



Interferometrische absorptiemetingen aan helium

<https://hdl.handle.net/1874/317914>

H. G. 192. 1933

INTERFEROMETRISCHE
ABSORPTIEMETINGEN
AAN HELIUM

H. GERRITSEN

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.



INTERFEROMETRISCHE ABSORPTIEMETINGEN
AAN HELIUM

INTERFEROMETRISCHE ABSORPTIEMETINGEN AAN HELIUM

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN
DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG
VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS

DR. C. W. STAR BUSMANN

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER
RECHTSGELEERDHEID, VOLGENS BESLUIT VAN
DEN SENAAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE
BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS-
EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP

MAANDAG 4 DECEMBER 1933

DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

HERMAN GERRITSEN

GEBOREN TE UTRECHT

AMSTERDAM — 1933

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

341

रत्नमणि

शुद्धि

A

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35

36

37

38

39

40

41

42

43

44

45

46

47

48

49

50

Aan mijn Ouders
Aan mijn Verloofde



Van de mij thans geboden gelegenheid maak ik zeer gaarne gebruik om U, Hooggeleerden in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, mijn hartelijken dank te betuigen voor hetgeen U tot mijn wetenschappelijke vorming hebt bijgedragen.

Deze dank geldt in het bijzonder U, Hooggeleerden ORNSTEIN, Hooggeachten Promotor, onder wiens stuwende leiding het mij steeds een genoegen is geweest wetenschappelijk werk te verrichten. Voor Uw eminenten steun bij de bewerking van dit proefschrift dank ik U hartelijk.

Naast Uw enthousiasme is het Uw onvermoeide werkkracht, die mij altijd het meest heeft getroffen en voor mij steeds een voorbeeld zal zijn. Uw warme belangstelling niet alleen voor het werk, maar ook voor de persoonlijke belangen van Uw leerlingen, zal mij steeds in gedachte blijven.

Hooggeleerde KRAMERS, dat U mij door Uw heldere colleges een blik hebt mogen geven in de theoretische Natuurkunde, waardeer ik ten zeerste.

Ook U, Hooggeleerde WOLFF, DE VRIES, NIJLAND en MOLL, dank ik zeer voor het genoten onderwijs.

Zeergeleerde BURGER en VAN CITTERT, dat ik aanvankelijk onder Uw leiding mocht werken, is voor mij van groot belang geweest. Hetgeen ik aan U verschuldigd ben, kan door mij onmogelijk met enkele woorden tot uiting worden gebracht. De vele raadgevingen, die U mij zoo vaak hebt gegeven, alsmede de voortdurende belangstelling in mijn werk, zullen mij steeds in dankbare herinnering blijven.

Waarde VISSER, mijn erkentelijkheid voor de onvermoeide hulp, die ik vooral in het begin van het onderzoek van U mocht ontvangen.

Tenslotte mijn dank aan allen, die op het Physisch Laboratorium werkzaam zijn en op directe of indirecte wijze hebben bijgedragen tot het bereikte resultaat. De vriendschappelijke omgang met U, blijft mij een prettige herinnering.

INHOUD

BLADZ.

Inleiding en Doel van het onderzoek 1

HOOFDSTUK I. Theoretische behandeling van de verschillende factoren, die de intensiteitsverdeling in de lijn bepalen.

- § 1. De DOPPLER-breedte 4
- § 2. De invloed van de zelfabsorptie 6
- § 3. De lijnverbreeding door het apparaat 10
- § 4. De schijnbare intensiteitsverdeling 18

HOOFDSTUK II. De hulpmiddelen en hun opstelling ter bepaling van de schijnbare intensiteitsverdeling in de lijn.

- § 1. De optische opstelling 21
- § 2. De interferometer van FABRY en PEROT 23
- § 3. Het scherpstellen van den interferometer 25

HOOFDSTUK III. Voorbereidende metingen.

- § 1. Voorloopige metingen aan de *He*-lijn
 $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ 28
- § 2. De bij de definitieve metingen gebruikte buis 33
- § 3. De temperatuurbepaling van de lichtende laag 34
- § 4. Het reflectievermogen van de interferometer-
platen :
 - A. De werkelijke reflectiecoëfficiënt en
zijn bepaling 39
 - B. De effectieve reflectiecoëfficiënt 41

HOOFDSTUK IV. De definitieve metingen aan de singuletlijnen van Helium $2P - 3D$ $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $2S - 3P$ $\lambda = 5016 \text{ \AA}$.

- § 1. Beschrijving van het verloop der metingen 45
- § 2. Het uitwerken der metingen 48
- § 3. Het verwerken van den invloed van het
apparaat 51
- § 4. Resultaten der metingen 55
- § 5. Nabeschouwing 60

HOOFDSTUK V. De metingen aan de singuletlijnen van Helium
 $2P-4D \lambda = 4922 \text{ \AA}$ en $2P-5D \lambda = 4388 \text{ \AA}$.

- § 1. Waarneming en bereikte resultaten aan
 $He \lambda = 4922 \text{ \AA}$ 65
- § 2. De gewijzigde opstelling voor de meting aan
 $He \lambda = 4388 \text{ \AA}$ en het waarnemingsmateriaal 69
- § 3. Meetresultaten aan $He \lambda = 4388 \text{ \AA}$ 72

HOOFDSTUK VI. Beschouwing over de verkregen resultaten.

- § 1. Overzicht der resultaten 75
- § 2. De EINSTEINsche absorptiekans B 77

Summary.

Inleiding en Doel van het onderzoek.

Aan elke spectraallijn wordt een zeer bepaalde frequentie ν toegekend, ofschoon haar in werkelijkheid een frequentie-interval toekomt, waarbij de intensiteit in dit interval van een maximale waarde naar beide kanten asymptotisch tot nul daalt. Deze eindige breedte van de spectraallijn wordt door verschillende meestal gelijktijdig optredende effecten veroorzaakt. Wij noemen de verbreding tengevolge van de storing, die het emitterende atoom ondervindt door het elektrische veld van de naburige atomen, ionen en electronen (inwendig STARK-effect), waar tegenover wij stellen de verbreding als gevolg van de warmtebeweging der atomen (DOPPLER-effect), welke oorzaak in tegenstelling met de eerste geheel onafhankelijk is van iedere onderstelling over het mechanisme van het emissieproces der atomen. De klassieke theorie voegt er nog een derde en vierde oorzaak van verbreding aan toe, die bekend zijn als de LORENTZsche botsingsdemping en de stralingsdemping. Tenslotte zijn er nog oorzaken aanwezig, die echter aan de hand van een opgave van de onderzoekingen over de breedte van spectraallijnen beter tot uiting zullen komen.

Beperken we ons daarbij tot een gedeeltelijke opsomming van de onderzoekingen, die in de lijn van dit onderzoek zijn uitgevoerd, dan komen daarvoor als eerste in aanmerking de uit 1913 dateerende metingen van P. P. KOCH¹⁾, die een op de fotografisch-fotometrische methode berustende bepaling betroffen van de intensiteitsverdeeling in enkele spectraallijnen, zooals zij met behulp van verschillende spectraalapparaten werd waargenomen. Deze metingen karakteriseeren een invloed op de intensiteitsverdeeling in de lijn, die echter niet zijn oorsprong vindt in de lichtbron, maar in het gebruikte spectraalapparaat en als zoodanig van geheel anderen aard is dan de in den aanvang genoemde oorzaken. De door de lichtbron bepaalde intensiteitsverdeeling wordt door het spectraalapparaat „verteekend” tot een *schijnbare* intensiteitsverdeeling, die

¹⁾ P. P. KOCH, Ann. d. Physik, 42, 1, 1913.

karacteristiek is voor het gebruikte spectraalapparaat. Voor den interferometer van FABRY en PEROT heeft P. P. KOCH op zeer correcte wijze uit de waargenomen of schijnbare intensiteitsverdeling van de roode Cd-lijn de door de lichtbron bepaalde intensiteitsverdeling afgeleid. Door KOCH niet verder voortgezet, is het probleem om vanuit de waargenomen intensiteitsverdeling terug te keeren tot de *ware* verdeling opnieuw aangevat door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT¹⁾, in dien zin, dat voor den interferometer van FABRY en PEROT formules werden opgesteld, die de vertekening door het spectraalapparaat (Apparaatverbreding) volledig beschreven. Eenmaal de gedragingen van het spectraalapparaat, in casu de interferometer van FABRY en PEROT, bekend zijnde, werd in aansluiting op de toetsing van de opgestelde formules door genoemde schrijvers een nieuw onderzoek begonnen, dat niet alleen de laatste oorzaak van verbreding, de zelfabsorptie in de lichtbron, in het licht stelt, echter de grondslag is geweest voor het in dit proefschrift beschreven onderzoek.

Van de spectraallijn, die door de in het begin van de inleiding genoemde oorzaken reeds een eindige breedte heeft, wordt door het lichtende gas de golflengte, corresponderende met het centrum van de intensiteitsverdeling, sterker geabsorbeerd dan die in de vleugels van de lijn, waardoor een vormverandering van de spectraallijn optreedt, die den indruk van verbreding maakt. Vond door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT²⁾ een bepaling van den absorptiecoëfficiënt plaats uit de breedte op de halve topintensiteit van de door de lichtbron bepaalde intensiteitsverdeling, zoo sluit dit onderzoek volkomen daarbij aan :

Uit een ware intensiteitsverdeling der spectraallijn, waarvan de vorm ondersteld wordt bekend te zijn, doordat hoofdzakelijk van alle in de lichtbron hun oorsprong hebbende oorzaken alleen de DOPPLER-breedte en de invloed van de zelfabsorptie een rol spelen, kon door de bekende vertekening van deze verdeling door den interferometer van FABRY en PEROT een aanpassing gezocht worden met de geheele waargenomen of schijnbare intensiteitsverdeling, uit welke aanpassing tenslotte conclusie is te trekken over de waarde

1) H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 44, 58, 1927.

2) H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 51, 638, 1928.

van den absorptiecoëfficiënt van het gas voor de betreffende golflengte der spectraallijn.

De volgens dezen gedachtengang uitgevoerde onderzoeken bepaalden zich tot de metingen aan de singuletlijnen van Helium 2^1P-3^1D , 2^1S-3^1P , 2^1P-4^1D en 2^1P-5^1D (Golflengten: 6678, 5016, 4922 en 4388 Å).

Het eerste hoofdstuk van dit proefschrift omvat naast de beschrijving en formuleering van de voornaamste tot de ware intensiteitsverdeeling aanleiding gevende oorzaken als DOPPLER-breedte en invloed van de zelfabsorptie, een uiteenzetting van de door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT opgestelde formules over de vertekening door den interferometer van de ware tot de waargenomen of schijnbare intensiteitsverdeeling.

