. elkaar verschoven, hetgeen zeer wel toelaatbaar is, omdat in de evenredigheidsfactor C uit de formule $H = Ci$ een onzekerheid van ongeveer 1 % kan bestaan.

b. Homogeen of inhomogeen veld.

Bij de meting van 26 Mei 1926 werd de hysteresisfiguur voor den weerstand *Hg-1926-G* eerst gemeten in een tamelijk homogeen veld (het midden van klos *W*), daarna in een zeer inhomogeen veld, door de klos over een zekere afstand te verplaatsen. Uit tabel XIX en XX en fig. 19 blijkt, dat de neergaande lijn in beide gevallen dezelfde sprongen vertoont. De stippellijnen duiden weer aan, dat bij herhaalde meting soms twee sprongen werden gecombineerd.

Uit het feit, dat in een inhomogeen veld een sprong kan optreden, blijkt dat een deel van den draad zijn weerstand pas dan kan verliezen, wanneer over zijn geheele lengte het magnetische

veld beneden een bepaalde waarde is gedaald. Men zou veronderstellen dat deze waarde overeen zou stemmen, met die waarde waarbij de weerstand verdwijnt in een homogeen veld. Volgens de gegevens uit tabel XX, welke berekend zijn met een aangenomen verplaatsing van de klos over een afstand van 6 cm, zou dit echter niet het geval zijn. De maximale en minimale waarden van het veld (dus aan de beide uiteinden van den weerstand), beantwoordend aan den stroom waarbij de grootste sprong werd waargenomen, zijn resp. 39 en 33 gauss, terwijl in het homogene veld deze sprong optreedt bij 35 gauss. Nemen we echter aan, dat de verplaatsing 7 cm geweest is, dan vinden we voor de waarden van H aan de uiteinden van den weerstand resp. 36 en 29 gauss. In dit geval stemt dus, zooals verwacht werd, de grootste waarde in het inhomogene veld vrijwel overeen met de waarde in het homogene veld. Ook uit de gegevens voor de opgaande lijn blijkt, dat de verplaatsing van de klos eerder 7 dan 6 cm geweest is. Daar het echter niet zeker is, hebben we tabellen en figuur onveranderd gelaten.

c. Omkeering van het veld.

Bij de meting van 26 Juli 1926 werd de hysteresisfiguur van den weerstand $Hg-1926-G'$ (tabellen XXVI en XXVII, fig. 22) gemeten met twee richtingen van het veld, nl. de eene maal gelijkgericht, de tweede maal tegengesteld gericht met de verticale componente van het aardmagneetveld. De omkeering van het veld uit zich alleen in een verschuiving van de figuur over een afstand, die binnen de grenzen van de nauwkeurigheid der waarnemingen gelijk is aan tweemaal de verticale componente van het aardmagneetveld (ongeveer 1 gauss).

8. De sprongen zijn enkelvoudig en niet samengesteld uit een aantal snel opeenvolgende discontinuïteiten.

Dit werd opzettelijk nagegaan bij den weerstand $Hg-1925-D$ (5 Juni 1925), bij zeer uiteenlopende stroomsterkten. De aanleiding er toe was de gedachte, dat misschien een sprong het gevolg zou zijn van het plotseling optreden van één of een aantal atoomketens, waarlangs de electronen weerstandsloos zich kunnen bewegen.

Langs elk van zoo'n atoomketen zou een stroom van bepaalde grootte zich kunnen bewegen. De grootte van deze elementaire stroompjes kan men schatten, wanneer men zich voorstelt dat de electronen bv. in de buitenste banen van BOHR van atoom overgaan. Volgens een berekening van Prof. DE HAAS komt men dan tot eenige tienden mA¹⁾. Om de waargenomen grootte der potentiaalsprongen op te leveren, zou dus bij elke sprong een groot aantal dergelijke banen op moeten treden, welk aantal bovendien van de stroomsterkte zou afhangen. Ondanks de nauwkeurige waarneming hebben wij echter niets kunnen vinden, dat op een dergelijke onderverdeeling geleek.

9. Wenseht men de neergaande lijn of een gedeelte ervan te reproduceeren, dan blijkt het noodig het magnetische veld eerst weer zoo hoog op te voeren, dat de weerstand zoover mogelijk is teruggekeerd. Doet men dit niet, dus laat men een kleiner gedeelte van den weerstand terugkomen, dan krijgt men bij vermindering van het veld geheel andere sprongen dan in het eerste geval.

Qualitatief werd dit nagegaan bij den weerstand *Hg-1925-D* (5 Juli 1925). Later werden met den weerstand *Hg-1925-0* (16 Juli 1925) nog eenige metingen gedaan over de hysteresis bij een cyclus met kleinere eindwaarden, dan die waarbij de weerstand geheel verdwenen of weer teruggekomen is. In fig. 23 (Tabel XXVIII) is een dergelijke gedeeltelijke hysteresis door de stippellijn voorgesteld. Dit keer werden daarbij geen duidelijke discontinuïteiten waargenomen.

N.B. Met onze veronderstelling omtrent de oorzaak der sprongen is dit niet in strijd. Zoolang nl. het veld niet volledig is opgevoerd, zal de weerstand van een bepaald stuk één-kristal ook niet geheel zijn teruggekeerd. Bij vermindering van het veld treedt daarom de bij dit stuk behoorende sprong ook niet op.

10. De breedte der hysteresisfiguur is bij eenzelfde temperatuur voor verschillende weerstanden nog al verschillend.

¹⁾ Physica 5, 447, 1925.

Men vergelijkte bv. de figuren 20 en 21. Men krijgt den indruk dat bij de breedere figuren ook de opgaande lijnen het minst steil loopen.

11. In de opgaande lijn werden slechts éénmaal discontinuïteiten waargenomen.

N.l. bij den weerstand *Hg-1925-G* (26 Mei 1925). Bij twee temperaturen nl. $3^{\circ}.796$ K. en $3^{\circ}.962$ K. werd de hysteresisfiguur gemeten (tabellen XVIII, XIX, XX). Beide malen traden discontinuïteiten op. Uit de figuren 18 en 19 blijkt, dat in beide gevallen de opgaande lijn bestaat uit een aantal kleinere sprongen, gevolgd door eenige grootere.

Bij de laatste temperatuur werd de hysteresisfiguur ook nog gemeten in een *inhomogeen* veld (zie onder 7, *b*). Het aantal sprongen neemt door de inhomogeniteit sterk toe.

Daar in de figuur de gemiddelde waarden van *H* zijn uitgezet, zou men een verplaatsing van de lijn naar de zijde der lage velden verwachten. Men vindt in de figuur een tegengestelde verplaatsing. Vermoedelijk is dit een gevolg van een fout in de meting van de verplaatsing van de klos (zie onder 7, *b*). Nemen wij aan, dat deze 7 cm geweest is, dan zijn bij het begin van het terugkeeren van den weerstand de uiterste waarden van het veld resp. 34.5 en 43 gauss, en bij het einde 41 en 51 gauss. In het homogene veld speelt het terugkeeren van den weerstand zich af tusschen 38 en 42 gauss. Een en ander is met elkaar in overeenstemming te brengen door aan te nemen, dat het stuk van de capillair, waarvan de weerstand bij 38 gauss begint terug te komen, ongeveer in het midden van de capillair ligt.

Een reden waarom de terugkeer van den weerstand deze eene maal discontinu en alle andere malen continu geschiedde, hebben wij niet kunnen vinden.

Met een andere weerstand (*Hg-1925-R*, 3 Dec. 1925) vonden wij eveneens bij de twee temperaturen, waarbij gemeten werd, aanduidingen voor de aanwezigheid van sprongen. Deze weerstand was echter bovendien merkwaardig omdat het eerste terugkeeren van den weerstand bij een veel lagere veldwaarde geschiedde, dan het geval was met andere weerstanden bij dezelfde temperaturen. Ook het verdwijnen van het laatste gedeelte geschiedde bij een abnormaal lage veldwaarde (tabellen XXXI en XXXII).

§ 4. *De verklaring der discontinuïteiten.*

In de voorgaande paragraaf is reeds gewezen op die feiten, welke de gegeven verklaring van de discontinuïteiten ondersteunen. Teneinde de veronderstelling nog nader te toetsen, werden nog eenige metingen gedaan met weerstanden van het model als aangegeven in fig. 17. Dit bestaat uit twee capillairen (*a* en *b*) verbonden door een kwikreservoirtje met ingesmolten platina draden, zoodat de weerstand van elk der capillairen afzonderlijk en gezamenlijk kon worden gemeten.



Fig. 17.

Met *Hg-1925-Z*, volgens dit model vervaardigd werd op 3 Dec. 1925 de hysteresisfiguur gemeten. Men zie tabel XXX en fig. 24. In de figuur is als ordinaat uitgezet de gezamenlijke weerstand *c* der beide capillairen. Telkens werd, zoodra bij vermindering van het veld een plotselinge weerstandsverandering werd gevonden, de weerstand zoowel van *c* als van *a* en *b* afzonderlijk bepaald. Alleen bij de eerste sprong bleken zoowel *a* als *b* een deel van hun weerstand verloren te hebben. Bij alle volgende sprongen trad de weerstandsverandering of in *a* of in *b* op. In de figuur is dit bij de sprongen aangegeven. Bij een iets hogere temperatuur werd de neergaande lijn nog eens gemeten, met hetzelfde resultaat. Alleen waren nu de eerste twee sprongen in de capillair *a* gecombineerd. De weerstandsverminderingen in *a* en *b* bij de eerste gezamenlijke sprong zijn volstrekt niet evenredig met de weerstanden voor de sprong. Er is dus geen sprake van dat de weerstandsverandering gelijkmatig over de geheele lengte van de beide capillairen zou verdeeld zijn en door deze proef mag het plaatselijk karakter der sprongen bewezen geacht worden.

Om te zien of het samenvallen der eerste sprongen al of niet op toeval berustte, werd een nieuwe meting gedaan met *Hg-1926-D*, vervaardigd volgens hetzelfde type. Men zie tabel XXXVII en fig. 25. Het resultaat was hetzelfde. Bij beide temperaturen waarbij gemeten werd treedt de eerste sprong in de beide weerstanden gelijktijdig op, de andere òf in de eerste òf in de tweede. Ook nu zijn de grootten der eerste sprongen niet evenredig met de weerstanden voor de sprong. Dat er een sprong is, waarbij

beide capillairen een deel van hun weerstand verliezen, behoeft op zich zelf niet te verwonderen. Er kan zich nl. zeer goed een stuk één-kristal vormen, dat zich over een deel der beide capillairen en over het middelste reservoirtje uitstrekt. Waarom de kristallisatierichting hiervan echter zoodanig is, dat de weerstand het eerste verdwijnt, is vooralsnog moeilijk in te zien.

Reeds in het vorige hoofdstuk is melding gemaakt van de proef met de tindraad, die van te voren verhit was. Ook hierdoor ontvangt de gegeven verklaring der discontinuïteiten een groote steun.

Tenslotte wijzen we er nog op, dat verschillen in kristallisatietoestand zich ook uiten, in de verschillende waarden voor de verhouding tusschen den weerstand bij $4^{\circ}2$ K. en dien bij kamertemperatuur. Wij kregen den indruk, dat wijdere capillairen over het algemeen een grootere waarde voor $\frac{W_{4^{\circ}2 \text{ K.}}}{W_{\text{kamertemp.}}}$ opleverden, dan nauwe ¹⁾.

Het is wel duidelijk, dat voor een verder opsporen van de wetten, die de magnetische verstoring der suprageleiding beheerschen, een uitgebreid quantitatief onderzoek naar de eigenschappen van suprageleiders in den vorm van éénkristaldraden noodzakelijk is.

§ 5. *De hysteresisfiguur bij verschillende temperaturen.*

Om de wijze, waarop de vorm der overganglijnen van de temperatuur afhangt, na te gaan, werd op 11 Febr. 1926, met den weerstand *Hg-1926-A*, bij een viertal temperaturen de hysteresisfiguur opgenomen. De resultaten zijn vervat in de tabellen XXXIII, XXXIV, XXXV, XXXVI, en worden voorgesteld door fig. 27.

Daar weinig tijd beschikbaar was, moest snel gemeten worden, waardoor de opgaande lijnen, vooral bij de lagere temperaturen slechts onvolledig bekend zijn. Het blijkt intusschen uit fig. 27 duidelijk, dat ze bij lagere temperaturen veel minder steil gaan loopen dan bij hoogere. De afstand tusschen de opgaande en neergaande lijn,* gemeten langs de as der veldsterkten, schijnt

¹⁾ Zie ook Leiden Comm. N^o. 133a, p. 10.

zoowel voor de hooge als voor de lage temperaturen tot nul te naderen.

Wat de neergaande lijn betreft, deze vertoont blijkens de figuur niet steeds hetzelfde aantal sprongen, hoewel men dit op grond der gegeven verklaring zou verwachten. Intusschen is reeds meer dan eens gewezen op het combineeren van sprongen waardoor de vorm van de neergaande lijn kan veranderen. Bij de andere weerstanden, die bij verschillende temperaturen zijn gemeten gelukte het ons wel, zoo noodig met combinatie van sprongen, de lijnen bij verschillende temperaturen uit elkaar af te leiden (b.v. met *Hg-1925-R* en *Hg-1926-D*). De verschillende veldwaarden, waarbij de sprongen optreden, schijnen op verschillende wijze van de temperatuur af te hangen, waardoor eveneens het karakter van de neergaande lijn zich kan wijzigen. Men zie b.v. fig. 25.

De weerstandsmetingen geschieden dit keer, wegens in gebruik zijn van de compensatiebank voor andere metingen met een schakeling, waarbij door de uitslagen van een Zernike-galvanometer de potentialen aan een bekenden en den onbekenden weerstand direct vergeleken worden. De evenredigheid der uitslagen met de potentiaalverschillen was verzekerd door de groote weerstand van de galvanometerketen tegenover de te meten weerstanden en werd bovendien nog opzettelijk gecontroleerd met behulp van bekende weerstanden.

§ 6. *Afhankelijkheid der „drempelwaarde” ($H_{1/2}$) van de temperatuur.*

In aansluiting aan de door TUYN en KAMERLINGH ONNES ingevoerde definitie voor de drempelwaarde van het magnetische veld, zullen wij, zooals reeds in het vorige hoofdstuk is opgemerkt, onder $(H_{1/2})_{\text{opp.}}$ verstaan: de waarde van het magneetveld, waarbij de weerstand, bij toenemend magneetveld, teruggekeerd is tot de helft van zijn maximale waarde, bij de betreffende temperatuur. Eveneens verstaan we onder $(H_{1/2})_{\text{neerg.}}$ de waarde van het veld, waarbij de weerstand op de helft van dit bedrag is gedaald. De aanwezigheid der discontinuïteiten in de overgangslijnen maakt, dat een physische beteekenis aan deze waarden niet kan worden toegekend. Wij houden ons echter aan de gegeven

definitie, om onze resultaten met vroegere te kunnen vergelijken.