In de overige hoofdstukken wordt achtereenvolgens een beschrijving gegeven van de gebruikte optische opstelling, de voorbereidende metingen, de definitieve metingen aan de genoemde lijnen, om in het laatste hoofdstuk de resultaten betreffende de absorptiemeting samen te vatten en tenslotte te besluiten met de uit deze resultaten volgende conclusie over de door EINSTEIN ingevoerde absorptiekans.

HOOFDSTUK I.

Theoretische behandeling van de verschillende factoren, die de intensiteitsverdeling in de lijn bepalen.

§ 1. De Doppler-breedte.

Van de in een lichtbron, als de GEISSLERSche buis, aanwezige oorzaken van de eindige breedte der spectraallijn speelt de warmtebeweging van de lichtende atomen en het tengevolge hiervan optredende DOPPLER-effect wel de hoofdrol.

Indien een atoom, dat licht uitzendt van de streng monochromatische frequentie ν_0 , een snelheid heeft ten opzichte van den ruštenaar, dan zal in het algemeen de waargenomen frequentie van ν_0 verschillen. De grootte van dit verschil wordt bepaald door den snelheidscomponent u in de richting van den waarnemer en nemen we aan, dat deze snelheidscomponent klein is in vergelijking met de lichtsnelheid c , dan wordt de waargenomen frequentie ν gegeven door :

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{u}{c} \right) \dots \dots \dots (1)$$

Tot de beschouwing overgaande van het licht, dat door een gas-massa als één geheel wordt uitgezonden, merken we in de eerste plaats op, dat volgens de MAXWELLSche snelheidsverdeling het aantal atomen, waarvan de snelheidscomponent in de richting van den waarnemer tusschen u en $u + du$ is gelegen, gegeven wordt door :

$$dN = \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \cdot N e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du \dots \dots \dots (2)$$

m = massa van het atoom

k = constante van BOLTZMANN

T = absolute temperatuur

en in de tweede plaats, dat de intensiteit van het licht met de frequentie ν evenredig is met het aantal atomen met een snelheidscomponent tussen u en $u + du$, waardoor de intensiteitsverdeling in de spectraallijn evenredig wordt met de snelheidsverdeling van de lichtende gasatomen.

Door eliminatie van u uit (1) en (2) volgt voor de als gevolg van de warmtebeweging der atomen ontstane intensiteitsverdeling $J(\nu)$:

$$J(\nu) = J_0 e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2}$$

De gebruikelijke vorm, waarin de intensiteitsverdeling wordt weergegeven, is echter de volgende:

$$J(\nu) = J_0 e^{-\frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2}$$

M = moleculair gewicht

R = gasconstante ($8,315 \times 10^7$ erg/grad.)

T = absolute temperatuur

die op zeer eenvoudige wijze uit de voorgaande volgt met behulp van de betrekking $\frac{mL}{kL} = \frac{M}{R}$ waarin L het getal van LOSCHMIDT voorstelt.

Stellen we ν_1 , de frequentie, waarvoor de intensiteit tot de halve waarde van de door $\nu = \nu_0$ bepaalde topintensiteit is afgenomen, dan is de halve *halfwaardebreedte* $\nu_1 - \nu_0$ van de bovenstaande symmetrische intensiteitsverdeling af te leiden uit de voorwaarde $\frac{1}{2}J(0) = J(\nu_1)$:

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\nu_1 - \nu_0}{\nu_0}\right)^2}$$

$$\nu_1 - \nu_0 = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{2R \log 2} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}$$

$$\Delta \nu = 3,58 \cdot 10^{-7} \cdot \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$

In golflengte $\left(\lambda = \frac{c}{\nu}\right)$ uitgedrukt, wordt de halve halfwaardebreedte gegeven door:

$$\Delta\lambda = 3,58 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

De DOPPLER-verbreding is aanzienlijk grooter dan de overige in het begin der inleiding genoemde oorzaken (inwendig STARK-effect, botsingsdemping en stralingsdemping) van verbreding, hetgeen echter niet wegneemt, dat de breedte absoluut genomen nog altijd gering blijft en voor niet al te hooge temperatuur hoogstens enkele honderdste deelen van een Å-eenheid bedraagt. (De halfwaardebreedte van de DOPPLER-verdeeling der roode He-lijn $\lambda = 6678 \text{ Å}$ is bij 100° C ongeveer $0,05 \text{ Å}$.)

De bevestiging, dat in een lichtbron als de GEISSLERSche buis met een betrekkelijk geringen druk (12 m.m.) van de gasvulling de verbreding door het DOPPLER-effect overwegend is, wordt eenerzijds door uitgebreide theoretische beschouwingen¹⁾ over de genoemde oorzaken van verbreding en aan den anderen kant door de resultaten van het experiment gegeven.

Uit de bepaling van de halfwaardebreedte van de He-lijn $\lambda = 6678 \text{ Å}$ met als lichtbron een GEISSLER-buisje van het bekende type blijkt de breedte na eliminatie van den invloed van de absorptie hoofdzakelijk door de DOPPLER-verbreding bepaald te zijn.

§ 2. De invloed van de zelfabsorptie.

Onder de oorzaken van verbreding van een spectraallijn neemt de zelfabsorptie een zeer voorname plaats in. Van een spectraallijn, die door andere oorzaken (b.v. de thermische DOPPLER-verbreding) reeds een eindige breedte heeft, neemt door de zelfabsorptie de intensiteit in het centrum van de lijn sterker af dan in de vleugels, waardoor dus de halfwaardebreedte van de lijn grooter wordt. Door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT²⁾ is voor het geval van een DOPPLER-verdeeling als primaire intensiteitsverdeeling deze verbreding, onder invloed van de zelfabsorptie, in formule gebracht.

¹⁾ Samenvattend overzicht: V. WEISKOPF: Die Breite der Spektrallinien in Gasen, Physik. Zeitschr. 34, 1, 1933.

²⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 51, 638, 1928.

De primaire intensiteitsverdeling J in de lijn wordt ondersteld gegeven te zijn door :

$$J d \Delta = C e^{-c \Delta^2} d \Delta (3)$$

- Δ de afstand tot het centrum λ_0 van de lijn,
- c een constante, die evenredig is met het moleculairgewicht van het gas en omgekeerd evenredig met de temperatuur T van de lichtende gaslaag,
- C een constante.

Beschouwen we nu een homogeen lichtende gaslaag (fig. 1) van de dikte d , die wordt begrensd door de parallele wanden A en B en bepalen we ons tot het loodrecht uit den wand tredende licht. Het laagje dx zendt in de richting A een energie van de golflengte $\lambda_0 + \Delta$ uit, welke evenredig is met :

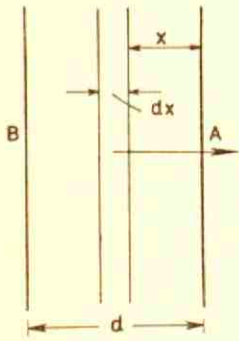


Fig. 1.

$$e^{-c \Delta^2} dx.$$

De absorptie in aanmerking nemende, treedt dit licht niet onverzwakt door den wand A naar buiten uit. Is κ de absorptiecoëfficiënt van het gas, zoo komt slechts een breukdeel $e^{-\kappa x}$ naar buiten. Voor de totale intensiteit van de golflengte $\lambda_0 + \Delta$ vindt men door over de geheele dikte d der gaslaag te integreeren :

$$\int_0^d e^{-c \Delta^2} dx e^{-\kappa x} = \frac{1}{\kappa} e^{-c \Delta^2} (1 - e^{-\kappa d}) (4)$$

De absorptiecoëfficiënt κ is een functie van de golflengte, d.w.z. van Δ en aangezien de absorbeerende gasatomen dezelfde snelheidsverdeling hebben als de emitterende, is κ voor te stellen door :

$$\kappa = A e^{-c \Delta^2} (5)$$

A is een voor het gas kenmerkende grootheid, immers zij stelt den absorptiecoëfficiënt van het gas voor in het centrum λ_0 van de lijn; de constante c is dezelfde als die in de primaire intensiteitsverdeling J .

Door de waarde van x uit (5) in (4) te substitueeren, wordt de intensiteitsverdeeling, zooals zij onder invloed van de absorptie tot stand komt, gegeven door :

$$J_A(\Delta) (:) \frac{1}{A} (1 - e^{-A d e^{-c \Delta^2}}),$$

of door $\alpha = Ad$ te stellen :

$$J_A(\Delta) (:) \frac{d}{\alpha} (1 - e^{-\alpha e^{-c \Delta^2}}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Het betreffende artikel van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT geeft naar aanleiding van deze laatste formule nog vele beschouwingen en formules, waarvan er enkele in het verband tot dit onderzoek dienen vermeld te worden.

Beschouwen we van de primaire intensiteitsverdeeling $J(\Delta)$ en van de onder invloed der absorptie tot stand gekomen intensiteitsverdeeling $J_A(\Delta)$ de beide topintensiteiten en halfwaardebreedten, dan vindt men direct uit een vergelijking van de formules (3) en (6), dat door de absorptie de topintensiteit van de lijn kleiner geworden is in de verhouding :

$$\frac{\frac{1}{A} (1 - e^{-A d})}{d} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}).$$

De halfwaardebreedte van de primaire intensiteitsverdeeling is volgens (3) :

$$w = 2 \sqrt{\frac{\log 2}{c}}.$$

Met absorptie laat zich de halfwaardebreedte w_A berekenen uit de aan de hand van formule (6) op te stellen conditie :

$$\frac{1}{2} J_A(0) = J_A\left(\frac{w_A}{2}\right)$$

$$\frac{1}{2} (1 - e^{-\alpha}) = 1 - e^{-\alpha e^{-c \left(\frac{w_A}{2}\right)^2}}$$

$$w_A = 2 \sqrt{\frac{1}{c} \log \frac{\alpha}{2 \log \frac{\alpha}{1 + e^{-\alpha}}}}.$$

Door den invloed van de absorptie is de halfwaardebreedte van de lijn grooter geworden in de verhouding :

$$\frac{w_A}{w} = \sqrt{\frac{1}{\log 2} \log \frac{a}{2} \frac{2}{1 + e^{-a}}}$$

De aanzienlijke verbreding door de absorptie moge gedemonstreerd worden door de vermelding, dat b.v. voor $a=3$ de met behulp van deze formule berekende verhouding van de halfwaardebreedten ongeveer 1,5 bedraagt. Hiertegenover staat, dat een verandering van c (toename van de DOPPLER-breedte door een hogere temperatuur) altijd overweegt. Niet alleen in het geval de lijn bij een groote stroomsterkte een kleine absorptie heeft, met als gevolg de door de absorptie bepaalde verbreding klein in vergelijking met die door de verhooging van temperatuur veroorzaakte, echter ook bij zeer groote absorptie is de invloed van de temperatuur over-

wegend. De grafische voorstelling van de verhouding $\frac{w_A}{w}$ als functie van a volgens bovenstaande formule is voor groote waarden van a (ongeveer $a=15$) zoo vlak, dat een groote toename van de absorptie slechts een kleine verbreding tot gevolg zou hebben.

Besluiten we deze paragraaf met een opmerking over de wijze waarop de door (6) gegeven intensiteitsverdeling $J_A(\Delta)$ afhankelijk is van de temperatuur T der lichtende gaslaag.

Een maat voor de totale absorptie, die door de verschillende snelheden der atomen over een eindig golflengtebereik is verdeeld, wordt gegeven door :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x d\Delta = A \sqrt{\frac{\pi}{c}}$$

Bij constante dichtheid van het gas kan de totale absorptie onafhankelijk van de temperatuur worden ondersteld, waaruit volgt :

$$A(\cdot) \sqrt{c},$$

hetgeen tot de conclusie leidt, dat $J_A(\Delta)$ op tweeërlei wijze van de temperatuur afhankelijk is, eerstens doordat c omgekeerd evenredig

is met de temperatuur en ten tweede doordat A omgekeerd evenredig blijkt te zijn met den wortel uit de temperatuur.

§ 3. De lijnverbreding door het apparaat.

Indien het in de praktijk mogelijk was een volkomen monochromatische lichtbron te realiseeren, dan nog zou ieder spectraal-apparaat van het licht van deze lichtbron een lijn van eindige breedte met een voor het apparaat karakteristieke intensiteitsverdeling geven. De interferometer van FABRY en PEROT „verteekent” een exact monochromatische lijn tot een intensiteitsverdeling J , die afgezien van een constanten factor is voor te stellen door:

$$J(\varphi) = \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \varphi}$$

$$\varphi = \frac{4\pi d \cos i}{\lambda}$$

- τ de reflectiecoëfficiënt van de zilverlaagjes der interferometerplaten.
- φ het phaseverschil tusschen twee op elkaar volgende, gereflecteerde lichtstralen.
- d de afstand van de zilverlaagjes.
- i de hoek tusschen de richting van den lichtstraal in de planparallele luchtlaag en de normaal op de interferometerplaat.
- λ de golflengte van het licht.

Betreffende deze intensiteitsverdeling, waarin de cosinus-term het periodische karakter van het interferentiebeeld doet zien, is in verband met de in de toekomst uit te voeren berekeningen een beschouwing van de volgende punten noodzakelijk:

- a. de afstand in Å -eenheden van twee op elkaar volgende maxima,
 - b. de breedte van de intensiteitsverdeling op de halve topintensiteit.
- a. De maxima, of in de gebruikelijke terminologie de orden van het interferentiebeeld, vinden we op plaatsen, waar het phaseverschil

φ een geheel veelvoud van 2π bedraagt, waardoor de afstand $\Delta\lambda$ van de orden moet volgen uit:

$$\frac{4\pi d \cos i_1}{\lambda} - \frac{4\pi d \cos i_2}{\lambda} = 2\pi$$

$$2d(\cos i_1 - \cos i_2) = \lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Het met $\cos i_1 - \cos i_2$ corresponderende verschil in golflengte wordt gevonden op grond van de volgende overweging:

Twee op elkaar volgende, gereflecteerde lichtstralen hebben een wegverschil γ , dat wordt bepaald door:

$$\gamma = 2d \cos i.$$

In verband met deze formule geldt voor de maxima van het interferentiebeeld:

$$k\lambda = 2d \cos i.$$

Met i_2 komt een maximum met rangnummer k' overeen en bij i_1 behoort een maximum met hetzelfde rangnummer, maar met een golflengte $\lambda + \Delta\lambda$, zoodanig dat respectievelijk voldaan is aan:

$$k'\lambda = 2d \cos i_2$$

$$k'(\lambda + \Delta\lambda) = 2d \cos i_1.$$

Uit deze betrekkingen vindt men voor het met $\cos i_1 - \cos i_2$ overeenkomende verschil in golflengte:

$$\cos i_1 - \cos i_2 = \frac{\Delta\lambda \cos i_2}{\lambda}.$$

Substitutie in de vergelijking (7) en herleiding geven tenslotte het verlangde resultaat voor den afstand $\Delta\lambda$ van de orden:

$$\frac{2d \cdot \Delta\lambda \cdot \cos i_2}{\lambda} = \lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d \cos i_2}.$$

Bepalen we ons bij kleine waarden van den hoek i_2 , hetgeen wil

zeggen een beperking van de waarnemingen tot de binnenste ringen, dan is $\cos i_2 = 1$ te stellen en krijgen we als eindformule:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2d}.$$

b. De berekening van de breedte der intensiteitsverdeling $J(\varphi)$ op de halve topintensiteit (halfwaardebreedte) kan aanmerkelijk vereenvoudigd worden door een andere keuze van variabele en de invoering van een benadering.

In het maximum van de intensiteitsverdeling

$$J(\varphi) = \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \varphi}$$

van de monochromatische lijn is het phaseverschil φ een geheel veelvoud van 2π , terwijl in de buurt van het maximum geldt:

$$\varphi = k \cdot 2\pi + \gamma.$$

De intensiteitsverdeling in de lijn kan dus ook als volgt worden geschreven:

$$J(\varphi) = \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \gamma} \quad -\pi < \gamma < \pi.$$

Voeren we nu de genoemde benadering uit in dien zin, dat we ons bepalen tot de omgeving van het centrum van de lijn, dwz. kleine waarden van γ , dan kunnen we schrijven: $\cos \gamma = 1 - \frac{\gamma^2}{2}$. Hierbij neemt de bovenstaande intensiteitsverdeling een veel eenvoudiger vorm aan:

$$J(\varphi) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau \gamma^2}.$$

$$\varepsilon = 1 - \tau.$$

Volgens deze formule is de intensiteit tot op de helft afgenomen voor de waarde γ_h , die gegeven wordt door de betrekking:

$$\frac{1}{2} = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau \gamma_h^2}.$$

Voor de halfwaardebreedte α in hoekmaat volgt nu in verband met de laatste betrekking :

$$\alpha = 2\gamma_h = \frac{2\varepsilon}{\sqrt{\tau}}.$$

Daar een phaseverschil 2π overeenkomt met een golflengteverschil $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d}$, wordt de halfwaardebreedte a in Å-eenheden gegeven door :

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} \Delta\lambda = \frac{\varepsilon \lambda^2}{2\pi d \sqrt{\tau}}.$$

Deze formule geeft ons een indruk van de mate, waarin een ver-teekening door het apparaat plaats vindt. Voor een bepaalde exact monochromatische lijn van de golflengte λ wordt de apparaat-half-waardebreedte bepaald door den reflectiecoëfficiënt τ en de afstand d van de zilverlaagjes. Naarmate de waarde van den reflectie-coëfficiënt dichter bij 1 komt te liggen of de afstand d onbepert toeneemt, wordt de apparaatbreedte steeds kleiner, echter niet zon-der de daaraan verbonden nadeelen. Een hooge waarde van den reflectiecoëfficiënt heeft een geringe lichtsterkte van het interferen-tiebeeld tot bezwaar, terwijl het nadeel van een grooten afstand d is gelegen in het over elkaar heenvallen van de verschillende orden, aangezien de afstand $\Delta\lambda$ van twee op elkaar volgende orden even-eens omgekeerd evenredig is met den afstand d van de zilverlaagjes.

De gehouden beschouwingen, die betrokken waren op een denk-beeldig in de praktijk niet voorkomend geval van een exact mono-chromatische spectraallijn, zijn uit te breiden op de werkelijkheid :

Iedere werkelijke spectraallijn is een lijn van eindige breedte met een door de omstandigheden bepaalde „ware” intensiteitsverdeling. Van elk monochromatisch bestanddeel der spectraallijn geeft de interferometer de hierboven behandelde apparaatverdeling. Van de ware intensiteitsverdeling vindt door het apparaat een verteekening plaats tot een „schijnbare” intensiteitsverdeling, die te beschrijven is als een integraal van de apparaatverdelingen van de uit mono-chromatische bestanddeelen opgevatte spectraallijn.

Door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT ¹⁾ is voor een spectraallijn, waarvan de breedte hoofdzakelijk door het DOPPLER-effect werd bepaald, deze verteekening in formule gebracht.

Niet alleen in verband met het groote belang van deze formules voor de bij dit onderzoek uit te voeren berekeningen, maar het voorbeeld demonstreert zoo typisch den invloed van het apparaat op de ware intensiteitsverdeling, dat een beknopt overzicht onder verwijzing naar het betreffende artikel hier niet achterwege mag blijven.

De ware intensiteitsverdeling $i(\mu)$ van de spectraallijn met de frequentie ν_0 werd ondersteld door

$$i(\mu) (\cdot) e^{-p^2 \mu^2}$$

gegeven te zijn, waarin μ den in frequentieschaal gemeten afstand tot het centrum van de lijn voorstelt. De intensiteitsverdeling van de waargenomen lijn wordt, op een constanten evenredigheidsfactor na, gegeven door :

$$\begin{aligned} J(\gamma) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-p^2 \mu^2} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau \gamma_1^2} d\mu \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-p^2 \mu^2} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau \left\{ \frac{4\pi d}{c} (\nu + \mu) \cos i - 2\pi k \right\}^2} d\mu. \end{aligned}$$

Deze integraal neemt door

$$\frac{4\pi d}{c} \nu \cos i - 2\pi k = \gamma$$

$$\frac{4\pi d}{c} \mu \cos i = x$$

$$\frac{p c}{4\pi d \cos i} = q$$

te stellen den volgenden vorm aan :

$$J(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-q^2 x^2} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau (\gamma + x)^2} dx.$$

¹⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 44, 58, 1927.

De eindformule, waarin tenslotte de waargenomen intensiteitsverdeling van een smalle spectraallijn gegoten kan worden, komt er als volgt uit te zien :

$$J(\gamma) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau \gamma^2} \frac{\sqrt{\pi}}{q} + \frac{4\tau^2 \varepsilon^2 \gamma^2}{(\varepsilon^2 + \tau \gamma^2)^3} \frac{\sqrt{\pi}}{2q^3} - \frac{\varepsilon^2 \tau}{(\varepsilon^2 + \tau \gamma^2)^2} \frac{\sqrt{\pi}}{2q^3},$$

welke verkregen wordt door den term

$$\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau (\gamma + x)^2}$$

te ontwikkelen naar x en de ontwikkeling bij x^2 af te breken.