In de overzichtstabel (XXXIX) zijn deze drempelwaarden en hun verschillen voor elk der gemeten weerstanden opgegeven (kolom 14, 15, 16).

In fig. 28 zijn ze, tezamen met oudere metingen¹⁾ over de afhankelijkheid van temperatuur en drempelwaarden, voor tin, indium en lood weergegeven. Zooals te verwachten was eindigen de beide lijnen welke het verband tusschen $(H_{1/2})_{opp.}$, resp. $(H_{1/2})_{neerg.}$ en T voorstellen, in één punt van de as der abscissen. Dit punt beantwoordt aan de sprongpunttemperatuur van kwik, nl. $4^{\circ}.17$ K. (§ 7). Bij vergelijking dezer beide krommen met de drie andere, houde men in het oog, dat onze metingen op een longitudinaal veld, de andere op een transversaal veld betrekking hebben. Uit eenige metingen over de drempelwaarden voor tin in een longitudinaal veld schijnt te volgen, dat in een dergelijk veld de kromme $H_{1/2}$, T iets steiler verloopt. De kromme voor tin is, zooals reeds is vermeld, volgens TUYN en KAMERLINGH ONNES¹⁾ met voldoende benadering voor te stellen door een formule van den vorm $H_{1/2} = h (T_s^2 - T^2)$, waarbij $h = 20.3$ en T_s is het sprongpunt voor tin. Een formulé van denzelfden vorm bleek voor kwik minder goed te voldoen. In fig. 29 zijn de waarden voor $(H_{1/2})_{opp.}$ uitgezet tegen de bijbehorende waarden van T^2 . Ter vergelijking zijn ook de vroegere metingen, betreffende tin en indium voorgesteld. Men ziet, dat de punten voor kwik minder goed op een rechte lijn liggen dan die voor tin. De in de figuur geteekende rechte beantwoordt aan de formule $H_{1/2} = h (T_s^2 - T^2)$, waarbij $h = 25.16$ en $T_s = 4^{\circ}.17$ K. In tabel XXXVIII zijn voor alle weerstanden opgegeven, de met deze formule berekende waarden voor $(H_{1/2})_{opp.}$, en eveneens de gemeten waarden voor $(H_{1/2})_{opp.}$ en $(H_{1/2})_{neerg.}$. De verschillen tusschen de gemeten en de berekende waarden blijken te groot te zijn, dan dat zij aan onnauwkeurigheden in de meting zouden kunnen worden toegeschreven. Dit blijkt vooral bij de twee laagste temperaturen, waarbij gemeten is, met den weerstand *Hg-1926-A*. Voor kwik kan dus de formule $H_{1/2} = h (T_s^2 - T^2)$ slechts als benaderingsformule gelden.

¹⁾ Leiden Comm. N^o. 174a.

Voorts komen individueele verschillen tusschen diverse weerstanden, waarmede bij eenzelfde temperatuur gemeten is, aan het licht, die ongetwijfeld verband houden met de verschillen in den kristallisatietoestand. Dat bij tin zooveel betere aansluiting met de geciteerde formule verkregen werd, ook bij meting met verschillende weerstanden, zal zeker wel zijn oorzaak vinden in de afwezigheid van groote kristallen in de gespoten en gewikkelde draden. Het is duidelijk dat ook ter opheldering van de afhankelijkheid der drempelwaarde van de temperatuur, een onderzoek naar de magnetische verstoring der suprageleiding in één-kristaldraden dringend gewenscht is.

§ 7. *De hypothese van SILSBEE.*

Het is bekend, dat, behalve door een uitwendig magnetisch veld aan te brengen de suprageleiding ook verstoord kan worden door een voldoende sterken stroom door den geleider te zenden. Door SILSBEE¹⁾ is de veronderstelling uitgesproken, dat de tweede verstoringwijze, niet principieel zou verschillen van de eerste. Een stroom zou de suprageleiding nl. dan verstoren zoodra zijn magnetisch veld aan het oppervlak van den draad, de magnetische drempelwaarde zou bereikt hebben.

Tot nu toe zijn verschillende argumenten voor deze hypothese door het experiment opgeleverd. Het zal nog moeten blijken of ook de thans gevonden hysteresisverschijnselen met deze hypothese in overeenstemming zullen blijken. Zien wij daar thans van af, dan kunnen wij nog met behulp van oude gegevens over de stroomdrempelwaarde en de nieuwe over de magnetische drempelwaarde de hypothese toetsen.

SILSBEE berekent uit de beschikbare gegevens over de stroomdrempelwaarden, in verband met de diameters van de kwikdraden de magnetische drempelwaarden voor eenige weerstanden bij 4° K. en 3° K. Bij de eerste temperatuur loopen ze uiteen van 11—15 gauss, bij de tweede van 39—89 gauss. Volgens onze metingen bedroeg bij de gegeven temperatuur $(H_{1/2})_{opp}$ resp. 13 en 120 gauss. De overeenstemming

¹⁾ F. B. SILSBEE, Journ. Wash. Ac. of Sc. 6, 597, 1916. Sc. Pap. Bur. of Stand. 14, N°. 307, 1917.

is bij de laatste temperatuur dus niet aanwezig. Men houde echter rekening met de groote moeilijkheid om stroomdrempelwaarden nauwkeurig te bepalen. De gegevens zijn blijkbaar nog te schaarsch en te onzeker om eenige conclusies toe te laten.

§ 8. *De voortzetting der weerstandskromme beneden het sprongpunt.*

Dat het maximale bedrag van den weerstand, dat bij een bepaalde temperatuur kan worden teruggebracht, afneemt met afnemende temperatuur, springt uit figuur 27 wel zeer duidelijk in het oog. Teneinde den aard dezer temperatuurafhankelijkheid nader te onderzoeken, werd op 20 Nov. 1925 een meting verricht met den weerstand *Hg-1925-N*. In de eerste plaats is nagegaan de weerstandsvermindering in het gebied tusschen $4^{\circ}.25$ en $4^{\circ}.159$ K. Bij de laatste temperatuur is de weerstand beneden den grens der meetbaarheid gedaald. De plotselinge daling van den weerstand (sprongpunt) ligt tusschen $4^{\circ}.19$ en $4^{\circ}.16$ K. Vervolgens werd bij een zestal lagere temperaturen, door het aanbrenge van een voldoende sterk magnetisch veld (met klos *W*) bepaald het maximale bedrag van den weerstand dat kon worden teruggebracht (Tabel XXIX). In fig. 26 stelt de getrokken lijn de eerste, de gestippelde de tweede serie metingen voor. De twee lijnen sluiten bij het begin van de overgangslijn continu bij elkaar aan. De stippellijn vertoont voorzoover ze getrokken kon worden geheel het karakter van de weerstandskromme van een niet supra-geleidend metaal bij deze temperaturen.

Men kan het resultaat dezer meting dus aldus uitspreken: *mits men een suprageleider brengt in een, van den aanvang af voldoende sterk magnetisch veld, vertoont de weerstandskromme van een suprageleider als functie van de temperatuur geen anomalieën.*

Wanneer de weerstand, die door het magnetische veld wordt teweeggebracht van principieel anderen aard was dan de gewone weerstand boven het sprongpunt zou men dit zeker niet verwachten. Wijst dit er misschien op, dat ook de restweerstand van niet-suprageleiders bij de laagste temperaturen beschouwd moet worden als „magnetisch verstoorde suprageleiding” en gevolg zou zijn van een magnetische oorzaak in het atoom?

Bekend is, dat bij aanwending van voldoende sterke magnetische

velden, ook boven het sprongpunt een invloed van het magnetische veld op den weerstand kan worden waargenomen. Wij wenschen hier nog op te merken, dat door KAMERLINGH ONNES vaak den wensch is uitgesproken, om het verband tusschen weerstand, temperatuur en magnetisch veld voor suprageleiders zoowel onder als boven het sprongpunt voorgesteld te zien in een driecassig coördinatenstelsel. Voor de constructie van een dergelijk oppervlak zou kwik (in de tweede plaats waarschijnlijk lood) een geschikt metaal zijn, door den vorm van zijn weerstandskromme boven en onder het sprongpunt.

§ 9. *Samenvatting.*

Bij de magnetische verstoring der suprageleiding bij kwik werden hysteresisverschijnselen waargenomen. De overgangslijnen (in het bijzonder de neergaande) vertoonen discontinuïteiten. De oorzaak der discontinuïteiten werd gevonden in den kristallisatietoestand van het kwik, nl. in de aanwezigheid van stukjes één-kristal. De vorm der opgaande lijn hangt sterk af van de temperatuur. De formule $H_{1/2} = aT^2 + b$ geldt voor kwik slechts bij benadering. Brengt men een suprageleider in een van den aanvang af voldoende sterk magnetisch veld, dan vertoont zijn weerstandskromme als functie van de temperatuur geen anomalieën.

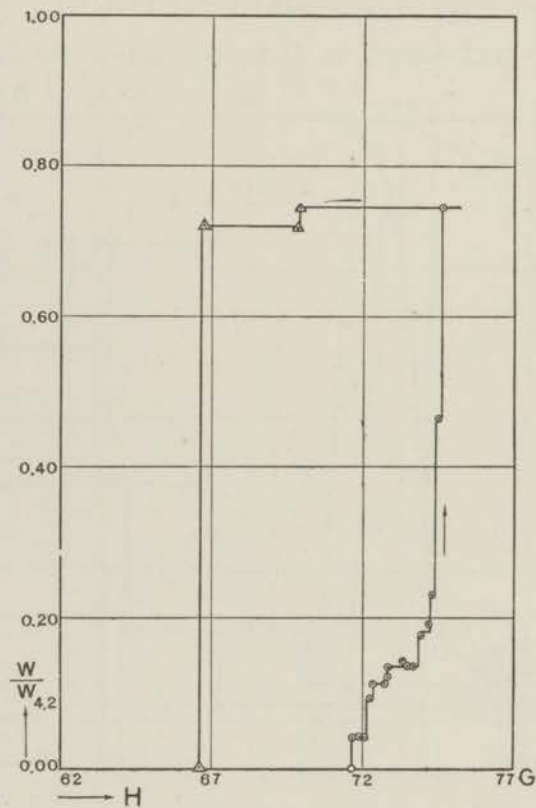


Fig. 18. *Hg-1925-G* (p. 63. Tabel IV).

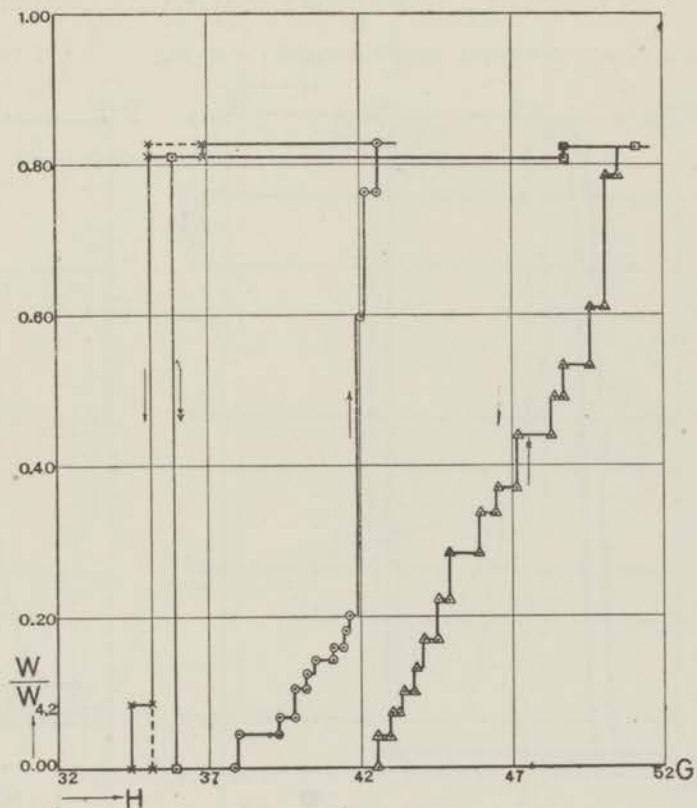


Fig. 19. *Hg-1925-G* (p. 60, 63. Tabellen XIX en XX).

○ } homogeen veld.
 × }

△ } inhomogeen veld.
 □ }

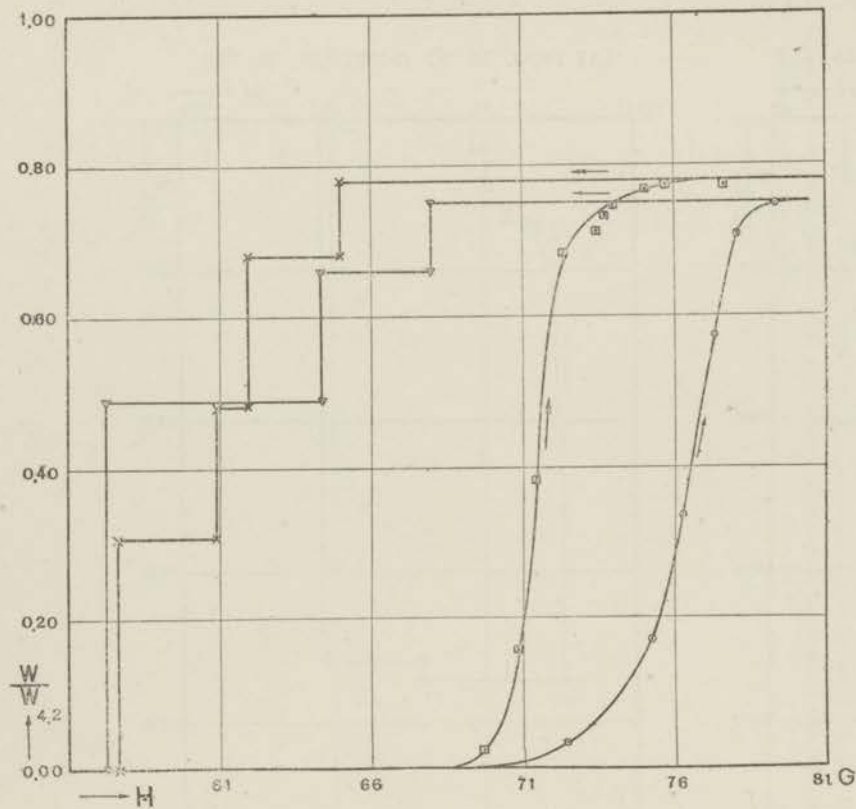


Fig. 20. *Hg-1925-L* and *K* (p. 63. Tabellen XXII en XXIII).

\odot } *Hg-1925-L* (Tabel XXII). \square } *Hg-1925-K* (Tabel XXIII).
 ∇ }

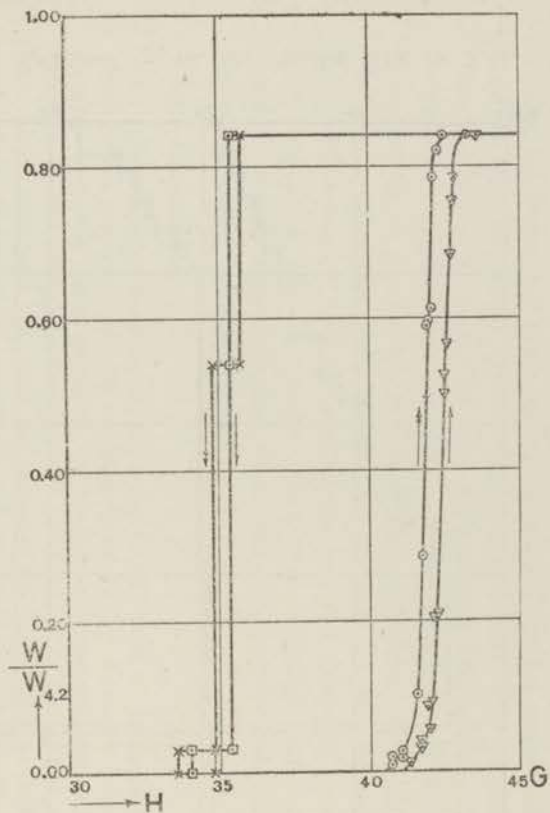


Fig. 21. *Hg-1925-P* (p. 60. Tabellen XXIV en XXV).

\triangle } *Klos A* (Tabel XXIV). \odot } *Klos W* (Tabel XXV).
 \square }

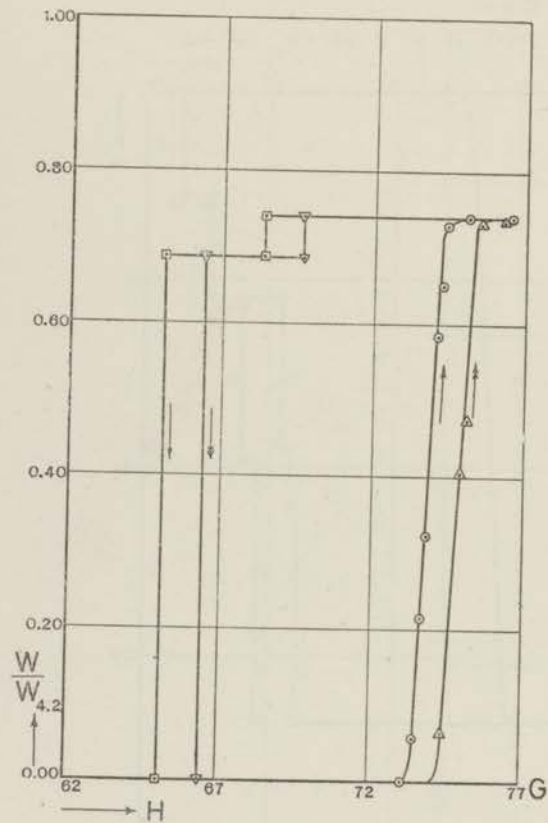


Fig. 22. *Hg-1925-G'* (p. 61. Tabellen XXVI en XXVII).

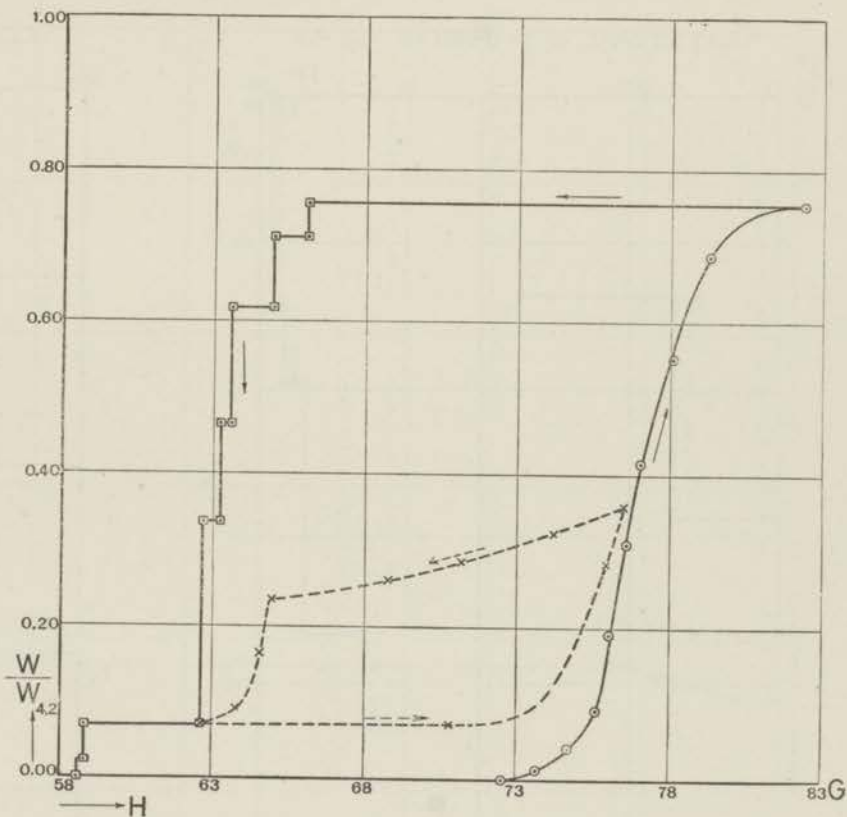


Fig. 23. *Hg-1925-O* (p. 62. Tabel XXVIII).

$\left. \begin{array}{l} \triangle \\ \nabla \end{array} \right\} \text{Veld } \uparrow \begin{array}{l} Z \\ N \end{array} \text{ (Tabel XXVI). } \left. \begin{array}{l} \circ \\ \square \end{array} \right\} \text{Veld } \uparrow \begin{array}{l} N \\ Z \end{array} \text{ (Tabel XXVII).}$

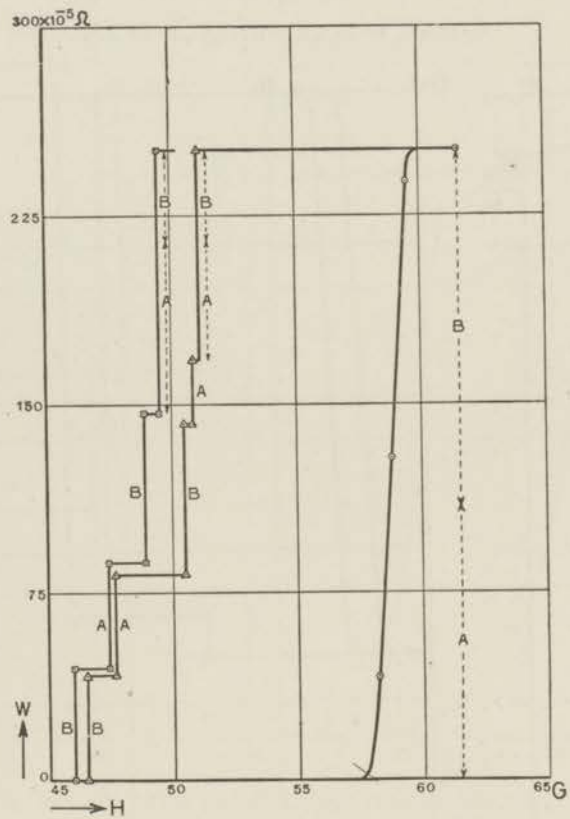


Fig. 24. Hg-1925-Z (p. 64. Tabel XXX).

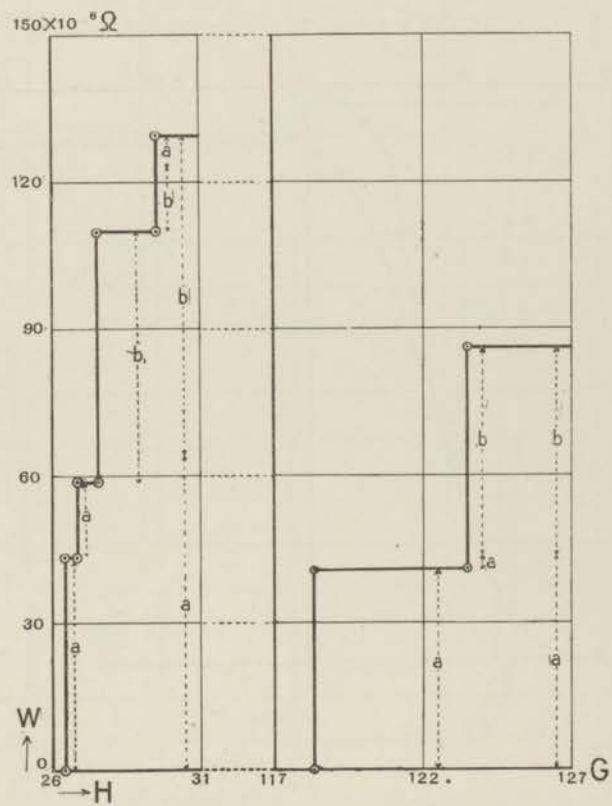


Fig. 25. Hg-1926-D (p. 64. Tabel XXXVII).

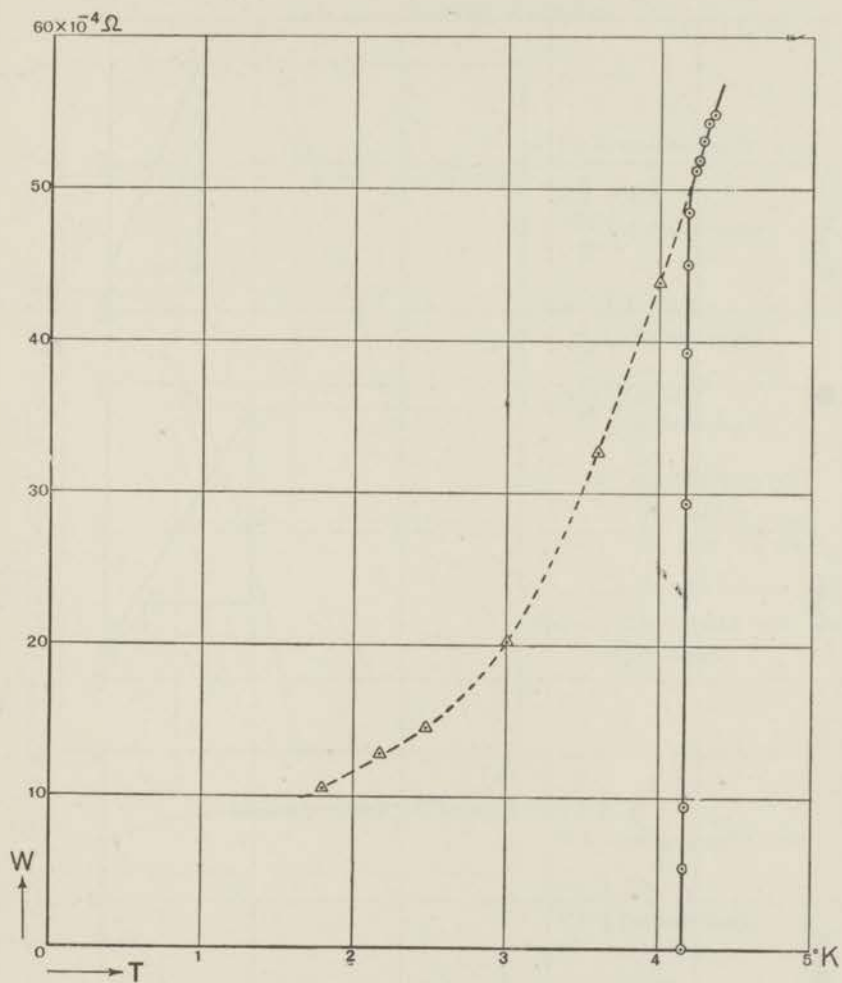


Fig. 26. Hg-1925-N (p. 69. Tabel XXIX).

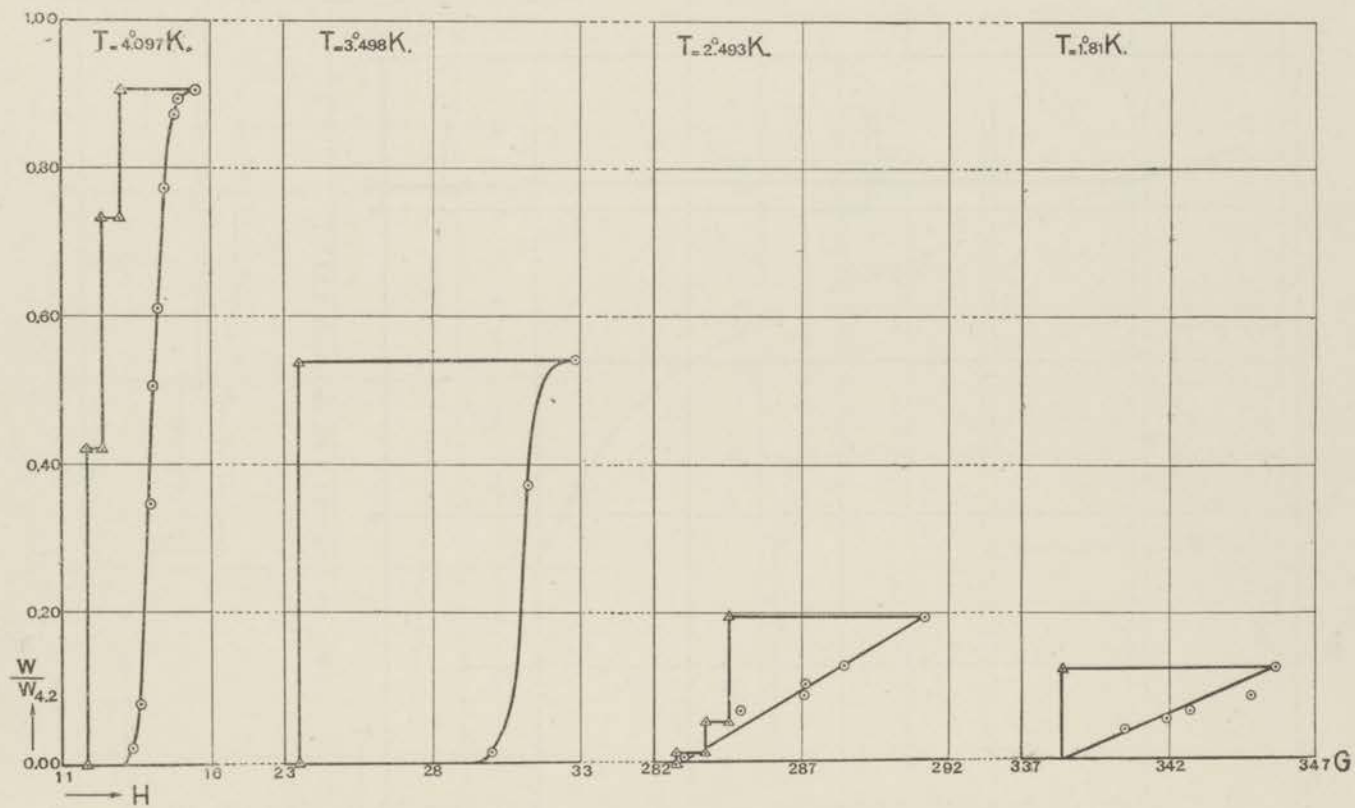
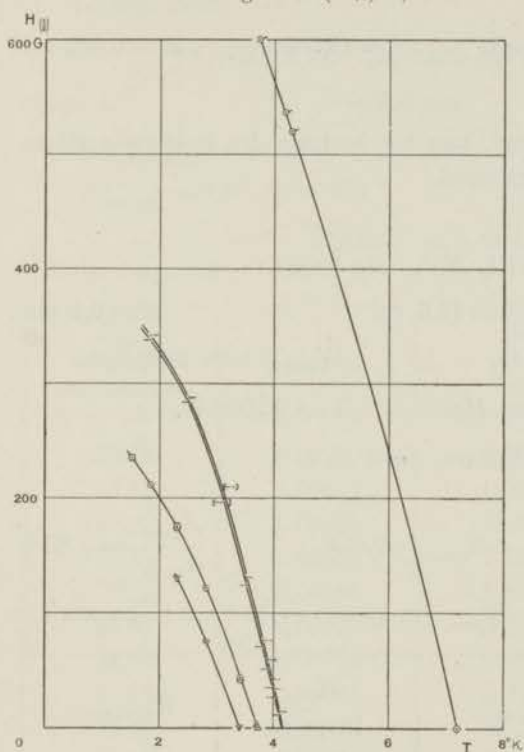


Fig. 27. Hg-1926-A (p. 65. Tabellen XXXIII, XXXIV, XXXV, XXXVI).