Een beoordeeling van deze intensiteitsverdeling is mogelijk door de halfwaardebreedte te beschouwen. Deze volgt uit de voorwaarde:

$$J(\gamma_h) = \frac{1}{2} J(0)$$

en leidt tot :

$$\gamma_h^2 = \frac{\varepsilon^2}{\tau} + \frac{3}{2} \frac{1}{q^2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (8)$$

Verstaan we onder σ de waargenomen of schijnbare halfwaardebreedte, a de apparaathalfwaardebreedte en β de halfwaardebreedte van de primaire of ware intensiteitsverdeling, dan geldt :

$$\gamma_h = \frac{1}{2} \sigma \quad \frac{\varepsilon^2}{\tau} = \frac{a^2}{4} \quad \frac{4 \log 2}{q^2} = \beta^2.$$

Met behulp van deze betrekkingen gaat (8) over in :

$$\sigma^2 = a^2 + 2,15 \beta^2$$

of in golflengte schaal :

$$s^2 = a^2 + 2,15 b^2.$$

Deze relatie, waaruit het verbod volgt de ware breedte van een lijn door aftrekking van schijnbare en apparaatbreedte te berekenen, is in verband met de uitgevoerde benadering alleen geldig voor spectraallijnen, waarvan de breedte smal is ten opzichte van de apparaatbreedte. Van de uitbreiding der berekening op lijnen met

groote ware breedte is het resultaat in onderstaande vergelijkingen ¹⁾ weergegeven :

$$\begin{array}{l} \text{Voor } 0 < b < 0,4a \text{ is } s^2 = a^2 + 2,15b^2 \\ 0,4a < b < 1,5a \text{ „ } s = 0,80a + 0,81b \\ 1,5a < b < 4a \text{ „ } s = 0,64a + 0,98b \text{ „ } \tau = 0,9 \\ 1,5a < b < 4a \text{ „ } s = 0,63a + 0,99b \text{ „ } \tau = 0,8 \\ 1,5a < b < 4a \text{ „ } s = 0,54a + 1,04b \text{ „ } \tau = 0,7 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{Voor } 0 < b < 0,4a \\ 0,4a < b < 1,5a \\ 1,5a < b < 4a \\ 1,5a < b < 4a \\ 1,5a < b < 4a \end{array}} \right\} \text{ als } 0,7 < \tau < 1$$

Deze vergelijkingen zijn voor de berekeningen in ons onderzoek van belang, waar het geldt de gevallen, dat de verbredening door absorptie van de primaire door het DOPPLER-effect bepaalde intensiteitsverdeling niet aanwezig is, hetgeen bijvoorbeeld het geval is voor de stroomsterkte „nul”, waar de ware verdeling alleen wordt bepaald door de met de kamertemperatuur overeenkomende DOPPLER-verdeling.

Besluiten we deze over het spectraalapparaat handelende paragraaf met de afleiding van een later te gebruiken formule betreffende de vraag op welke wijze de golflengte verloopt in een ring van het gefotografeerde interferentiebeeld.

In betrekking op het centrum van het interferentiesysteem en een ander punt op afstand r van het centrum gelden respectievelijk de betrekkingen :

$$\begin{aligned} k \lambda_0 &= 2d \\ k (\lambda_0 - \Delta \lambda) &= 2d \cos i. \end{aligned}$$

Voor kleine waarden van den hoek i is bij benadering $\cos i = 1 - \frac{i^2}{2}$ te stellen en volgt in verband met bovenstaande relaties :

$$\Delta \lambda = \lambda \frac{i^2}{2}.$$

Bij deze onderstelling omtrent i is echter ook bij benadering i evenredig met den afstand r , zoodat bij beperking tot de omgeving van het centrum geldt :

$$\Delta \lambda (\cdot) r^2 (9)$$

¹⁾ Vgl. : H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 44, 58, 1927 en 51, 638, 1927.

Met de plaats van het maximum van den eersten ring komt een golflengteverschil met het centrum van het interferentiebeeld overeen, voorgesteld door de notatie λ_1 . Voor het maximum van den tweeden ring op dezelfde manier een bedrag λ_2 en voor een willekeurig punt van de intensiteitsverdeeling van den eersten ring een bedrag λ . Tusschen deze bedragen bestaat volgens (9) de evenredigheid:

$$\lambda_1 : \lambda : \lambda_2 = r_1^2 : r^2 : r_2^2$$

waaruit volgt:

$$\lambda_1 = \frac{r_1^2}{r^2} \lambda \quad \lambda_2 = \frac{r_2^2}{r^2} \lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Substitutie van λ_1 en λ_2 uit (10) in de betrekking $\lambda_2 - \lambda_1 = a$, waarin a is de afstand van de orden in Å-eenheden, geeft als resultaat voor λ :

$$\lambda = \frac{r^2}{r_2^2 - r_1^2} \cdot . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Deze formule geeft nog niet het gewenschte resultaat, immers we vragen naar het golflengteverschil in Å-eenheden, tusschen het beschouwde punt van den ring en het maximum, dwz. naar $\lambda - \lambda_1$. Met behulp van de betrekkingen

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad \lambda_2 - \lambda_1 = a$$

kan echter gemakkelijk λ_1 in den afstand a van de orden worden uitgedrukt:

$$\lambda_1 = \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Tenslotte volgt nu uit (11) en (12) voor het gevraagde golflengteverschil $\lambda - \lambda_1$ in Å-eenheden:

$$\lambda - \lambda_1 = \frac{r^2 - r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} a.$$

Is deze formule te betrekken op de van het centrum afgekeerde zijde van de intensiteitsverdeeling van den ring, dan is evident, dat

voor de helft der intensiteitsverdeling aan den kant van het centrum de formule geldt :

$$\lambda_1 - \lambda' = \frac{r_1^2 - r'^2}{r_2^2 - r_1^2} a.$$

Door optelling van de overeenkomstige leden van beide formules volgt :

$$\lambda - \lambda' = \frac{r^2 - r'^2}{r_2^2 - r_1^2} a$$

$$d\lambda = \frac{2 r_1 dr}{r_2^2 - r_1^2} a$$

$$\frac{d\lambda}{2 r_1 dr} = \frac{a}{r_2^2 - r_1^2},$$

een formule, waarmee gemakkelijk uit een fotogram van het interferentiebeeld de halfwaardebreedte $d\lambda$ in Å-eenheden is te berekenen. Hiervoor is slechts noodig de stralen r_1 en r_2 van de twee op elkaar volgende ringen en de halfwaardebreedte dr op het registreerpapier te meten, daarbij stilzwijgend bekend onderstellend op welke hoogte van de fotometerkurve van den ring de intensiteit de helft is van de topintensiteit.

§ 4. *De schijnbare intensiteitsverdeling.*

In deze laatste paragraaf van dit hoofdstuk is het de bedoeling onder bovenstaanden titel een overzichtelijke samenvatting te geven van de in de voorafgaande paragrafen behandelde theorie in betrekking op het voor ons liggende onderzoek.

Alle gehouden beschouwingen als breedte van een spectraallijn door het DOPPLER-effect, invloed van de zelfabsorptie op de intensiteitsverdeling in de lijn, verteekening van een exact monochromatische en van een werkelijke spectraallijn door het spectraalapparaat, waren eenerzijds gericht op het ontstaan van een ware intensiteitsverdeling in de lijn en aan den anderen kant gaven zij de verklaring van hetgeen er van die intensiteitsverdeling werd waargenomen. Bepalen we ons nu tot het voor ons liggende probleem, dan

heeft de spectraallijn een bepaalde intensiteitsverdeling, de *ware* intensiteitsverdeling, die in hoofdzaak wordt bepaald door de temperatuur T van de lichtende gaslaag en door een voor het gas kenmerkende grootheid α . Deze ware intensiteitsverdeling W wordt ondersteld gegeven te zijn door de formule:

$$W(\Delta) (\cdot) \frac{d}{a} (1 - e^{-\alpha e^{-c \Delta^2}}),$$

- waarin d de doorsnede van de lichtende laag,
 a de voor het gas kenmerkende grootheid ($\alpha = Ad$),
 c een factor, die evenredig is met het moleculairgewicht van het gas en omgekeerd evenredig met de temperatuur van de lichtende gaslaag en het kwadraat van de golflengte,
 Δ de afstand tot het centrum van de lijn.

Het spectraalapparaat, in casu de interferometer van FABRY en PEROT, zorgt er voor, dat niet deze ware intensiteitsverdeling W zelf, maar een eenigszins van de ware verschillende intensiteitsverdeling S , de *schijnbare* intensiteitsverdeling, wordt waargenomen. Deze verteekening, welke des te grooter is naarmate het oplossend vermogen van het spectraalapparaat afneemt, gaat niet zoo heel eenvoudig in zijn werk. Het behandelde voorbeeld van de verteekening van als ware intensiteitsverdeling aangenomen DOPPLER-verdeeling liet bijvoorbeeld duidelijk zien, dat de ware halfwaardebreedte niet zonder meer door aftrekking van schijnbare en apparaat-halfwaardebreedte is te verkrijgen.

In fig. 2a is de van nature reeds eindige ware intensiteitsverdeling $W_\alpha(\Delta)$ van de spectraallijn weergegeven.

Elk monochromatisch bestanddeel van die spectraallijn wordt door den interferometer verteekend tot een eindige lijn met de bekende apparaatverdeling $A(\Delta)$ en de apparaat-halfwaardebreedte a . Het gebied $d\Delta$ op afstand Δ van het centrum heeft de intensiteit $W(\Delta) d\Delta$ en wordt door het apparaat verteekend tot de apparaatverdeling $A(\Delta' - \Delta)$ (fig. 2b) en wel met een intensiteit evenredig met $W(\Delta) d\Delta$, dus tot de verdeling $W(\Delta) A(\Delta' - \Delta) d\Delta$. In het beeldvlak van de cameralens werken alle verschillende golflengtegebieden van $W(\Delta)$ tezamen, zoodat men in totaal een ver-

deeling $S(\Delta')$ (fig. 2c) waarneemt, die gegeven wordt door de integraal:

$$S(\Delta') = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\Delta) A(\Delta' - \Delta) d\Delta.$$

Deze waargenomen of schijnbare intensiteitsverdeling $S(\Delta')$ zal

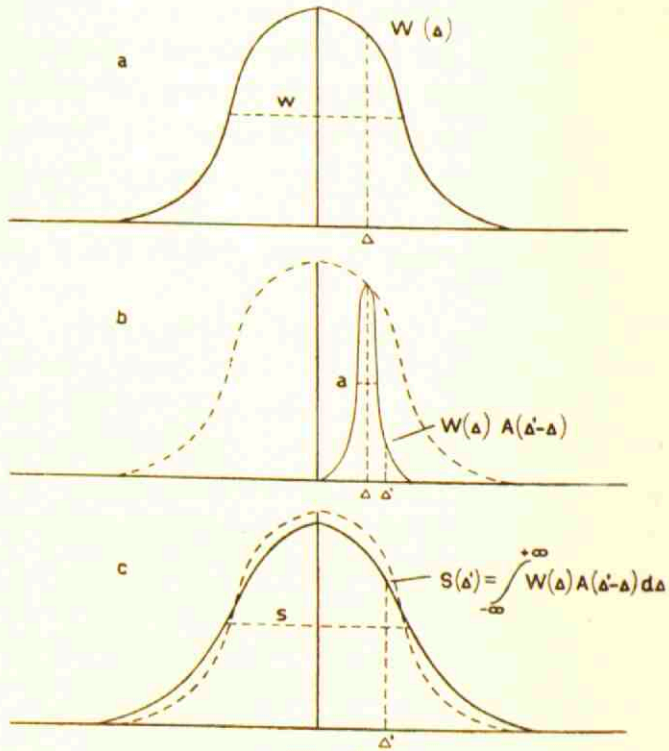


Fig. 2.

ons dus aan de hand van deze betrekking iets moeten vertellen omtrent de ware intensiteitsverdeling $W(\Delta)$ zelf.