Fig. 28. ($H_{1,2}$, T , Tabel XXXVIII).Uit Leiden Comm. N^o. 174a.

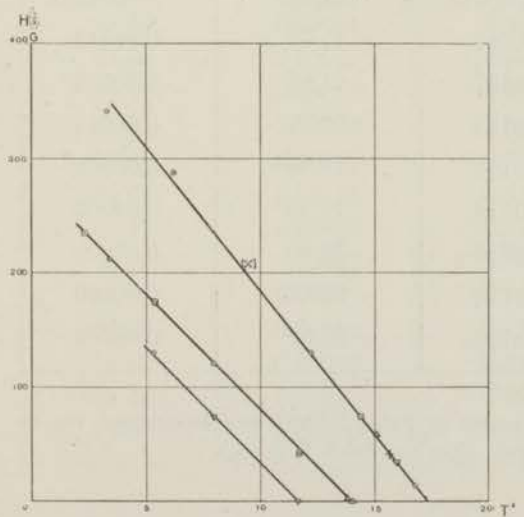
△ } Tin
○ } (transversaal)
□ }

⊙ } Lood
◇ } (transversaal)

▽ Indium
(transversaal)

Uit Tabel XXXVIII.

· — Hg -1926-A (opg.)
- · - Hg -1926-A (neerg.)
· — — andere kwikweers. (opg.)
- - - andere kwikweerst. (neerg.)
(longitudinaal).

Fig. 29. ($H_{1,2}$, T^2 , Tabel XXXVIII).Uit Leiden Comm. N^o. 174a.

△ } Tin
⊙ } (transversaal)
□ }

▽ Indium
(transversaal)

Uit Tabel XXXVIII.

⊙ }
▽ } Kwik
× } (longitudinaal)
△ }
□ }
[×]

1. 18 Maart 1925.

Hg-1925-A. Type I. $l = 11.5$ cm. $d = 0.092$ mm.

Klos *W*.¹⁾

Wegens gebrek aan tijd, kon het bestaan der hysteresis alleen kwalitatief worden aangetoond.

2. 30 April 1925.

TABEL XV. *Hg*-1925-C.

Type I. $l = 11.5$ cm. $d = 0.2$ mm.

$W_{\text{kamertemp.}} = 2.65 \Omega$. $W_{4^{\circ}.2\text{K.}}$ niet gemeten.

$p_{\text{helium}} = 647.7$ mm *Hg*. $T = 4^{\circ}.036$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos *W*.

$A_{\text{max.}} = 0.783$. $A_{\text{min.}} = 0.699$. $\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.893$.

$A_{\text{gem.}} = 0.765$. $H_{\text{gem.}}$ (in gauss) = 35.09 *i* (*i* in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-C}}$	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-C}}$
21.05	0.00000 Ω	22.67	0.00072 Ω
24.56	0.00040	21.79	0.00012
28.07	0.00107	21.05	0.00013
31.58	0.00111	20.35	0.00011
35.09	0.00113	19.65	0.00009
38.60	0.00114	18.95	0.00000
35.09	0.00112	19.65	0.00000
31.58	0.00112	20.42	0.00000
24.56	0.00112	21.05	0.00002

¹⁾ Behalve bij de meting vervat in Tabel XXVII was de zuidpool van de klos steeds naar boven gekeerd. (Zie hoofdstuk I, p. 23.)

3. 15 Mei 1925.

TABEL XVI. *Hg*-1925-*E*. Transversaal.Type I. $l = 8.3$ cm. $d = 0.2$ mm.

$$W_{\text{kamertemp.}} = 2.64 \Omega . \quad W_{4^{\circ}.2 \text{ K.}} = 0.000398 \Omega .$$

$$p_{\text{helium}} = 2.64 \text{ mm Hg.} \quad T = 3^{\circ}.796 \text{ K.}$$

Stroom = 5 mA.

Electromagneet.

$H_{\text{gem.}}$ in gauss transversaal	$W_{\text{Hg-1925-E}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
56.78	0.00000 Ω	0.00	
64.84	0.00011	0.10	
69.00	0.00025	0.24	
73.15	0.00058	0.55	
77.22	0.00068	0.65	
81.87	0.00075	0.71	
89.93	0.00079	0.75	
85.29	0.00075	0.71	
77.14	0.00076	0.72	
69.00	0.00074	0.70	
65.74	0.00074	0.70	} sprong
65.33	0.00061	0.58	
64.60	0.00061	0.58	
62.72	0.00055	0.52	
61.91	0.00055	0.52	
60.85	0.00055	0.52	
59.63	0.00055	0.52	
58.41	0.00034	0.32	} "
56.78	0.00025	0.24	} " ?
54.99	0.00013	0.12	} "
53.76	0.00013	0.12	
52.13	0.00013	0.12	
48.63	0.00013	0.12	} "
?	0.00000	0.00	} " ?

TABEL XVII. *Hg-1925-E.*

Zie Tabel XVI.

$$p_{\text{helium}} = 498.4 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.796 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 5 \text{ mA.}$$

Klos *W*.

$$A_{\text{max.}} = 0.783.$$

$$A_{\text{min.}} = 0.699.$$

$$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.893.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.765.$$

$$H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 35.09 \text{ } i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-E}}$	$\frac{W}{W_{42}}$	Opm.
70.80	0.00000 Ω	0.00	
71.50	0.00013	0.12	
72.20	0.00030	0.29	
72.82	0.00040	0.38	
74.21	0.00046	0.44	
74.91	0.00048	0.45	
76.51	0.00052	0.49	
77.77	0.00058	0.55	
79.85	0.00069	0.66	
82.01	0.00073	0.70	
83.40	0.00074	0.705	
86.96	0.00076	0.72	
90.50	0.00076	0.72	
88.35	0.00076	0.72	
86.26	0.00076	0.72	
85.49	0.00076	0.72	
83.40	0.00074	0.70	
82.01	0.00074	0.70	
79.85	0.00074	0.70	} sprong
78.81	0.00070	0.67	
78.11	0.00070	0.67	}
77.28	0.00070	0.67	
76.30	0.00062	0.59	} "
75.75	0.00060	0.57	
75.12	0.00059	0.56	}
74.21	0.00054	0.51	
73.59	0.00052	0.49	} "
72.54	0.00053	0.50	
72.06	0.00040	0.38	}
71.64	0.00042	0.40	
70.66	0.00036	0.34	}
70.11	0.00023	0.22	
69.41	0.00022	0.21	}
68.71	0.00022	0.21	
67.46	0.00022	0.21	}
66.97	0.00022	0.21	
66.63	0.00022	0.21	} "
66.28	0.00000	0.00	

4. 26 Mei 1925.

TABEL XVIII ¹⁾. Hg-1925-G.Type I. $l = 24$ mm. $d = 0.052$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 8.20 \Omega$. $W_{4^{\circ}2\text{K.}} = 0.00378 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 498.5$ mm Hg. $T = 3^{\circ}.796$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos W.

 $A_{\text{max.}} = 0.783$. $A_{\text{min.}} = 0.778$. $\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.994$. $A_{\text{gem.}} = 0.781$. $H_{\text{gem.}}$ (in gauss) = 35.82 i (i in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-G}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
71.56	0.00000 Ω	0.000	} sprong
71.70	0.00016	0.042	
↓			
72.16	0.00035	0.093	”
↓			
72.34	0.00042	0.112	”
↓			
72.77	0.00046	0.121	”
↓			
72.91	0.00049	0.131	”
↓			
73.34	0.00053	0.141	”
↓			
73.91	0.00068	0.179	”
↓			
74.19	0.00072	0.192	”
↓			
74.26	0.00089	0.236	” ?
↓			
74.41	0.00175	0.463	” ?
↓			
74.60	0.00282	0.746	”
94.60	0.00282	0.746	”
↓			
69.80	0.00271	0.718	”
↓			
66.57	0.00000	0.000	”

¹⁾ De pijlen in deze en de volgende tabellen, duiden aan, dat de weerstand eerst constant bleef, om dan plotseling een nieuwe waarde te bereiken. Ze corresponderen dus met de horizontale gedeelten der overgangslijnen. Zeer

TABEL XIX. *Hg*-1925-*G*.

Zie Tabel XVIII.

$$p_{\text{helium}} = 598 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.962 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 4 \text{ mA.}$$

Klos *W* (zie Tabel XVIII).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-G}}$	$\frac{W}{W_{42}}$	Opm.
37.77	0.00000 Ω	0.000	} sprong
38.06	0.00017	0.045	
↓			
39.34	0.00025	0.065	„
↓			
39.84	0.00039	0.104	„
↓			
40.20	0.00047	0.123	„
↓			
40.48	0.00054	0.142	„
↓			
41.20	0.00059	0.155	„
↓			
41.48	0.00069	0.181	„
↓			
41.62	0.00076	0.201	„
↓			
41.98	0.00225	0.596	„ ?
↓			
42.12	0.00288	0.762	„
↓			
42.55	0.00313	0.828	„
53.81	0.00313	0.828	
↓			
35.06	0.00032	0.085	„
↓			
34.42	0.00000	0.000	„
53.81	0.00313	0.828	
↓			
36.78	0.00306	0.810	sprong
↓			
35.14	0.00032	0.085	„
↓			
34.40	0.00000	0.000	„
53.81	0.00313	0.828	
↓			
36.85	0.00306	0.810	sprong
↓			
35.06	0.00000	0.000	„

vaak werd het constantblijven van den weerstand door opzettelijke meting gecontroleerd. Deze meetpunten zijn in de tabellen en in de figuren niet aan-

TABEL XX. *Hg*-1925-G.

Zie Tabel XVIII.

$$p_{\text{helium}} = 598 \text{ mm Hg.} \quad T = 3^{\circ}.962 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 4 \text{ mA.}$$

Klos *W* (weerstand *niet* in het midden).

$$A_{\text{max.}} = 0.705. \quad A_{\text{min.}} = 0.596. \quad \frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.845.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.657. \quad H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 30.13 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1924-G.}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
41.07	0.00000 Ω	0.000	} sprong
42.51	0.00015	0.004	
↓			
43.05	0.00027	0.071	„ ?
↓			
43.41	0.00039	0.100	„ ?
↓			
43.83	0.00049	0.130	„ ?
↓			
44.07	0.00064	0.169	„
↓			
44.55	0.00083	0.220	„
↓			
44.97	0.00103	0.273	„
↓			
45.33	0.00108	0.286	„
↓			
45.99	0.00127	0.336	„
↓			
46.53	0.00140	0.370	„
↓			
47.19	0.00166	0.439	„
↓			
48.39	0.00184	0.489	„
↓			
48.69	0.00201	0.532	„
↓			
49.59	0.00230	0.609	„
↓			
50.13	0.00296	0.783	„
↓			
50.66	0.00313	0.828	} „
60.26	0.00313	0.828	
↓			
48.87	0.00306	0.818	„
↓			
35.86	0.00000	0.000	„

gegeven. Waar de sprong niet met zekerheid kon worden waargenomen, is dit in de tabellen door een vraagteken aangegeven.

5. 5 Juni 1925.

TABEL XXI. *Hg-1925-D.*¹⁾Type I. $l = 83$ mm. $d = 0.18$ mm.

$W_{\text{kamertemp.}} = 3.128 \Omega.$

$W_{4^{\circ}2 \text{ K.}} = 0.00140 \Omega.$

$p_{\text{helium}} = 574$ mm Hg.

$T = 3^{\circ}.924$ K.

Stroom = 8 mA.

Klos *W*.

$A_{\text{max.}} = 0.783.$

$A_{\text{min.}} = 0.699.$

$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.893.$

$A_{\text{gem.}} = 0.765.$

$H_{\text{gem.}}$ (in gauss) = 35.09 *i* (*i* in amp.)

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-D}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
96.36	0.00107 Ω	0.764	
↓			
55.44	0.00102	0.728	sprong
↓			
53.69	0.00100	0.714	"
↓			
50.18	0.00081	0.578	"
↓			
49.34	0.00076	0.540	"
↓			
44.56	0.00037	0.261	"
↓			
42.74	0.00031	0.218	"
↓			
41.62	0.00010	0.070	"
↓			
36.84	0.00000	0.000	"

¹⁾ Alleen de opgaande lijn is gemeten.

6. 12 Juni 1925.

TABEL XXII. *Hg*-1925-*L*.Type II. $l = 20$ mm. $d = 0.023$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 35.14 \Omega$. $W_{4^{\circ}2 \text{ K.}} = 0.0204 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 498$ mm *Hg*. $T = 3^{\circ}.792$ K.

Stroom = 0.7 mA.

Klos A¹⁾. H (in gauss) = 113.3 i (i in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-L}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
69.91	0.00000 Ω	0.000	
72.40	0.00071	0.035	
75.23	0.00364	0.179	
76.25	0.00684	0.336	
77.27	0.01169	0.574	
78.06	0.01455	0.715	
79.31	0.01519	0.746	sprong?
87.13	0.01526	0.750	
113.3	0.01519	0.746	
↓			
67.87	0.01344	0.660	sprong
↓			
64.35	0.00995	0.489	„
↓			
57.22	0.00000	0.000	„

¹⁾ Wanneer geen waarden voor $A_{\text{min.}}$, $A_{\text{max.}}$ enz. zijn opgegeven, is de inhomogeniteit van het veld te verwaarloozen.

TABEL XXIII. *Hg*-1925-K.

Type II. $l = 18$ mm. $d = 0.023$ mm.
 $W_{\text{kamertemp.}} = 8.22 \Omega$. $W_{4^{\circ}2 \text{ K.}} = 0.00482 \Omega$.
 $P_{\text{helium}} = 498$ mm *Hg*. $T = 3^{\circ}.792$ K.
 Stroom = 2 mA.
 Klos A. H (in gauss) = 113.3 i (i in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-K}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
69.68	0.00000 Ω	0.000	
70.24	0.00012	0.025	
70.81	0.00076	0.158	
71.38	0.00185	0.384	
72.29	0.00325	0.674	
73.42	0.00343	0.712	
73.65	0.00353	0.732	
73.98	0.00360	0.747	
74.44	0.00348	0.722	
75.00	0.00370	0.768	
75.68	0.00372	0.772	
77.61	0.00372	0.772	
84.40	0.00377	0.782	
91.43	0.00375	0.778	
↓			
64.81	0.00330	0.685	sprong
↓			
61.86	0.00232	0.481	"
↓			
60.84	0.00148	0.307	"
↓			
57.56	0.00000	0.000	"
69.23	0.00000	0.000	
70.36	0.00017	0.035	
71.04	0.00042	0.087	
71.27	0.00067	0.139	
71.61	0.00141	0.293	
71.95	0.00192	0.398	
72.29	0.00232	0.481	
72.85	0.00321	0.666	sprong?
73.42	0.00335	0.695	" ?
73.65	0.00335	0.695	
73.98	0.00350	0.726	
74.78	0.00362	0.751	

7. 3 Juli 1925.

TABEL XXIV. Hg-1925-P.

Type II. $l = 10$ mm. $d = 0.04$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 4.44 \Omega$. $W_{4^{\circ}.2 \text{ K.}} = 0.00242 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 598.5$ mm Hg. $T = 3^{\circ}.963$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos A.

 H (in gauss) = 113.3 i (i in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss klos A	$W_{\text{Hg-1925-P}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
41.69	0.00007 Ω	0.029	
41.92	0.00014	0.059	
42.03	0.00022	0.092	
42.26	0.00051	0.209	
42.49	0.00127	0.525	
42.58	0.00137	0.566	
42.69	0.00165	0.683	
42.77	0.00182	0.755	
43.62	0.00203	0.841	
44.75	0.00205	0.846	
41.35	0.00003	0.012	
41.69	0.00010	0.041	
41.92	0.00021	0.087	
42.09	0.00049	0.204	
42.49	0.00126	0.520	
42.83	0.00190	0.785	
43.39	0.00203	0.841	
47.02	0.00203	0.841	
↓			
35.35	0.00131	0.540	} 2 sprongen onmiddellijk na elkaar.
35.35	0.00007	0.031	
↓			
33.99	0.00000	0.000	sprong
47.25	0.00203	0.841	
↓			
35.35	0.00131	0.540	} 2 sprongen onmiddellijk na elkaar.
35.35	0.00008	0.034	
↓			
33.88	0.00000	0.000	sprong

TABEL XXV. *Hg-1925-P.*

Zie Tabel XXIV.

Klos *W.*

$A_{max.} = 0.783.$

$A_{min.} = 0.781.$

$\frac{A_{min.}}{A_{max.}} = 0.997.$

$A_{gem.} = 0.782.$

$H_{gem.} \text{ (in gauss)} = 35.86 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$

$H_{gem.}$ in gauss klos <i>W.</i>	$W_{Hg-1925-P}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
40.70	0.00003 Ω	0.012	
41.04	0.00006	0.024	
41.56	0.00025	0.102	
41.92	0.00143	0.590	
42.06	0.00148	0.612	
42.12	0.00190	0.785	
42.26	0.00198	0.821	
43.26	0.00203	0.841	
↓			
56.70	0.00203	0.841	
↓			
35.70	0.00131	0.540	sprong
↓			
34.80	0.00000	0.000	„
<hr/>			
40.70	0.00005	0.020	
41.06	0.00005	0.020	
41.76	0.00069	0.285	
41.98	0.00144	0.597	
42.48	0.00203	0.841	
56.70	0.00203	0.841	
↓			
35.80	0.00131	0.540	sprong
↓			
34.78	0.00010	0.041	„
↓			
33.56	0.00000	0.000	„

8. 16 Juli 1925.

TABEL XXVI. *Hg-1925-G'*¹⁾.Type I. $l = 24$ mm. $d = 0.052$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 8.20 \Omega$. $W_{4^{\circ}2 \text{ K.}} = 0.00413 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 498.0$ mm Hg. $T = 3^{\circ}.796$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos W . $A_{\text{max.}} = 0.783$. $A_{\text{min.}} = 0.778$. $\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.994$. $A_{\text{gem.}} = 0.781$. $H_{\text{gem.}}$ (in gauss) = $35.82 i$ (i in amp.).

Z $H_{\text{gem.}} \uparrow$ N in gauss	$W_{Hg-1925-G'}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
73.12	0.00000 Ω	0.000	
73.48	0.00023	0.057	
73.69	0.00089	0.215	
73.84	0.00133	0.323	
74.12	0.00241	0.585	
74.26	0.00269	0.651	
74.41	0.00301	0.729	
75.12	0.00305	0.740	
76.54	0.00305	0.740	
100.06	0.00301	0.729	
↓			
68.35	0.00283	0.687	sprong
↓			
65.07	0.00000	0.000	sprong

¹⁾ Deze weerstand was gemaakt van dezelfde capillair als *Hg-1925-G*, waaraan nieuwe reservoirtjes waren gesmolten en daarna opnieuw met kwik gevuld. De verschillende kristallisatietoestand van de beide draden uit zich in de verschillende waarden voor $W_{4^{\circ}2 \text{ K.}}$ en in den verschillenden vorm van de hysteresisfiguur (speciaal de opgaande lijn).

TABEL XXVII. *Hg-1925-G'*.

Zie Tabel XXVI.

$$\text{Klos } W \begin{matrix} N \\ \uparrow \\ Z \end{matrix}$$

$H_{gem.} \begin{matrix} N \\ \uparrow \\ Z \end{matrix}$ in gauss	$W_{Hg-1925-G'}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
70.84	0.00007 Ω	0.000	
74.41	0.00027	0.065	
74.90	0.00166	0.403	
75.12	0.00196	0.475	
75.55	0.00302	0.732	
76.33	0.00303	0.735	
99.35	0.00302	0.732	
↓ 69.63	0.00115	0.687	sprong
↓ 66.42	0.00000	0.000	sprong

TABEL XXVIII. *Hg*-1925-0.Type I. $l = 20$ mm. $d = 0.035$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 16.01 \Omega$. $W_{4^{\circ}2 \text{ K}} = 0.00943 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 498.4$ mm *Hg*. $T = 3^{\circ}.797$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos A. H (in gauss) = 113.3 i (i in amp.).

H in gauss	$W_{\text{Hg-1925-0}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
72.51	0.00000 Ω	0.000	
73.65	0.00012	0.041	
74.66	0.00038	0.091	
75.57	0.00086	0.191	
76.02	0.00180	0.310	
76.59	0.00292	0.415	
77.04	0.00392	0.415	
78.04	0.00520	0.551	
79.31	0.00648	0.687	
82.37	0.00711	0.754	
117.27	0.00711	0.754	
↓			
66.05	0.00670	0.711	sprong
↓			
64.92	0.00581	0.617	"
↓			
63.56	0.00438	0.465	"
↓			
63.22	0.00318	0.337	"
↓			
62.65	0.00065	0.069	"
↓			
58.80	0.00021	0.022	"
↓			
58.58	0.00000	0.000	"
117.27	0.00711	0.754	
↓			
62.65	0.00065	0.069	sprong
70.81	0.00068	0.072	
75.91	0.00267	0.283	
76.25	0.00337	0.358	
74.21	0.00305	0.324	
71.15	0.00271	0.287	
68.77	0.00264	0.261	
64.92	0.00222	0.235	
64.58	0.00154	0.163	
63.84	0.00086	0.091	
63.45	0.00079	0.084	

9. 20 November 1925.

TABEL XXIX. *Hg*-1925-*N*.

Type I.

 $l = 15$ mm. $d = 0.04$ mm.

$$W_{\text{kamertemp.}} = 9.89 \Omega.$$

p_{helium} in mm <i>Hg</i>	T	$W_{\text{Hg-1925-N}}$
874. ₅	4.35	0.005478 Ω
845. ₁	4.31	0.005418
822. ₁	4.28	0.005305
798. ₃	4.25	0.005180
784. ₅	4.23	0.005107
751.0	4.188	0.004836
749.2	4.184	0.004513
744.8	4.180	0.003916
743.5	4.178	0.002926
738.3	4.172	0.000942
736.1	4.168	0.000527
734.8	4.164	0.000223
729.9	4.159	0.000000
p_{helium} in mm <i>Hg</i>	T	$(W_{\text{Hg-1925-N}})_{\text{max.}}$
614. ₉	3.99	0.004387 Ω
393. ₅	3.60	0.003259
166. ₉	3.01	0.002021
59. ₈	2.48	0.001451
29. ₉	2.19	0.001277
4. ₃	1.56	0.001041

10. 3 December 1925.

TABEL XXX. Hg-1925-Z.

Type III. capillair a : $l = 11$ mm. $d = 0.063$ mm.
 capillair b : $l = 9$ mm. $d = 0.053$ mm.

$W_{\text{kamertemp.}}$ $a = 2.499 \Omega$. $W_{3^{\circ}.2 \text{ K.}}$ $a = 0.00137 \Omega$.
 $b = 3.741 \Omega$. $b = 0.00182 \Omega$.

1) $p_{\text{helium}} = 548$ mm Hg. $T = 3^{\circ}.883$ K.

2) $p_{\text{helium}} = 556$ mm Hg. $T = 3^{\circ}.895$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos A. H (in gauss) = 113.3 i (i in amp.).

T	H	$W_{\text{Hg-1925-Z}}$ a	$W_{\text{Hg-1925-Z}}$ b	$W_{\text{Hg-1925-Z}}$ c	Opm.
3°.883 K.	58.24	0.00015 Ω	0.00025 Ω	0.00041 Ω	
	58.80	0.00053	0.00077	0.00129	
	59.48	0.00107	0.00132	0.00239	
	61.52	0.00109	0.00137	0.00251	
	↓				
	51.10	0.00062	0.00103	0.00167	sprong in a en b .
	↓				
	50.87	0.00039	0.00104	0.00142	sprong in a .
	↓				
	50.53	0.00037	0.00045	0.00082	sprong in b .
↓					
47.70	0.00000	0.00042	0.00042	sprong in a .	
↓					
46.45	0.00000	0.00000	0.00000	sprong in b .	
3°.895 K.	63.45	0.00107	0.00139	0.00250	
	↓				
	49.40	0.00044	0.00104	0.00147	sprong in a en b .
	↓				
	48.95	0.00044	0.00045	0.00087	sprong in b .
	↓				
46.68	0.00000	0.00045	0.00045	sprong in a .	
↓					
45.89	0.00000	0.00000	0.00000	sprong in b .	

TABEL XXXI. *Hg*-1925-*R*.Type II. $l = 10$ mm. $d = 0.05$ mm. $W_{\text{kamertemp.}} = 3.96 \Omega$. $W_{4^{\circ}2 \text{ K.}} = 000242 \Omega$. $p_{\text{helium}} = 625$ mm *Hg*. $T = 4^{\circ}.001$ K.

Stroom = 4 mA.

Klos *W*. $A_{\text{max.}} = 0.783$. $A_{\text{min.}} = 0.781$. $\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.997$. $A_{\text{gem.}} = 0.782$. $H_{\text{gem.}}$ (in gauss) = 35.86 *i* (*i* in amp.).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-R}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.	
7.2	0.00000 Ω	0.000	} sprong ?	
19.32	0.00016	0.066		
19.39	0.00016	0.066		
19.46	0.00016	0.066		
19.61	0.00016	0.066		
19.75	0.00016	0.066		
19.93	0.00016	0.066		} sprong ?
23.81	0.00024	0.099		
24.06	0.00020	0.083		
26.93	0.00025	0.103		
29.05	0.00030	0.124		
32.68	0.00042	0.174		
33.14	0.00057	0.236		
33.72	0.00113	0.467		
34.04	0.00153	0.632		
35.98	0.00210	0.868		
36.52	0.00208	0.859	} sprong	
↓ 26.79	0.00168	0.694		
↓ 26.32	0.00089	0.368		"
↓ 24.63	0.00027	0.112		"
↓ 14.38	0.00016	0.066	} continu of zeer kleine discontinui- teiten ?	
13.65	0.00014	0.058		
11.96	0.00010	0.041		
10.77	0.00009	0.036		
8.98	0.00009	0.036		
7.79	0.00005	0.021		
5.74	0.00000	0.000		

TABEL XXXII. *Hg*-1925-*R*.

Zie Tabel XVII.

$$p_{\text{helium}} = 170 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.14 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 4 \text{ mA.}$$

Klos *W* (zie Tabel XXXI).

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-R}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
265.7	0.00098 Ω	0.405	
↓			
195.7	0.00057	0.236	sprong
↓			
193.9	0.00014	0.056	sprong
175.2	0.00006	0.026	} continu of zeer kleine dis- continuïteiten?
168.1	0.00000	0.000	
190.7	0.00000	0.000	} sprong?
194.3	0.00012	0.051	
197.5	0.00014	0.062	} horizontaal?
204.7	0.00013	0.055	
209.0	0.00060	0.246	sprong?
211.9	0.00100	0.414	

11. 11 Februari 1926.

TABEL XXXIII. *Hg*-1926-A.Type II. $l = 10$ mm. $d = 0.10$ mm.

$$W_{\text{kamertemp.}} = 0.926 \Omega. \quad W_{4^{\circ}.2\text{K.}} = 0.000458 \Omega.$$

$$p_{\text{helium}} = 9.7 - 10.2 \text{ mm Hg.} \quad T = 1^{\circ}.79 - 1^{\circ}.84 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 28.5 \text{ mA.}$$

Klos *W*.

$$A_{\text{max.}} = 0.783. \quad A_{\text{min.}} = 0.781. \quad \frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}} = 0.997.$$

$$A_{\text{gem.}} = 0.782. \quad H_{\text{gem.}} \text{ (in gauss)} = 35.86 i \text{ (} i \text{ in amp.)}$$

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1926-A}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
340.5	0.0000192 Ω	0.0419	
341.9	0.0000258	0.0563	
344.8	0.0000397	0.0867	
345.6	0.0000568	0.1249	
352.7	0.0000568	0.1249	
↓			
339.1	0.0000000	0.0000	sprong

TABEL XXXIV. *Hg-1926-A*.