HOOFDSTUK II.

De hulpmiddelen en hun opstelling ter bepaling van de schijnbare intensiteitsverdeling in de lijn.

§ 1. De optische opstelling.

Aan de hand van fig. 3 willen we in het kort de opstelling nagaan, om daarna met een uitvoeriger beschrijving enkele punten toe te lichten.

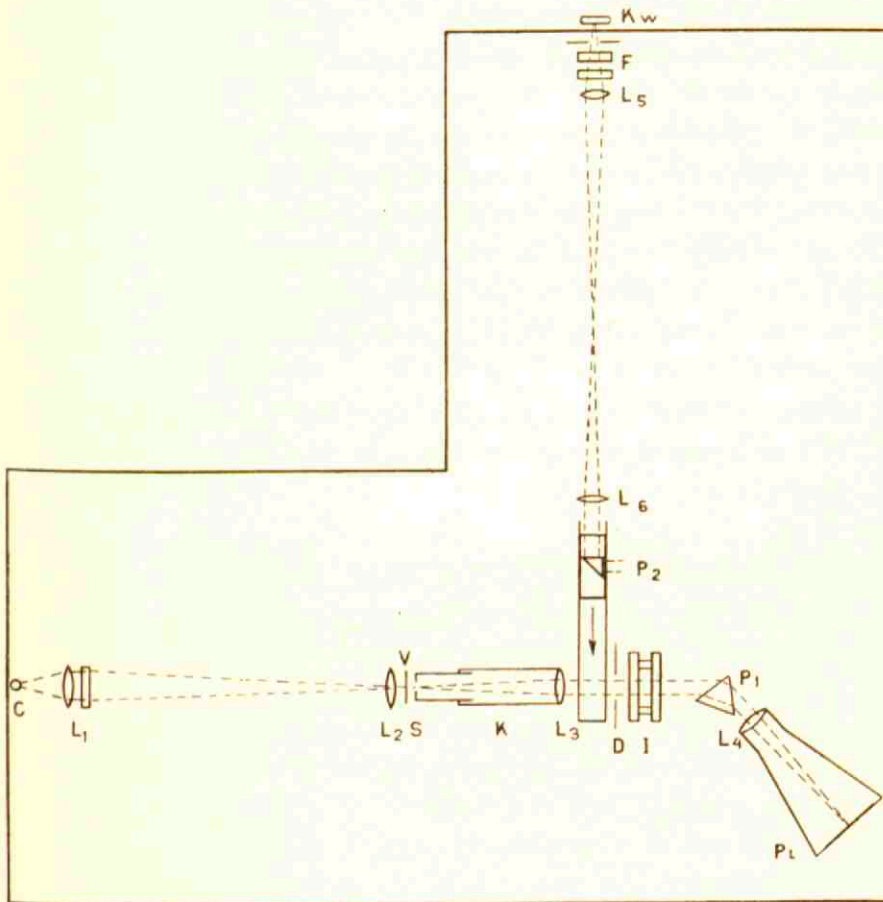


Fig. 3.

Het lenzensysteem L_1 beeldt de capillair C van de *He*-buis af op

de spleet S van den kollimator K . De spleet S , de lens L_3 , het prisma P_1 en de lens L_4 vormen tezamen een spectrograaf, welke, indien de interferometer van FABRY en PEROT weggenomen is, een helium-spectrum op de plaat Pl geeft. De opstelling van den interferometer I tusschen de lens L_3 en het prisma P_1 heeft tot gevolg, dat er voor iedere golflengte van het helium-spectrum in het brandvlak van de lens L_4 interferentieringen worden gevormd. De interferometer wordt zoodanig opgesteld, dat de centrale vlek van het ringensysteem in het midden van het beeld der spleet valt. Boven en onder deze centrale vlek ziet men dan het beeld loodrecht doorsneden van zwak gekromde interferentiestrepen. Deze interferentiestrepen zijn de door de breedte van de spleet bepaalde gedeelten der interferentieringen.

Het geheel is opgesteld op een groot betonblok, waarvan de begrenzing in de figuur is aangegeven en waardoor eventueel optredende trillingen tot een minimum worden beperkt.

Voor een vergelijk van de onderlinge afstanden der onderdeelen dient opgemerkt te worden, dat de figuur wat betreft deze afstanden op schaal is geteekend en de breedte van den betonnen balk in de asrichting van de opstelling 1,80 M. bedraagt.

Voor een afzonderlijke bespreking komen nog in aanmerking de twee volgende punten :

- a. De afbeelding van de capillair door het lenzensysteem L_1 .
 - b. Het doel van de niet genoemde onderdeelen : het diafragma D en de lens L_2 .
- a. Het lenzensysteem L_1 bestaat uit een sphaerische en een cilindrische lens. De eerste geeft een vijfvoudig vergroot beeld op de spleet S van den kollimator, terwijl de cylinderlens een vergrooting geeft in de lengterichting van de spleet. De totale vergrooting is dus van dien aard, dat in de eerste plaats de randstralen worden afgeschermd en in de tweede plaats een inhomogeniteit van de lichtsterkte over de lengte van de capillair wordt uitgemiddeld over de hoogte van de spleet. Tot een spleetbreedte van 4 m.m. is de verlichting van de kollimatorspleet zoowel in de breedte als in de lengte volkomen gelijkmatig.
 - b. Het diafragma D voor den interferometer schermt het opval-

lende licht af, tot op een klein gedeelte van de totale oppervlakte der interferometerplaten. Deze beperking van den lichtbundel heeft tot doel de fouten, als gevolg van de regelmatige kromming der interferometerplaten, zoo goed als op te heffen. Metingen met denzelfden interferometer door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT¹⁾ aan de roode Cd-lijn leverden o.a. het resultaat, dat deze fouten²⁾, evenredig zijnde met de 4de macht van den straal van de opening van het diafragma, waren te verwaarloozen voor een straal van 0,5 c.m.

De lens L_2 heeft tot doel, de opening van het lenzenstelsel L_1 op de opening van het diafragma D af te beelden, opdat het licht, dat door de kollimatorspleet gaat, eveneens de fotografische plaat bereikt. Deze zekerheid maakt het mogelijk met deze opstelling zwartingsmerken, voor iedere golflengte uit het heliumspectrum, op de plaat vast te leggen, een mogelijkheid, waarvan gebruik gemaakt is ten eerste bij het meten van de halfwaardebreedte als functie van de stroomsterkte en in de tweede plaats ter controle van de op andere wijze verkregen zwartingsmerken. De met den pyrometer, volgens ORNSTEIN, mej. EYMERS en VERMEULEN, voor verschillende golflengten geijkte fotografische verzwakker V wordt tegen de spleet van den kollimator opgesteld, waardoor dus de grenzen tusschen de gebieden van verschillende doorlating, tegelijk met de interferentieringen, scherp op de plaat worden afgebeeld³⁾.

Voor de beschrijving van het overige gedeelte van de in figuur weergegeven optische opstelling zij verwezen naar de laatste paragraaf van dit hoofdstuk: het scherpstellen van den interferometer.

§ 2. De interferometer van Fabry en Perot.

In deze paragraaf willen we ons bepalen tot een bespreking van den bouw van den gebruikten interferometer.

Het door L. S. ORNSTEIN en P. H. VAN CITTERT ontworpen en in de werkplaats van het Fysisch Laboratorium door wijlen den

¹⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, *Z.s. f. Phys.* 44, 58, 1927.

²⁾ Over den aard van deze fouten, zie Hfdst. III, § 4.

³⁾ Voor bijzonderheden zij verwezen naar Hfdst. III, § 1.

chefinstrumentmaker KOOLSCHIJN gebouwde montuur, dat tot doel heeft twee door een metalen ring gescheiden en met een zilver-spiegel bedekte kwartsplaten op hun plaats te houden, is geconstrueerd met het oogmerk het optreden van trillingen tot een minimum te beperken en voor het geval trillingen plaats mochten vinden het instrument als één star geheel te doen trillen.

Dit montuur heeft de volgende constructie :

Op een koperen grondplaat (afm. $15 \times 15 \times 1$) staat loodrecht eenzelfde door vier hoeksteunen gestutte plaat, welke in het midden voorzien is van een opening van 7 c.m. diameter. In deze opening past een metalen ring (binnendiameter 3,5 c.m.), die door middel van zes klemschroeven op zijn plaats wordt gehouden. Op drie plaatsen zijn in dezen ring in den vorm van een driehoek even lange invarstaafjes bevestigd, zoodanig dat deze aan weerszijden iets uitsteken. Tegen deze pootjes komen de verzilverde oppervlakten van de interferometerplaten te rusten, ieder der platen onder de drukking van drie veeren. Daarvoor zijn ter plaatse waar zich de invarpootjes bevinden aan beide zijden van de loodrecht staande plaat drie koperen staafjes geklonken, waaraan de veerhouders kunnen worden bevestigd. Elk van deze veerhouders is tevens nog voorzien van een schroef met kleinen spoed, die de drukking der veer kan vergrooten of verkleinen. Met behulp van deze zes schroeven is het mogelijk de interferometerplaten evenwijdig aan elkaar te stellen.

Het tot dusver beschreven geheel is zoodanig op een koperen plaat bevestigd, dat draaiing door middel van een schroef om een verticale as mogelijk is; tevens bezit de laatste plaat drie pooten, waarvan er één de mogelijkheid in zich sluit de helling van het instrument te veranderen. Beide laatste constructies maken het dus zeer eenvoudig het centrum van de ringen in het midden van het spleetbeeld te stellen.

Tenslotte, om de beschrijving van den gebruikten interferometer volledig te maken, nog enkele opmerkingen.