Zie Tabel XXXIII.

$$p_{\text{helium}} = 615.0 \text{ mm Hg.} \quad T = 2^{\circ}.493 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 28.5 \text{ mA.}$$

$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-A}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
278.0	0.000000 Ω	0.000	
287.3	0.000043	0.094	
293.5	0.000089	0.195	
302.1	0.000090	0.197	
359.2	0.000090	0.197	
↓ 284.5	0.000026	0.056	sprong
↓ 283.7	0.000007	0.016	"
↓ 282.7	0.000000	0.000	"
283.8	0.000002	0.004	
284.8	0.000034	0.074	
287.4	0.000049	0.107	
288.4	0.000061	0.133	
291.0	0.000090	0.197	

TABEL XXXV. *Hg-1926-A*.

Zie Tabel XXXIII.

$$p_{\text{helium}} = 346.2 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 3^{\circ}.498 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 20 \text{ mA.}$$

$H_{gem.}$ in gauss	$W_{Hg-1925-A}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
124.3	0.000000 Ω	0.000	
130.0	0.000015	0.000	
131.5	0.000173	0.377	
132.9	0.000249	0.544	
136.1	0.000248	0.541	
↓			
123.5	0.000000	0.000	sprong

TABEL XXXVI. *Hg*-1926-A.

Zie Tabel XXXIII.

$$p_{\text{helium}} = 687 \text{ mm Hg.}$$

$$T = 4^{\circ}.097 \text{ K.}$$

$$\text{Stroom} = 20 \text{ mA.}$$

$H_{\text{gen.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1925-A}}$	$\frac{W}{W_{4.2}}$	Opm.
14.37	0.000358 Ω	0.781	
14.91	0.000413	0.902	
15.45	0.000418	0.912	
18.03	0.000418	0.912	
↓			
12.90	0.000340	0.742	sprong
↓			
12.36	0.000196	0.428	"
↓			
11.85	0.000000	0.000	"
13.34	0.000010	0.023	
13.63	0.000038	0.082	
13.95	0.000162	0.354	
14.04	0.000235	0.513	
14.22	0.000283	0.618	
14.76	0.000403	0.880	
17.96	0.000418	0.912	

12. 17 Maart 1926.

TABEL XXXVII. *Hg-1926-D.*Type III. capillair *a*: $l=11$ mm. $d=0.10$ mm.capillair *b*: $l=11$ mm. $d=0.10$ mm. $W_{\text{kamertemp.}}$ niet gemeten. $W_{4.02 \text{ K.}}$ niet gemeten.1) $p_{\text{helium}} = 624$ mm *Hg.* $T = 4.0001$ K.2) $p_{\text{helium}} = 347$ mm *Hg.* $T = 3.0499$ K.

Stroom = 40 mA.

Klos *A.* H (in gauss) = 113.1 *i* (*i* in amp.).

<i>T</i>	$H_{\text{gem.}}$ in gauss	$W_{\text{Hg-1926-D}}$ <i>a</i>	$W_{\text{Hg-1926-D}}$ <i>b</i>	$W_{\text{Hg-1926-D}}$ <i>c</i>	Opm.
4°.001 K.	33.85	0.000031 Ω	0.000051 Ω	0.000085 Ω	
	40.27	0.000064	0.000063	0.000130	
	48.15	0.000064	0.000064	0.000130	
	↓				
	30.48	0.000059	0.000051	0.000110	sprong in <i>a</i> en <i>b.</i>
	↓				
	27.87	0.000059	0.000000	0.000059	sprong in <i>b.</i>
	↓				
3°.499 K.	26.85	0.000044	0.000000	0.000044	sprong in <i>a.</i>
	↓				
	26.40	0.000000	0.000000	0.000000	sprong in <i>a.</i>
	↓				
	138.5	0.000044	0.000042	0.000086	
3°.499 K.	↓				
	123.5	0.000041	0.000000	0.000041	sprong in <i>a</i> en <i>b.</i>
	↓				
	119.0	0.000000	0.000000	0.000000	sprong in <i>a.</i>

TABEL XXXVIII.

Weerstand.	T	T^2	$(H_{1/2})_{\text{opg.}}$ ber.	$(H_{1/2})_{\text{opg.}}$ waarg.	$(H_{1/2})_{\text{neerg.}}$ waarg.	In fig. 29 aangeduid door
<i>Hg</i> -1926- <i>A</i>	4.097 K.	16.79	15	14	12	○
<i>Hg</i> -1925- <i>C</i>	4.036	16.29	27	25	23	} ▽
<i>Hg</i> -1925- <i>R</i>	4.002	16.02	34	34	26	
<i>Hg</i> -1926- <i>D</i>	4.001	16.01	34	34	28	
<i>Hg</i> -1925- <i>P</i>	3.963	15.71	42	42	35	} +
<i>Hg</i> -1925- <i>G</i>	3.962	15.70	42	42	35	
<i>Hg</i> -1925- <i>D</i>	3.924	15.40	50	—	45	△
<i>Hg</i> -1925- <i>Z</i>	3.883	15.08	58	59	51	
<i>Hg</i> -1925- <i>G'</i>	3.797	14.42	75	75	67	} □
<i>Hg</i> -1925- <i>O</i>	3.797	14.42	75	77.5	64	
<i>Hg</i> -1925- <i>E</i>	3.797	14.42	75	77	72	
<i>Hg</i> -1925- <i>G</i>	3.796	14.41	75	75.5	67	
<i>Hg</i> -1925- <i>L</i>	3.792	14.38	76	77	65	
<i>Hg</i> -1925- <i>K</i>	3.792	14.38	76	72	62	
<i>Hg</i> -1926- <i>A</i>	3.498	12.24	130	131	124	○
[<i>Hg</i> -1925- <i>R</i>	3.14	9.86	190	210	192] ¹⁾	[X]
<i>Hg</i> -1926- <i>A</i>	2.493	6.22	281	288	285	○
<i>Hg</i> -1926- <i>A</i>	1.813	3.29	355	342	338	○

¹⁾ Tusschen [] geplaatst vanwege de vreemde vorm van de hysteresis-figuur (zie p. 63).

TABEL XXXIX.

Datum	Weerstand	Type	Lengte	Diameter	$W_{\text{kamertemp.}}$	$W_{4^{\circ}2\text{K}}$	$\frac{W_{4^{\circ}2\text{K}}}{W_{\text{kamertemp.}}}$	Veld
18- III-1925	Hg-1925-A	I	11.5 cm.	0.092 mm.	14.93 Ω	0.00710 Ω	0.000475	—
30- IV-1925	Hg-1925-C	I	8.3	0.2	2.648	—	—	klos W
15- V-1925	Hg-1925-E	I	8.3	0.2	2.636	0.00105	0.000398	" electromagneet
26- V-1925	Hg-1925-G	I	2.4	0.052	3.20	0.00378	0.000461	klos W
5- VI-1925	Hg-1925-D	I	8.3	0.18	3.128	0.00140	0.000448	"
12- VI-1925	Hg-1925-L	II	1.8	0.022	35.14	0.0204	0.000581	klos A
	Hg-1925-K	II	1.8	0.045	8.22	0.00482	0.000586	"
3-VII-1925	Hg-1925-P	II	1.0	0.045	4.441	0.00242	0.000545	" klos W
16-VII-1925	Hg-1925-G'	I	2.4	0.052	8.08	0.00412	0.000510	klos $W/\frac{Z}{N}$ klos $W/\frac{N}{Z}$
	Hg-1925-O	II	1.5	0.035	16.01	0.00943	0.000589	klos A
20- XI-1925	Hg-1925-N	II	1.5	0.04	9.89	0.00490	0.000495	klos W
3-XII-1925	Hg-1925-Z	III	a) 1.1	0.063	2.499	0.00137	0.000548	klos A
			b) 0.9	0.053	3.741	0.00182	0.000487	"
	Hg-1925-R	II	1.0	0.05	3.96	0.00242	0.000611	"
11- II-1926	Hg-1926-A	II	1.0	0.10	0.962	0.000458	0.000476	klos W
17- III-1926	Hg-1926-D	III	a) 1.1	0.10	—	—	—	klos A
			b) 1.1	0.10	—	—	—	"
					—	—	—	"

Overzicht der resultaten.

$\frac{A_{\text{min.}}}{A_{\text{max.}}}$	T	Opg. lijn	Neerg. lijn	$(H_{1/2})_{\text{opg.}}$ in gauss	$(H_{1/2})_{\text{neerg.}}$ in gauss	Breedte der hysteresis figuur in gauss	$\left(\frac{W}{W_{4.2}}\right)_{\text{max.}}$	Tabel	Figuur
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0.803	4.036 K	continu?	2 sprongen?	25	22.5	2.5	—	—	XV —
0.803	3.797	"	7(?) "	77	72	5	0.70	—	XVI —
—	—	"	6(?) "	72	59	13	0.71	—	XVII —
0.994	3.796	8 sprongen	2 "	74.5	66.5	8	0.74	—	XVIII 18
0.994	3.962	11 "	2 "	42	35	7	0.82	—	XIX 19
0.845	3.962	15 "	2 "	48.5	36	12.5	0.83	—	XX 19
0.893	3.924	?	8 "	?	44.5	?	0.77	—	XXI —
1.000	3.792	continu	3 "	77	65	12	0.78	—	XXII 20
1.000	3.792	"	4 "	71.5	62	9.5	0.75	—	XXIII 20
1.000	3.963	"	3 "	42	35.3	6.7	0.84	—	XXIV 21
0.998	3.963	"	3 "	41.5	34.8	6.7	0.84	—	XXV 21
0.994	3.797	"	2 "	75	66.5	8.5	0.72	—	XXVI 22
0.994	3.797	"	2 "	74	65	9	0.72	—	XXVII 22
1.000	3.797	"	8 "	77.5	63.5	9	0.73	—	XXVIII 23
—	—	—	—	—	—	—	—	—	XXIX 26
1.000	3.883	continu	3 sprongen	59	50.5	8.5	0.78	—	XXX 24
1.000	3.883	"	3 "	59	50.5	8.5	0.75	—	XXX 24
1.000	4.001	2 sprongen?	4 " 1)	34	26	8	0.86	—	XXXI —
	3.14	2 " ?	2 " 1)	209	192	17	0.41	—	XXXII —
0.997	4.097	continu	2 "	14.0	12.3	1.7	0.91	—	XXXVI 27
	3.498	"	1 sprong	131	124	7	0.54	—	XXXV 27
	2.493	"	3 sprongen	288	235	3	0.196	—	XXXIV 27
	1.81	"	1 sprong	342	338	4	0.125	—	XXXIII 27
1.000	4.001	"	3 sprongen	33.5	27.5	6	—	—	XXXVII 25
	3.499	—	2 "	—	118	—	—	—	XXXVII 25
1.000	4.001	"	2 "	33.5	27.5	6	—	—	XXXVII 25
	3.499	—	1 sprong	—	122.5	—	—	—	XXXVII 25

1) en een continuedeelte?

HOOFDSTUK IV.

VERDERE ONDERZOEKINGEN BETREFFENDE DE SUPRAGELEIDING.

I. Over de eigenschappen van suprageleiders in den vorm van dunne laagjes.

§ 1. De eigenschappen van dunne metaallaagjes, in het bijzonder wat betreft de electriciteitsgeleiding, zijn reeds herhaaldelijk voorwerp van onderzoek geweest. Als het belangrijkste resultaat dezer onderzoekingen ¹⁾ mag misschien genoemd worden, dat er een bepaalde grensdikte bestaat, waarboven een merkbare electriciteitsgeleiding voor het eerst optreedt. Volgens WEBER en OOSTERHUIS zou bv. bij platina een laagje van 2 of 3 moleculen, bij wolfram een laagje van 1 molecuul, bij zilver een laagje van ongeveer 12 moleculen, voor de electriciteitsgeleiding noodzakelijk zijn.

Men zou zich de vraag kunnen stellen, of misschien voor het optreden der suprageleiding ook een dergelijke grensdikte is aan te geven, en of deze al dan niet samenvalt met die, waarbij bij hogere temperatuur, de gewone geleiding begint op te treden.

Een tweede reden, die ons tot het onderzoek van de eigenschappen van suprageleiders in den vorm van dunne laagjes leidde, was ontleend aan de hypothese van SILSBEE. Deze heeft nl. de veronderstelling uitgesproken, dat dunne laagjes een abnormaal hooge stroomdrempelwaarde zouden bezitten, als gevolg

¹⁾ We noemen hier slechts eenige der belangrijkste: A. C. LONGDEN en C. PATTERSON, Phys. Rev. 11, 40, 1900. A. RIEDE, Ann. d. Phys. 45, 881, 1914. B. POGANY, Ann. d. Phys. 49, 53, 1916. S. WEBER en E. OOSTERHUIS, Verslagen Kon. Akad. Amsterdam 25, 606, 1916. H. KAHLER, Phys. Rev. 18, 210, 1921. L. B. KOLLER, Phys. Rev. 18, 221, 1921. J. C. STEINBERG, Phys. Rev. 21, 22, 1923.

van de geringe waarde van het magnetische veld van een, door een dergelijk laagje gezonden, stroom ¹⁾).

Hoewel het onderzoek niet aan de verwachtingen beantwoord heeft, achten wij de verkregen resultaten, niettegenstaande hun onvolledigheid, belangrijk genoeg om hier te worden medegedeeld.

Het oorspronkelijk plan om uiterst dunne laagjes, van eenige $\mu\mu$ dikte bv., te onderzoeken, moest al spoedig worden opgegeven, omdat bij zulke zeer dunne tin- of loodlaagjes het verschijnsel der agglomeratie of coalescentie, in de litteratuur over de eigenschappen van dunne metaallaagjes herhaaldelijk vermeld, in zoo sterke mate bleek op te treden, dat de electricische weerstand dezer laagjes, door verdamping of kathodeverstuiving verkregen, zeer snel met den tijd toenam en na verloop van korten tijd reeds een oneindige waarde verkreeg. Microscopisch kon het samenklonteren der metaaldeeltjes in den loop van één of enkele dagen zeer goed worden gevolgd. Bewaren der laagjes bij vloeibare luchttemperatuur bleek op het agglomeratie-proces sterk vertragend te werken. Toch bleef het in zoo hooge mate storend, dat besloten werd voorloopig alleen dikkere laagjes te onderzoeken. Alle hier medegedeelde metingen zijn dan ook verricht met laagjes van een dikte van $0.3-0.5 \mu$, verkregen door middel van kathodeverstuiving. Zelfs bij deze dikkere laagjes bleek de weerstand nog met den tijd toe te nemen, hoewel in veel geringere mate dan bij de zeer dunne. De dikte kon door weging worden bepaald.