De interferometerplaten zijn van kwarts en iets wigvormig geslepen om de interferenties van gelijke dikte uit te schakelen. De dikte van deze platen bedraagt 12 m.m. en de diameter 6 c.m. De verzilvering is aangebracht door verdamping van zuiver zilver. Bij het gebruikte apparaat zijn ringen aanwezig met invarstaafjes van 0,5 . 1 en 1,5 c.m. lengte.

De stabiliteit van den interferometer is bij de uitgevoerde constructie van dien aard, dat een tikken tegen het montuur geen merkbaaren invloed heeft op het interferentiebeeld. De keuze van een ring met invarpootjes heeft de eenigste storingsbron, het tijdens de belichting veranderen van den afstand der interferometerplaten als gevolg van temperatuurschommeling, reeds aanzienlijk gedrukt. Voor den ring van 1 c.m. heeft een temperatuurstijging van een graad een lengtevermeerdering van de invarpootjes tot gevolg met een bedrag van $1,6 \cdot 10^{-6}$ c.m. Voor de roode heliumlijn beteekent dit een verloop van het interferentiesysteem ongeveer over $\frac{1}{40}$ ^{ste} orde. Aangezien voor deze lijn de afstand van de orden $0,223 \text{ \AA}$ en de halfwaardebreedte $0,060 \text{ \AA}$ bedraagt, is zonder meer duidelijk, dat de invloed van een temperatuurschommeling tijdens de belichting niet is te verwaarloozen.

De temperatuurschommelingen zijn niet alleen uit bovenstaand oogpunt van invloed, echter ook met groote waarschijnlijkheid te betrekken op een af- of toename van de drukking der veeren op de interferometerplaten, immers vooral bij lange belichtingstijden treden zoodanige verbredingen op, dat zij niet alleen uit een verandering van de lengte der invarpootjes zijn te verklaren. De ondervinding heeft geleerd, dat alle mogelijke voorzorgen wat betreft het constant zijn van de temperatuur van het toestel in ieder geval dienen te worden genomen.

§ 3. *Het scherpstellen van den interferometer.*

De lichtstralen, welke onder een hoek i op de interferometerplaten vallen, verlaten deze bij evenwijdigen stand van de platen als een stelsel evenwijdige stralenbundels, waarvan de stralen onderling een constant phaseverschil vertoonen. Deze stralen komen in het brandvlak van de cameralens tot interferentie en geven daar, evenals de met andere hoeken i corresponderende stralenbundels, licht of duisternis, afhankelijk van genoemd phaseverschil.

Dit constante phaseverschil en het nauw met dit samenhangende optreden van de interferentieringen in het brandvlak van de camera-lens eischen een evenwijdigen stand van de interferometerplaten; omgekeerd vormt het tot interferentie komen in één vlak, het brandvlak van de cameralens, juist een criterium voor het evenwijdig opgesteld zijn van de interferometerplaten. Hiervan is niet alleen

gebruik gemaakt bij het à priori evenwijdig stellen van de interferometerplaten, maar eveneens in den zin van een permanente opstelling om snel den evenwijdigen stand te kunnen controleren.

Vervangt men de camera door een kijker, waarvan de stand van het oculair op een schaalverdeeling kan worden afgelezen, dan heeft men daarmee in beginsel één der methoden om visueel te beoordeelen of het geheele interferentiesysteem scherp is in één vlak, het brandvlak van de objectieflens van den kijker. Het vervangen van de camera door den kijker, hetgeen zeer gemakkelijk kon geschieden, doordat beide in een zelfden houder waren te monteeren, gaf echter nog niet het gewenschte resultaat. De groote dispersie van den interferometer geeft aan de lijnen van het interferentiesysteem een breed en onscherp aanzien en uit den aard der zaak kan dus geen nauwkeurige beoordeeling aan het ringensysteem van de betreffende heliumlijn zelf plaats vinden. Gelukkig wordt de evenwijdige stand van de interferometerplaten niet bepaald door de golflengte van het gebruikte licht en is bijgevolg de beoordeeling in dit opzicht ook niet aan banden gelegd. Als object voor de beoordeeling leende zich uitstekend de groene kwiklijn $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ met de vlak bij de hoofdlijn gelegen satellieten. Bij een pas brandende kwiklamp zijn er drie van deze satellieten opgelost ten opzichte van de hoofdlijn als uiterst fijne ringen in het interferentiebeeld waar te nemen.

Voor de opstelling verwijzen we naar fig. 3 uit de voorafgaande paragraaf.

De cuvetten F met oplossingen van kaliumbichromaat en didimnitraat laten van het licht der kwiklamp Kw alleen de groene lijn met de satellieten door. Deze kwiklamp wordt nu, na een tusschenschuiven van het prisma P_2 over een vastopgestelde sleuf, door de lenzen L_5 en L_6 afgebeeld op het diafragma D . Het vervangen van de camera door den kijker voltooit het geheel.

Met deze opstelling verliep de wijze, waarop werd scherp gesteld, als volgt:

De beoordeeling van den onderlingen stand van de interferometerplaten geschiedde door achtereenvolgens op zes, in den vorm van een zeshoek gelegen, plaatsen van het interferentiebeeld in te stellen en de met deze instellingen corresponderende standen van het oculair af te lezen. Deze standen zijn door de fijnheid van het interferentiebeeld van de satellieten tot op een halve schaaldeel

nauwkeurig te bepalen. De eenigste eisch, die hierbij gesteld wordt, is het noodige geduld te bezitten, want vrij spoedig wordt de kwiklamp warm en verbreedt de ringen van de hoofdlijn door de temperatuur zoo aanmerkelijk, dat de oplossing van hoofdlijn en satellieten volkomen is gestoord en gewacht moet worden op het oogenblik, dat de lamp is afgekoeld.

Het bekend zijn, met welke draaiingsrichting van de schroeven in de veerhouders een in- of uitdraaien van het oculair overeenkomt, maakt het weer gemakkelijk de zes genoemde standen samen te laten vallen tot den stand voor het op oneindig ingesteld zijn van den kijker, welke stand de garantie is voor de evenwijdige opstelling van de interferometerplaten.

Na deze visueele scherpstelling is nog een fotografische contrôle mogelijk door uit een fotometerkromme van het interferentiebeeld van de kwiklijn of van de heliumlijn te letten op een volledige symmetrie ten opzichte van het centrum, hetgeen zich bepaalt tot een zelfde breedte op bepaalde hoogte, een in dezelfde mate en zoo goed mogelijke oplossing van satellieten en hoofdlijn en een zelfden onderlingen afstand van de orden aan beide kanten van het centrum.

HOOFDSTUK III.

Vorbereidende metingen.

§ 1. *Voorloopige metingen aan de He-lijn 2^1P-3^1D $\lambda = 6678 \text{ \AA}$.*

De metingen, welke in deze paragraaf beschreven zullen worden, zijn in de eerste plaats bedoeld geweest als een oriëntering bij den aanvang van het onderzoek. Zij betroffen een onderzoek van:

- 1^o. de schijnbare halfwaardebreedte in afhankelijkheid van de stroomsterkte, waarmede de buis bedreven werd,
- 2^o. de schijnbare intensiteitsverdeling in de lijn.

Voor beide metingen werd als lichtbron een GEISSLERSCH He-buisje (druk 12 m.m., capillair-diameter 2 m.m.) van het bekende type gebruikt.

De bepaling van de schijnbare halfwaardebreedte, als functie van de stroomsterkte, geschiedde met de in het vorige hoofdstuk be-

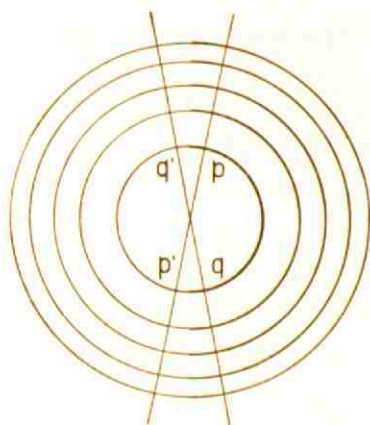


Fig. 4.

schreven opstelling en tevens werd gebruik gemaakt van de reeds besproken mogelijkheid, zwartingsmerken met deze opstelling op de plaat vast te leggen.

Een, uit twee trappen bestaande, fotografische verzwakker (50 % en 100 % doorlatingsvermogen), vlak voor de spleet van den kollimator opgesteld, werd met het ringensysteem zoodanig afgebeeld, dat het interferentiebeeld diametraal in twee velden werd verdeeld, waarvan de

intensiteiten zich verhielden als 1 : 2 (fig. 4). Een vergelijking van de fotometerkrommen op de plaatsen p en p' respectievelijk q en q' gaf zonder verdere kennis van de zwartingskromme de schijnbare halfwaardebreedte in c.m. op het registreerpapier. Men heeft slechts

de breedte van de kromme p op de tophoogte van de kromme p' te meten.

Voor de berekening van de schijnbare halfwaardebreedte in Å-eenheden werd gebruikt de in Hfdst. I, § 3, behandelde formule :

$$\frac{d\lambda}{2r dr} = \frac{\Delta\lambda}{r_2^2 - r_1^2}.$$

Hierin zijn :

r_1 en r_2 de stralen van twee op elkander volgende ringen op het registreerpapier,

r de straal van den gemeten ring,

dr de gemeten halfwaardebreedte in c.m. op het registreerpapier,

$\Delta\lambda$ de afstand van twee orden in Å-eenheden,

$d\lambda$ de schijnbare halfwaardebreedte in Å-eenheden.

Tabel I geeft een overzicht van de volgens deze methode uitgevoerde metingen en bereikte resultaten.

TABEL I.

Stroomsterkte	Belichtingstijd	Schijnbare halfwaardebreedte
20 m.A.	25 min.	0.070 Å.
14 ..	45 ..	0.068 ..
9 ..	85 ..	0.065 ..
6.2 ..	140 ..	0.062 ..
4 ..	4 uur	0.0605 ..
2 ..	8 ..	0.060 ..
1 ..	16 ..	0.0565 ..
0.6 ..	24 ..	0.055 ..

Uit dit overzicht blijkt reeds eenigszins, dat getracht is opnamen te verkrijgen bij een zoo laag mogelijke stroomsterkte, met de bedoeling te verifiëren of de kromme schijnbare halfwaardebreedte-stroomsterkte, na extrapolatie naar stroomsterkte „nul”, door het bij gegeven reflectiecoëfficiënt en kamertemperatuur theoretisch vast te leggen punt zou gaan, immers voor stroomsterkte „nul” valt de

invloed van de absorptie weg en wordt de schijnbare halfwaardebreedte theoretisch bepaald door het apparaat en de DOPPLER-breedte. De respectievelijke opgegeven waarden van de schijnbare halfwaardebreedte zijn ieder voor zich een gemiddelde van de halfwaardebreedten van minstens drie ringen.

De beoordeeling van het bereikte resultaat moge plaats vinden aan de hand van onderstaande figuur, waarin als abscis is gekozen de stroomsterkte (I) en als ordinaat de schijnbare halfwaardebreedte (s).

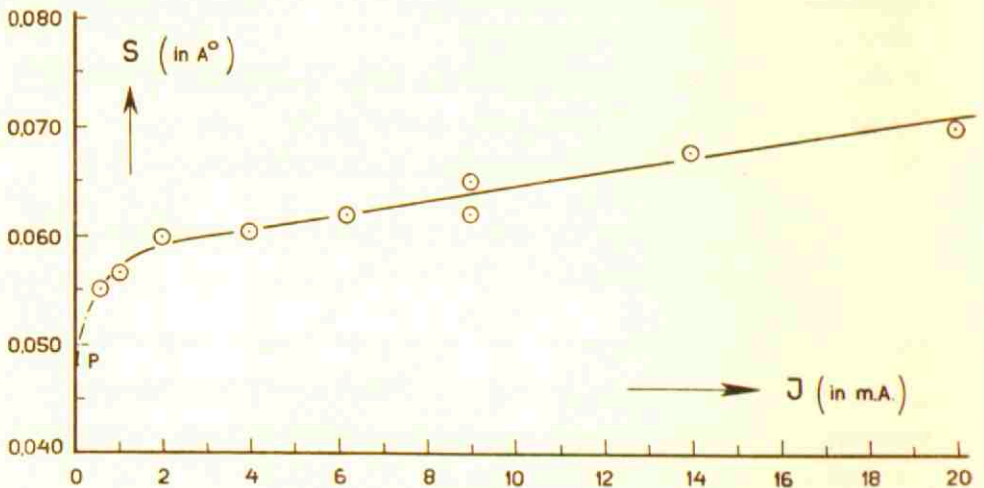


Fig. 5.

Het punt P in deze figuur, overeenkomende met de schijnbare halfwaardebreedte s voor de stroomsterkte „nul”, is berekend met behulp van de betrekking tusschen de schijnbare, apparaat- en DOPPLER-halfwaardebreedte:

$$s = 0,64 a + 0,98 b^1)$$

De waarden van de apparaat-halfwaardebreedte a en de DOPPLER-halfwaardebreedte b volgen uit het bekend zijn van den reflectiecoëfficiënt ($\tau = 0,9$), den afstand van de interferometerplaten ($d = 1$ c.m.) en de kamertemperatuur ($T = 289^\circ$ K.)²⁾.

De optredende spreidingen moeten worden toegeschreven aan tijdens de belichting plaats vindende temperatuurschommeling. Voor de opnamen bij de lage stroomsterkten, met dergelijke lange belich-

¹⁾ Vgl. Hoofdstuk I, § 3.

²⁾ l.c.

tingstijden als 8, 16 en 24 uur, zijn hiervoor dan ook de uiterste voorzorgen getroffen.

Uit deze voorloopige meting willen we tenslotte als voornaamste feit concludeeren, dat de belichtingstijden aanzienlijk gedrukt dienen te worden, voornamelijk om hiermede de kans op een verlopen van den interferometer tijdens de belichtingen veel geringer te maken. Een oplossing in deze richting vinden we in de metingen van FABRY en BUISSON¹⁾ over de intensiteit van het bij den interferometer van FABRY en PEROT optredende interferentiesysteem in afhankelijkheid van de waarde van den reflectiecoëfficiënt der interferometerplaten.

TABEL II.

Reflectiecoëfficiënt τ	I_{max}
0.33	0.45
0.53	0.43
0.75	0.41
0.80	0.25
0.85	0.18
0.88	0.07

Bovenstaande tabel geeft ons het resultaat van deze metingen. In de tweede kolom is met I_{max} aangeduid de topintensiteit van een ring, terwijl de getallen onder dit hoofd aangeven welk gedeelte deze topintensiteit bedraagt van de primair op de interferometerplaten vallende intensiteit. Het terugbrengen van den bestaanden reflectiecoëfficiënt 0,9 op één van de orde 0,80 geeft een 3 à 4-voudig grootere intensiteit van het ringensysteem, hetgeen de belichtingstijden aanzienlijk zal bekorten.

Het vermelden in dit proefschrift van de voorloopige meting van de schijnbare intensiteitsverdeeling in de lijn heeft hoofdzakelijk tot doel de bij het terugkeeren tot de ware intensiteitsverdeeling opgetreden moeilijkheid in het licht te stellen en daarmede dus een inleiding te vormen tot het verdere verloop van het onderzoek.

¹⁾ FABRY et BUISSON, Journal de Physique, 5de serie, IX, 1919.

We bepalen ons tot de belangrijkste punten, om bij de definitieve metingen een uitvoeriger behandeling te geven.

Voor het van punt tot punt vastleggen der intensiteit in de lijn is het bezit van een zwartingskromme onmisbaar. Daarvoor werd door middel van een, uit vier trappen (kwadranten) bestaanden, fotografischen verzwakker, op de manier zooals dit beschreven is voor den 50—100 verzwakker, het ringensysteem in vier velden verdeeld van verschillende intensiteit. De intensiteiten van deze vier kwadranten p , q , p' en q' (zie fig. 4) verhielden zich als 100 : 74,5 : 52,5 : 34,6. Andere punten van de zwartingskrommen werden als volgt gevonden :

Vergrooting van de met de richtingen (pp') en (qq') corresponderende fotogrammen en in deze vergrooting bijvoorbeeld de breedte van p op tophoogte van p' in de fotometerkromme van p' terugzoeken. Bij de met deze laatste gevonden breedte overeenkomende zwarting is door een eenvoudige omrekening de bijbehorende intensiteit (55,5 %) te vinden.

Met de op deze wijze verkregen zwartingskromme, welke het voordeel heeft streng te gelden voor de golflengte van de te meten lijn, is het nu mogelijk een fotometerkromme van een ringensysteem, opgenomen zonder verzwakker, om te zetten op intensiteit, hetgeen is geschied voor stroomsterkten van 19 m.A. en 2 m.A. Uit deze beide schijnbare intensiteitsverdelingen, welke hun ontstaan te danken hebben aan een samenwerken van den invloed van het apparaat, het DOPPLER-effect en de absorptie, zijn de ware intensiteitsverdelingen terug te vinden, dwz. de verdeling, die bepaald wordt door de temperatuur van de lichtende laag en de absorptie. Op welke wijze echter uit de schijnbare intensiteitsverdeling deze ware intensiteitsverdeling te voorschijn werd geroepen, willen we hier in het midden laten en verwijzen naar de bespreking van de definitieve metingen.

Om tot een vergelijking te komen met de door de theorie opgestelde ware intensiteitsverdeling (zie Hoofdst. I, § 4) moet voor de gevonden ware verdeling een aanpassing gezocht worden in twee richtingen, nl. in die van de temperatuur en van de absorptie, echter in verband met het gestelde doel van dit onderzoek moet het zwaartepunt gelegd worden in het aanpassen naar de absorptie.

Voor de gebruikte lichtbron is hoogstens een schatting van de

temperatuur mogelijk geweest. Het hiermede bereikte resultaat is echter onbevredigend te noemen en geeft wat betreft de absorptie geen gedefinieerde oplossing, hoogstens een insluiten tusschen twee grenzen. De conclusie, welke dan ook uit deze voorloopige meting dient te worden getrokken, is samen te vatten in: Voor definitieve metingen een gedefinieerde temperatuurverdeeling van de lichtende laag.

§ 2. *De bij de definitieve metingen gebruikte buis.*

Uit de theoretische beschouwingen, zooals deze bij den aanvang ontwikkeld zijn, blijkt, dat zoowel de temperatuur in het binnenste van de capillair als de grootte van de capillair-doorsnede, een belangrijke rol vervullen. Immers de grootte c in de formule voor de ware intensiteitsverdeeling is omgekeerd evenredig met de temperatuur van de lichtende laag, terwijl de doorsnede d van de capillair onverwijld samenhangt met de te meten grootte a en met de absorptie A in het centrum van de lijn door de eenvoudige betrekking $a = Ad$.

De laatste opmerking is de aanleiding geweest een buis te construeeren met een rechthoekige capillair-doorsnede. Bij een zelfde stroomsterkte zou het mogelijk zijn de grootte A op twee manieren vast te leggen, door achtereenvolgens twee opnamen te nemen en voor de tweede opname slechts de buis over een hoek van 90° te draaien.

Na vele pogingen lukte het van smalle reepjes dun objectglas een rechthoekige capillair te smelten, echter na voltooiing tot heliumbuis door de vaardige hand van den glasblazer, den heer V. D. LEY, bleek de rechthoekige capillair niet te voldoen, in dien zin, dat de ontlading op volmaakt ongedefinieerde wijze door de capillair ging en deze niet homogeen vulde. Andere afmetingen van den rechthoek mochten eveneens niet baten, zoodat de inhomogeniteit zeer waarschijnlijk toe te schrijven was aan kleine oneffenheden aan de binnenzijde van den glaswand en niet te vermijden hobbeltjes op de plaats waar de rechthoekige capillair overging in een ronder gedeelte.

Het mislukken van het boven omschreven idee had tot gevolg een gedwongen terugkeer tot een buis met een ronde capillair-doorsnede.

In verband met den gestelden eisch, dat de temperatuur van de

lichtende laag bekend moest zijn, kwam tenslotte een buis van het volgende type tot stand :

De gewone vorm van een GEISSLERSche buis werd aangehouden, alleen met dit verschil, dat de dikte van den capillairwand klein was

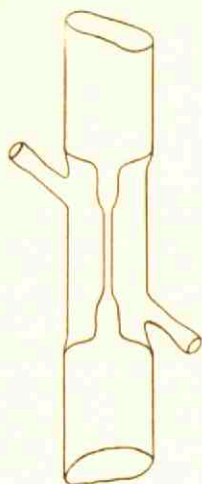


Fig. 6.

en de capillair omgeven werd door een koelmantel, zoodanig dat tijdens het bedrijf de capillair door doorstroomend water gekoeld kon worden. In de nevenstaande figuur is een gedeelte der buis op schaal geteekend ; de capillair had een lengte van 1,8 c.m., terwijl de inwendige diameter 1,8 m.m. bedroeg en de dikte van den capillair-wand 0,13 m.m. De twee verwijdingen, waarmede de capillair in den buiswand overgingen, hadden ieder een lengte van 1 c.m. en een diameter van 0,5 c.m.