Voor de weerstandsmetingen was het noodig aan het laagje vier contacten aan te brengen. Daartoe werden de vier hoeken van het glasplaatje, waarop het laagje zou worden neergeslagen, eerst met een dikke laag van het metaal bestoven, terwijl de rest van het plaatje door mica was beschermd. Op deze vier hoeken werden nu vier draden van hetzelfde metaal met hun geplette uiteinden, door middel van koperen klemmetjes bevestigd. Het aldus van contacten en toevoerdraden voorziene glasplaatje werd dan opnieuw in het verstuivingstoestel gebracht om het laagje van de verlangde dikte er op aan te brengen. De verstuiving vond plaats in een glazen klok, gevuld met waterstof, waarin zich een kathode van het te verstuiven metaal bevond en die ge-

¹⁾ F. B. SILSBEE, Journ. Wash. Ac. of Sc. 6, 597, 1916.

plaatst was op een koperen plaat welke als anode dienst deed.

De weerstanden werden ook hier gemeten door vergelijking van den potentiaal aan den onbekenden met dien aan een, daarmede in serie geschakelden, bekenden weerstand. Deze vergelijking gebeurde met behulp van het compensatie-apparaat volgens DIESELHORST, of wanneer dit voor andere metingen in gebruik was, met behulp van een schakeling, waarbij de uitslagen van een galvanometer evenredig waren aan genoemde potentiaal-verschillen.

§ 2. De meeste metingen zijn verricht met tinlaagjes. Van één er van werd de temp. coëff. van den electrischen weerstand tussehen 0° en 100° C. bepaald. Gevonden werd 0.0034. Van een ander werd het verloop van den weerstand in het gebied tussehen kamertemperatuur en heliumtemperatuur nagegaan. Het feit, dat deze metingen niet op denzelfden dag konden gebeuren, maakt, in verband met de veranderlijkheid van den weerstand bij gewone temperatuur, dat ze slechts een globaal overzicht kunnen geven over de wijze waarop de weerstand der laagjes van de temperatuur afhangt. Toeh zijn ze voldoende om het groote verschil dat er bestaat tussehen het gedrag dezer laagjes en dat van gewone tindraden onmiddellijk in het oog te doen springen. Men vindt de uitkomsten dezer metingen in tabel XL. De temperaturen werden verkregen door middel van geschikte cryostaatvloeistoffen, op de in het laboratorium gebruikelijke wijze en gemeten met behulp van geijkte platina thermometers.

TABEL XL.

Datum.	T	$W_{T_{pl}}$
18-V-1922	kamertemp.	9 Ω
19-V-1922	$4^{\circ}.22$ K.	1.96
15-VI-1922	83.04	5.19
15-VI-1922	90.18	5.46
17-VI-1922	114.36	6.51
21-VI-1922	228.55	10.93
22-VI-1922	kamertemp.	13.55

Bij heliumtemperaturen werden een aantal metingen verricht met de laagjes Tp I, Tp II en Tp II'. In de eerste plaats werden bepaald de thermische overgangslijnen voor elk laagje. Deze bleken voor verschillende laagjes en ook voor eenzelfde laagje (n.l. Tp II') op verschillende data, verschillend. *Echter waren ze steeds lager dan de overgangslijn van gewoon tin, en wel ongeveer 0.1° à 0.2° K.*

TABEL XLI.

Datum.	p_{helium} in mm Hg	T	$W_{T_{pI}}$	$\frac{W}{W_k}$
18-V-1922		kamertemp.	9 Ω	1.
19-V-1922	760	4°.20 ₀ K.	1.96	0.218
	480	3.76 ₄	1.964	0.2182
	444	3.69 ₈	1.817	0.2019
	424	3.66 ₈	1.518	0.1686
	404	3.62 ₀	0.408	0.0453
	390	3.59 ₂	0.0031	0.00035
	387	3.58 ₆	0.00014	0.00015
	386	3.58 ₄	0.00000	0.00000

TABEL XLII.

Datum.	p_{helium} in mm Hg.	T	$W_{T_{pII}}$	$\frac{W}{W_k}$
8-VI-1922		kamertemp.	32 Ω	1.
9-VI-1922	485	3.56 ₀ K.	3.480	0.1088
	450	3.70 ₈	3.486	0.1089
	430	3.67 ₂	3.486	0.1089
	410	3.63 ₂	3.480	0.1088
	390	3.59 ₂	3.510	0.1097
	370	3.55 ₀	3.380	0.1057
	350	3.50 ₈	2.893	0.09041
	330	3.46 ₂	0.304	0.00950
	310	3.41 ₈	0.008	0.00024

TABEL XLIII.

Datum.	P_{helium} in mm Hg.	T	$W_{T_{pIV}}$	$\frac{W}{W_k}$
15 - VI - 1922		kamertemp.	110 Ω	1:
16 - VI - 1922	760	4.20 K.	15.17	0.1274
	370	3.55 ₀	14.85	0.1248
	350	3.50 ₈	10.37	0.0871
	345	3.49 ₆	7.81	0.0656
	340	3.48 ₄	4.41	0.0371
	330	3.46 ₂	0.80	0.0067
	310	3.41 ₆	0.00	0.0000
29 - VI - 1922		kamertemp.	121 Ω	1.
16 - VI - 1922	420	3.65 ₂ K.	15.81	0.1307
	400	3.61 ₉	15.81	0.1307
	380	3.57 ₀	15.64	0.1293
	370	3.55 ₀	15.32	0.1266
	360	3.52 ₈	13.46	0.1112
	350	3.50 ₆	7.59	0.0627
	340	3.48 ₄	1.02	0.0084
	330	3.46 ₂	0.003	0.0003
	320	3.44 ₀	0.000	0.0000

In de tabellen XLI, XLII, XLIII vindt men de uitkomsten dezer metingen. Om het mogelijk te maken ze alle in één figuur (fig. 30) te vereenigen zijn berekend de waarden $\frac{W}{W_k}$ waarbij onder W_k is te verstaan de weerstand van het laagje bij „kamertemperatuur”, gemeten op den dag voorafgaande aan dien, waarop de metingen in vloeibaar helium geschieden. De absolute nauwkeurigheid dezer waarden is dus vanzelfsprekend gering.

In tabel XLIV vindt men voor deze drie laagjes, zoowel als voor den weerstand *Sn-1924-A*¹⁾, vervaardigd uit gespoten tindraad, opgegeven de temperatuur waarbij de weerstand voor de helft verdwenen is. Tevens is nog opgegeven de dichtheid

¹⁾ Dit proefschrift, p. 17.

van den meetstroom. Deze is berekend alsof de stroom zich gelijkmatig over de doorsnede van het laagje verdeelt. De invloed der verschillende dichtheid blijkt duidelijk uit de hellingen der lijnen in fig. 30.

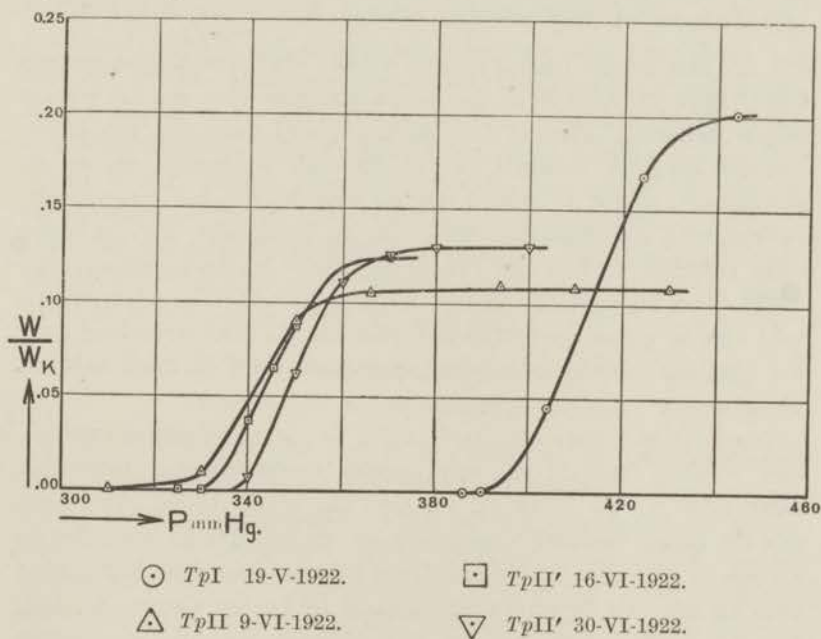


Fig. 30.

TABEL XLIV.

Datum.	Naam van den weerstand.	$T_{1/2}$	Stroom-dichtheid.
19—V—1922	Sn-1924-A T_{pI}	$3^{\circ}74_3$ K. 3.63_6	2.5 amp/ mm^2
9—VI—1922	T_{pII}	3.48_4	0.17 "
16—VI—1922	$T_{pII'}$	3.49_6	0.25 "
30—VI—1922	$T_{pII'}$	3.50_6	0.25 "

Wat betreft het lage „sprongpunt” doet zich de vraag voor of dit zijn oorzaak vindt in de geringe dikte van het laagje,

dan wel in de eigenaardige structuur er van („korrelstructuur”). Voor het laatste pleit het feit, dat het sprongpunt van het laagje Tp II' bleek te veranderen met den tijd, hetgeen dan zou kunnen samenhangen met de verandering in de structuur, welke blijkt uit de toename van den weerstand.

§ 3. Met eenige tinlaagjes zijn verder eenige metingen gedaan betreffende de verstoring der suprageleiding door een uitwendig magnetisch veld. Hoewel deze metingen niet meer dan een orienteerend karakter droegen, waren ze toch voldoende om er de gevolgtrekking uit te maken dat de waarde van het magnetische veld waarbij de weerstand dezer laagjes terugkeert, niet in hooge mate verschillend kan zijn van deze waarde bij tin in draadvorm.

Zoo bleek bv. voor het plaatje Tp II', bij 3°.42 K. een magnetisch veld van 55 gauss, gericht evenwijdig aan de stroomrichting door het plaatje, voldoende om den weerstand voor de helft te doen terugkeeren.

Tenslotte kon voor één der laagjes de „stroomdrempelwaarde” ruw worden bepaald bij een tweetal temperaturen. Gevonden werd 0.16 A. bij 3°.44 K. en 0.80 A. bij 2°.78 K. De dikte van dit laagje bedroeg ongeveer 0.5 μ , de breedte 15 mm, dus de doorsnede ongeveer 0.01 mm². Deze was dus van dezelfde grootte orde als die van de tindraden vermeld in Leiden Comm. N°. 133. Voor deze tindraden worden stroomdrempelwaarden opgegeven die eveneens van dezelfde grootte orde zijn als die, bij dit tinlaagje gevonden.

Dit resultaat is dus niet in overeenstemming met de reeds vermelde veronderstelling, door SILSBEE geuit, nl. dat dunne metaallaagjes, door de geringe waarde van het magnetisch veld van een daardoor gezonden stroom, een abnormaal hooge stroomdrempelwaarde zouden bezitten. Eerder dan de hypothese van SILSBEE, omtrent de gelijkwaardigheid van „stroomdrempelwaarde” en „magnetisch drempelveld”, welke overigens door de metingen van TUYN en KAMERLINGH ONNES¹⁾ zeer sterk gesteund wordt, te verwerpen, zouden wij geneigd zijn de eenvoudige veronderstelling omtrent de gelijkmatige verdeling van den stroom over het laagje als onjuist te beschouwen. In hoeverre de ongelijk-

¹⁾ Leiden Comm. N°. 174a.

matige structuur van het laagje zelf daarbij nog een rol speelt is bovendien moeilijk na te gaan.

§ 4. Andere suprageleiders dan tin zijn niet onderzocht. Wel zijn nog eenige metingen gedaan met bismuth laagjes. Van bismuth was nl. bekend dat het bij $4^{\circ}.25$ K. nog niet supra-leidend werd ¹⁾, bij lagere temperaturen was het echter nog niet onderzocht. Daar een bismuthlaagje door verstuiving zonder groote moeite te vervaardigen is, terwijl het spuiten en wikkelen van bismuthdraad door de groote broosheid minder gemakkelijk is, werd van eenige bismuthlaagjes de weerstand bij heliumtemperaturen bepaald. Het materiaal was electrolytisch bismuth.

In het geheele heliumgebied veranderde de weerstand dezer laagjes nagenoeg niet meer. Suprageleiding trad ook bij de laagst bereikte temperatuur $1^{\circ}.24$ K. niet op.

II. Over de verdeling van den stroom in twee parallel geschakelde suprageleidende draden.

§ 5. Een belangrijke vraag, die zich bij de onderzoekingen naar de eigenschappen van den suprageleidenen toestand telkens weer voordoet, is die, naar de wijze waarop zich de stroom in een supraconductor verdeelt ²⁾. Deze vraag door opzettelijk onderzoek experimenteel te beantwoorden is dan ook zeker in hooge mate gewenscht. Een eerste stap daartoe werd door ons gedaan, door na te gaan op welke wijze een stroom zich verdeelt tusschen twee parallel geschakelde suprageleidende tindraden, van verschillende dikte. Deze proef werd als volgt ingericht. De twee tindraden (met diameters van resp. 0.24 en 0.49 mm) waren tegengesteld gevonden om een koperen raampje (zie fig. 31, waarin de stippellijn het koperen raampje voorstelt). In het midden van dit raampje bevindt zich een magneetnaaldje, dat op een stalen punt draaibaar is. De uitslagen van het naaldje, die op een halfeirkelvormig glazen schaaltje (in de figuur niet aangegeven) werden afgelezen, zijn een maat voor het verschil

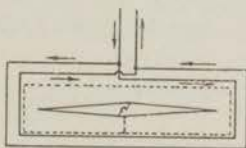


Fig. 31.

¹⁾ Leiden Comm. N^o. 142b.

²⁾ Een poging deze vraag theoretisch te behandelen werd gedaan door J. D. v. D. WAALS, Physica 1, 284, 1921.

der stroomsterkten in beide draden. Dit schaalteje werd door metingen bij gewone temperatuur geijkt.

Het toestelletje werd bij de meting van 17 Febr. 1925, onder in den cryostaat geplaatst, zoodanig, dat de uitslagen van het magneetnaaldje door de wanden van het vacuumglas heen konden worden afgelezen. Aan het eind van den meetdag vonden wij gelegenheid eenige metingen te doen. De resultaten sekenen op het eerste gezicht verrassend, doch bleken in hoofdzaak geïnterpreteerd te kunnen worden met behulp van de stelling: *het aantal krachtlijnen dat door een gesloten suprageleider omvat wordt is onveranderlijk*¹⁾. De beide parallel geschakelde draden kunnen nl. ook achter elkaar door een stroom worden doorlopen en vormen dan een, uit twee windingen bestaande, gesloten suprageleider.

In hoofdzaak komen de resultaten op het volgende neer:

1. Bij een temperatuur *boven het sprongpunt* (draden dus niet suprageleidend) wordt de verdeling van den stroom bepaald door de verhouding der weerstanden. De uitslag van het naaldje meet het verschil der stroomsterkten.
2. Terwijl de stroom blijft doorgaan, verlaagt men de temperatuur tot *beneden het sprongpunt*. De uitslag van de naald en dus blijkbaar ook de stroomverdeling verandert niet.
3. Terwijl de temperatuur nu constant gehouden wordt, verbreekt men (buiten den cryostaat) den stroom. Het naaldje behoudt zijn uitslag. In den gesloten keten der twee draden zal nl. een zoodanige stroom blijven loopen, dat het aantal omvatte krachtlijnen hetzelfde blijft. Deze stroom is dus gelijk aan het, sub 1 genoemde, verschil der oorspronkelijke stroomsterkten.
4. Men begint met *stroomlooze draad beneden het sprongpunt*. Sluit men nu (buiten den cryostaat) den stroom, dan zal deze zich tussehen de twee tindradsen *zóó* moeten verdeelen, dat het aantal krachtlijnen, dat aanvankelijk nul is, ook nul blijft. Beide draden moeten dus *evenveel stroom* opnemen. Inderdaad blijkt de naald *geen uitslag* te krijgen.

¹⁾ G. LIPPMANN, Comptes Rendus 168, 73, 1919.

5. Men verhoogt vervolgens de temperatuur tot boven het sprongpunt. De naald verkrijgt een uitslag, die aanduidt dat de stroomverdeling weer is als onder 1 vermeld.
6. Het bovenstaande geldt alleen, zoolang de stroomen zoo zwak zijn, dat voor geen der beide draden de stroomdrempelwaarde bereikt is. Zoodra dit wel het geval wordt, worden de verschijnselen ingewikkelder. Men gaat, bv., uit van den toestand onder 4 beschreven. De naald vertoont dus geen uitslag. Men vergroot nu (buiten den cryostaat) den stroom. Bij een bepaalde waarde begint de naald uit te slaan. Blijkbaar is de stroom nu gelijk aan twee maal de drempelwaarde voor den dunsten draad. Bij verdere vergrooting van den stroom neemt de uitslag gelijkmatig toe, totdat ook de drempelwaarde voor den tweeden draad is bereikt. Verbreekt men den stroom vóórdat dit geschiedt, dan blijft de uitslag weer onveranderd.

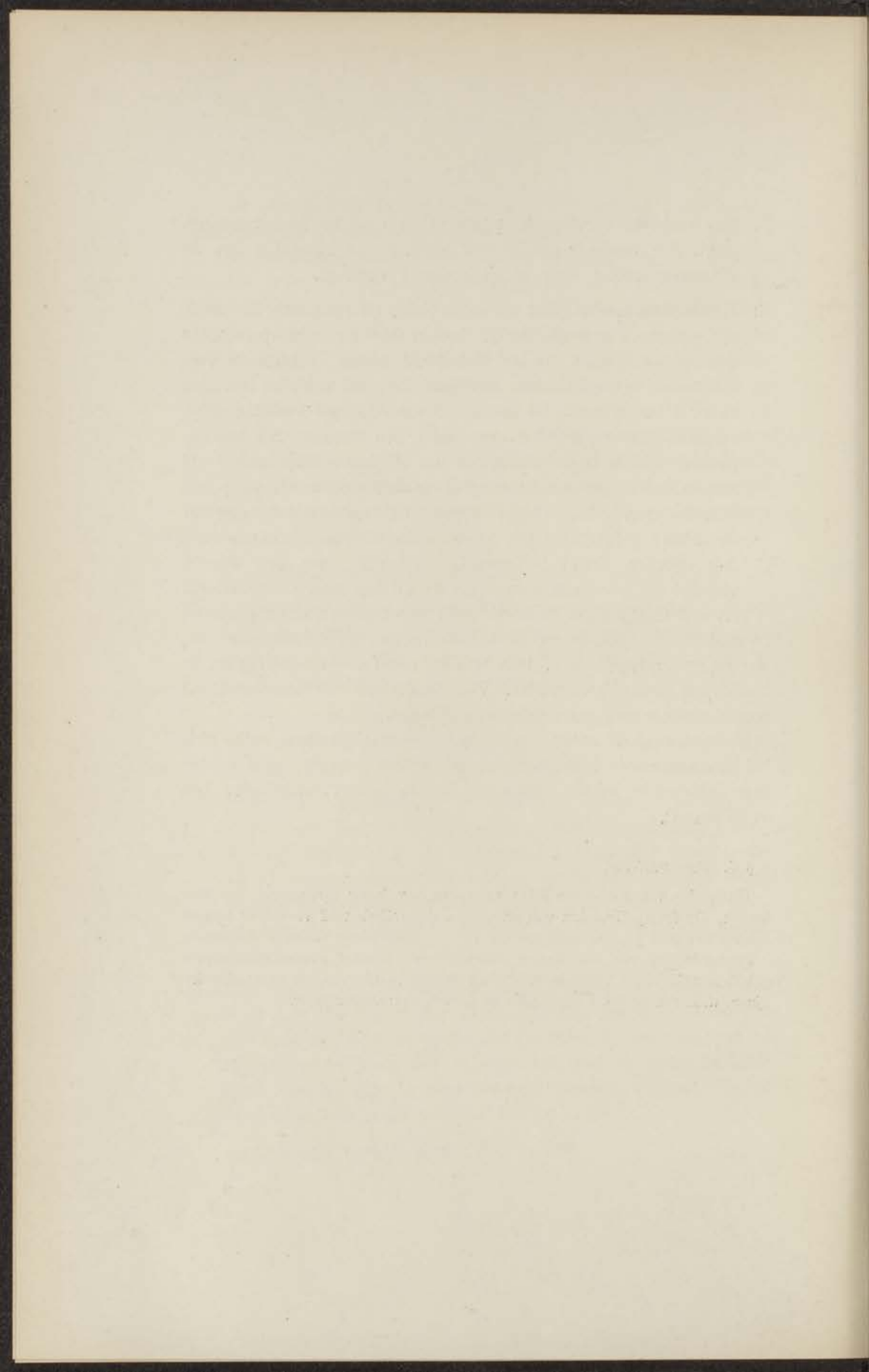
Het is duidelijk, dat de beschreven proef geen nieuwe gezichtspunten heeft opgeleverd, wat betreft de verdeling van den stroom in suprageleiders. Ook was de proef onnauwkeurig en in hoofdzaak slechts kwalitatief. Voor herhaling met een verbeterd toestel vonden wij geen gelegenheid meer.

Voor een helder inzicht in de inductieverschijnselen, welke zich bij suprageleiders kunnen voordoen, scheen ons de proef echter zeer instructief en de verkregen resultaten het mededeelen ten volle waard.

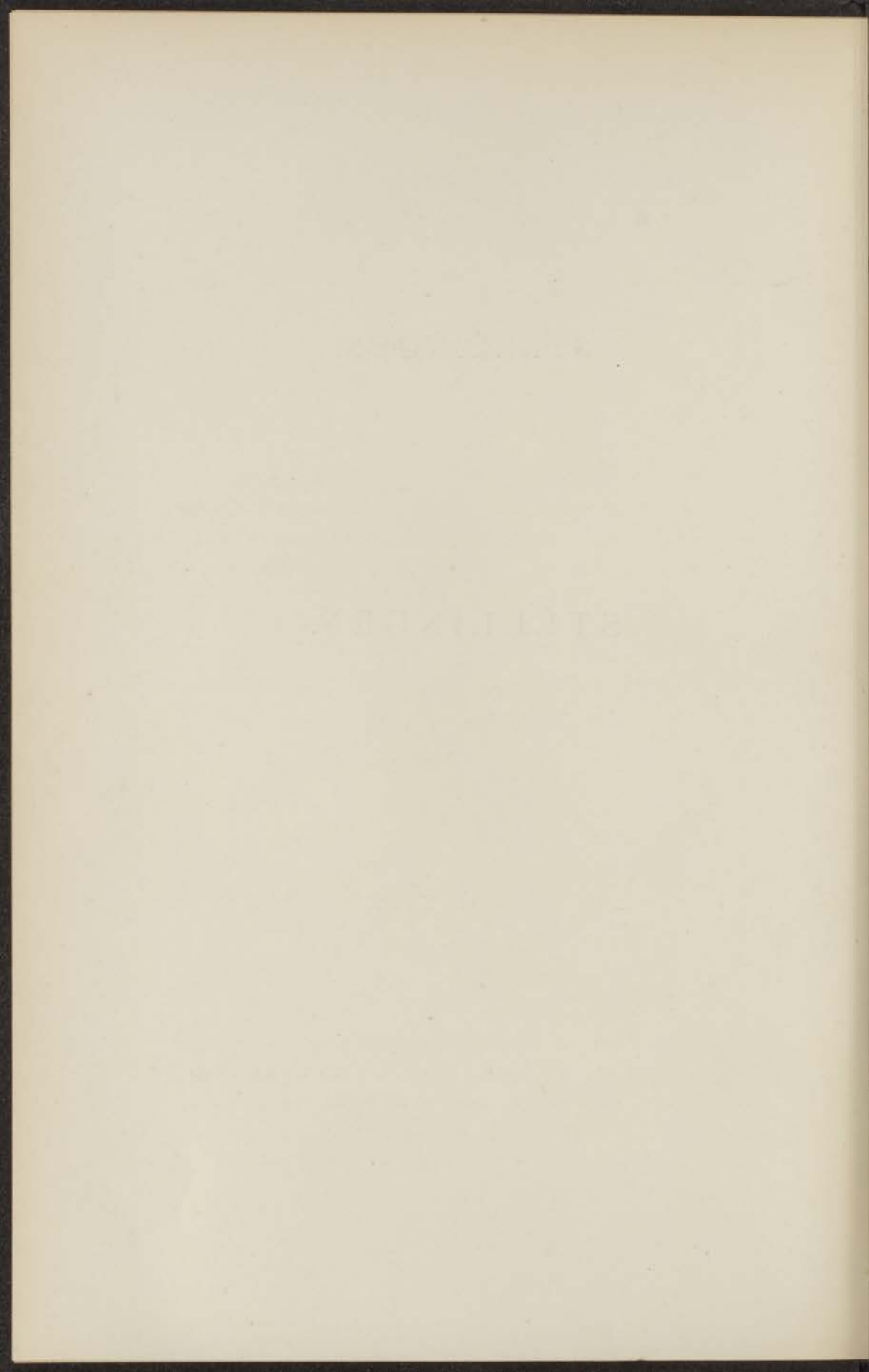
§ 6. *Samenvatting.*

Tinlaagjes van $0.3-0.5 \mu$ dikte vertoonen een lager sprongpunt dan tindraden. De drempelwaarden van stroom en magnetisch veld voor deze laagjes hebben dezelfde grootte orde als die voor tindraden van dezelfde doorsnede.

De verdeling van een stroom tusschen twee parallel geschakelde, suprageleidende tindraden wordt bepaald door de voorwaarde, dat het aantal krachtlijnen, door een gesloten suprageleider omvat, onveranderlijk is.



STELLINGEN.



STELLINGEN.

I.

Er zijn redenen om aan te nemen, dat de restweerstand, welke niet-suprageleiders, zelfs bij de laagste temperaturen behouden, geweten moet worden aan oorzaken van magnetischen aard.

II.

Het is voldoende bewezen, dat vrije electronen, in den zin der oude electronentheorie der metalen, in een metaal niet aanwezig kunnen zijn.

III.

Het is waarschijnlijk, dat voor het optreden van ferro-magnetische en galvanomagnetische verschijnselen de kristallijne (niet-amorphe) toestand een noodzakelijke vereischte is.

IV.

Dat in anthraceen de mesostandige koolstofatomen niet onderling gebonden zijn, kan eerst als bewezen beschouwd worden, indien voor de syntheses, die voor een dergelijke binding pleiten, aannemelijke verklaringen zijn gevonden.

K. VON AUWERS, Ber. D. Chem. Ges. 53, 941, 1920.

V.

De critiek van HICKS, op de gangbare verklaring van het normale ZEEEMAN-effect, op den grondslag der quantentheorie, is onjuist.

W. M. HICKS, *Nature* 115, 978, 1925.

VI.

De geldigheid der wetten van het behoud van arbeidsvermogen en van hoeveelheid van beweging bij de elementaire processen, is door de proeven voldoende bewezen.

VII.

Voor weerstandsthermometers, die gebruikt moeten worden in het temperatuurgebied tusschen vloeibare waterstof en vloeibaar helium, is lood het meest geschikte metaal.

VIII.

Indien het juist is, dat een stof boven haar kritische temperatuur in vasten toestand bestaanbaar is¹⁾, dan zal, bij waterstof, de „verzadigde ideale gastoestand”²⁾ waarschijnlijk niet kunnen worden waargenomen.

¹⁾ P. W. BRIDGMAN, *Proc. Am. Ac. Arts and Sc.* 59, 171, 1924.

²⁾ A. EINSTEIN, *Berl. Ber.* 1923, p. 3.

IX.

De bewegingsvergelijkingen van APPELL voor holonome en niet-holonome systemen, gelden zoowel bij gebruik van echte, als van quasi-coördinaten. De vermelding hiervan wordt door APPELL ten onrechte achterwege gelaten.

P. APPELL, *Mécanique Rationnelle* (2ième éd.) II, p. 374.

X.

Ten onrechte meent LE ROUX, dat in de relativiteitsmechanica de bewegingsvergelijking van het stoffelijke punt kan luiden: kracht = massa \times versnelling, waarbij de massa als een constante en de kracht als een veranderlijke wordt beschouwd.

J. LE ROUX, Comptes Rendus 180, 470, 1925.

XI.

De voorstelling omtrent den bouw van stoffen met lange koolstofketens, die SCHENK en KINTZINGER geven, ter verklaring van de abnormale waarde van de constante van Eörvös, moet verworpen worden.

R. SCHENK en M. KINTZIGER, Rec. Trav. Chim. 42, 759, 1923.

XII.

„Wenn wir irgend ein Koexistenz-verhältnis über die Grenzen der vorliegenden Erfahrung hinaus verallgemeinern, so ist das eben darin begründet, dasz wir das gegebene Koexistenzverhältnis als das Resultat gegebener oder nicht gegebener Kausalverhältnisse betrachten“. Deze bewering van HEYMANS is, in haar algemeenheid, onjuist.

G. HEYMANS, Die Gesetze und Elemente des wissenschaftlichen Denkens. (2e Auflage) p. 296.