Deze buis was gevuld met *He* van 12 m.m. druk ; er werd zorg voor gedragen de buis niet eerder af te smelten, dan nadat het spectrum der ontlading volkomen vrij was van vreemde lijnen. Opgemerkt

dient nog te worden, dat ook getracht is met behulp van twee identieke buizen van dit type een opstelling te maken, zoodanig dat de capillair van de eerste buis afgebeeld werd in die van de tweede. Twee achtereenvolgende opnamen bij dezelfde stroomsterkte, de één met één buis, de andere met twee buizen, zou het idee van de capillair met rechthoekige doorsnede weer nabijkomen. Echter deze poging strandde op de afbeelding ; het was niet mogelijk door de verschillende brekende oppervlakken een gedefinieerde afbeelding te krijgen op de spleet van den kollimator.

§ 3. De temperatuurbepaling van de lichtende laag.

De temperatuurbepaling berust eenerzijds op de berekening van de warmtegeleiding in het helium, anderzijds op de thermoelectrische meting van de in de capillair ontwikkelde warmte.

Wat betreft de berekening willen we ter vereenvoudiging van het probleem twee onderstellingen maken :

- 1^o. De warmtestrooming in de capillair vindt radiaal vanuit het centrum naar den wand toe plaats.
- 2^o. Per c.m.³ van de capillair wordt evenveel energie ontwikkeld. De laatste onderstelling komt neer op de constante stroomdicht-

heid over de geheele lengte van de capillair. Beide onderstellingen vinden hun motiveering in het feit, dat de lengte van de capillair (18 m.m.) groot is in verhouding tot den diameter (1,8 m.m.).

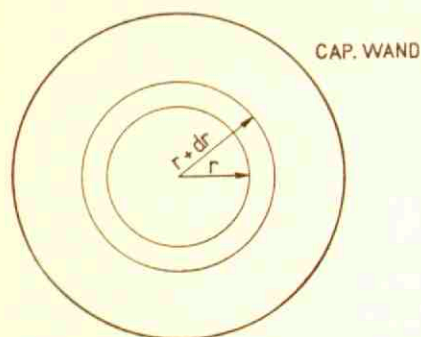


Fig. 7.

Beschouwen we nu een ring (fig. 7) van 1 c.m. hoogte en begrensd door de vlakken met stralen r en $r + dr$, dan volgt in verband met de eerste onderstelling:

Door het oppervlak met straal r stroomt binnen den ring ($r, r + dr$):

$$2\pi\lambda\left(-r\frac{dT}{dr}\right)_r.$$

Door het oppervlak met straal $r + dr$ stroomt uit den ring ($r, r + dr$):

$$2\pi\lambda\left(-r\frac{dT}{dr}\right)_{r+dr}.$$

Er gaat dus door de warmtegeleiding voor den ring aan warmte verloren:

$$\begin{aligned} & 2\pi\lambda\left(-r\frac{dT}{dr}\right)_{r+dr} - 2\pi\lambda\left(-r\frac{dT}{dr}\right)_r = \\ & -2\pi\lambda r\frac{dT}{dr} - 2\pi\lambda\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right)dr + 2\pi\lambda r\frac{dT}{dr} = \\ & -2\pi\lambda\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right)dr \text{ cal.} \end{aligned}$$

Voeren we vervolgens de volgende notatie in:

$T(r)$ de temperatuur van het helium op afstand r uit het centrum der capillair,

λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van helium,

W de warmteontwikkeling (in cal.) per c.m.³ van de capillair.

Beschouwen we nu een ring (fig. 7) van 1 c.m. hoogte en begrensd door de vlakken met stralen r en $r + dr$, dan volgt in verband met de eerste onderstelling:

De tweede onderstelling geeft ons de binnen den ring, met hoogte 1 c.m., ontwikkelde hoeveelheid warmte:

$$2\pi r W dr \text{ cal.}$$

In den stationairen toestand is de warmte-inhoud van den beschouwen ring een constante grootheid, hetgeen dus leidt tot de betrekking:

$$2\pi r W dr = -2\pi\lambda \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) dr$$

of

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = -\frac{W}{\lambda} r.$$

Integratie geeft:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{B}{r} - \frac{W}{2\lambda} r \dots \dots \dots (13)$$

De waarde van de konstante B volgt uit de conditie, dat voor $r=0$ het differentiaalquotient van T naar r niet oneindig kan zijn. De konstante B is dus gelijk nul.

Integratie van (13) geeft:

$$T(r) = A - \frac{W}{4\lambda} r^2.$$

Voor r gelijk aan den straal R van de capillair is $T(r)$ gelijk aan de temperatuur T_k van het koelwater te stellen, aangezien de dikte van den wand der capillair zeer klein is (0,13 m.m.). De waarde van de konstante A wordt dus gegeven door:

$$T_k = A - \frac{W}{4\lambda} R^2.$$

Tenslotte vinden we dus voor de betrekking tusschen de temperatuur T en den afstand r , gerekend van uit het centrum der capillair:

$$T(r) = T_k + \frac{W}{4\lambda} R^2 - \frac{W}{4\lambda} r^2.$$

De temperatuur in het centrum van de capillair wordt gegeven door:

$$T_c = T_k + \frac{W}{4\lambda} R^2.$$

In deze formule zijn bekend :

- 1^o. De straal R van de capillair (0,09 c.m.),
- 2^o. De temperatuur T_k van het koelwater (ongeveer 15° C.),
- 3^o. De warmtegeleidingscoëfficiënt λ van He (0,000338), een gemiddelde van de door verschillende onderzoekers gevonden waarden.

Voor de grootheid W , de per c.m.³ van de capillair ontwikkelde hoeveelheid warmte, behoeft men slechts de totale hoeveelheid ontwikkelde warmte te kennen. Thermoelectrisch werd nu voor verschillende stroomsterkten deze totale hoeveelheid warmte bepaald. Teneinde zeker te zijn, dat de door de capillair afgestane warmte hoofdzakelijk door het door den koelmantel stroomende water werd opgenomen, werd dit gedeelte van de buis in watten ingepakt en na plaatsing van de contactplaats van het thermoelement in het langzaam uitstroomende water, werd het geheel omgeven door een kartonnen scherm om de eventueel door luchtstromingen veroorzaakte storingen op te heffen.

Onderstaande tabel geeft een overzicht van een dergelijke meting.

TABEL III.

Ijking thermoelement		Bep. totale hoeveelheid ontwikkelde warmte		
Temperatuur in °C.	Uitsl. Galv. in c.m.	Stroomsterkte in m.A.	Uitsl. Galv. in m.m.	Doorstr. Koelwater
30.3	14.3	1.1	4.6	30 c.m. ³ in 6 min.
29.2	13.7	2.1	8.7	37.6 c.m. ³ in 6 min.
		3.1	12	35 c.m. ³ in 6 min.
29	13.6	4.7	16.9	38 c.m. ³ in 7 min.
28.1	13.1	5.9	21	32.8 c.m. ³ in 6 min.
		6.9	23.2	31 c.m. ³ in 6 min.
27.8	13	8.6	29	30 c.m. ³ in 6 min.
27.1	12.6	10.9	37	43 c.m. ³ in 9 min.
		12.1	42.7	37.4 c.m. ³ in 8 min.

Uit de eerste en tweede kolom volgt onmiddellijk de uitslag per graad temperatuurverhooging.

Deze ijking geschiedde met behulp van een roodkoperen bus. Het thermoelement werd in aanraking gebracht met een roodkoperen staafje, dat juist even door den bodem van de bus uitstak en verder zich geheel in het water bevond. Het geheel werd weer zoodanig door karton afgeschermd, dat zoowel straling van de koperen bus als luchtstromingen uitgeschakeld waren.

De per c.m.³ ontwikkelde hoeveelheid warmte W laat zich nu na de ijking uit de gedane metingen (kolom 3, 4 en 5) op eenvoudige wijze voor elke stroomsterkte berekenen.

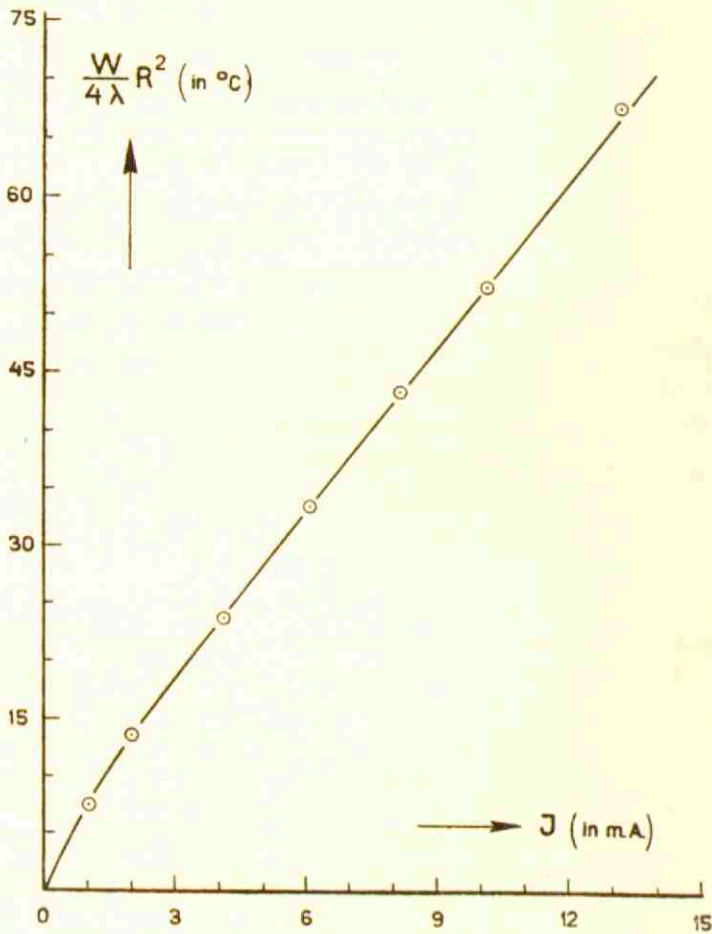


Fig. 8.

Per definitie geldt :

$$W = \frac{\text{Aant. cal. door de totale cap. ontwikkeld}}{\text{vol. van de cap.}}$$

$$= \frac{\text{Uitsl. galv. in m.m.} \times \text{aant. } ^\circ\text{C/m.m.} \times \text{doorstr. snelh. in cm}^2/\text{sec.}}{\text{vol. van de cap.}}$$

Voor de stroomsterkte van 5,9 m.A. wordt deze berekening :

$$\frac{21 \times 0.18 \times \frac{32,8}{360}}{0,056} = 0.35 \text{ cal.}$$

Het eindresultaat van de temperatuurmetingen is verwerkt in fig. 8, waarin als abscis is gekozen de stroomsterkte en als ordinaat de term $\frac{W}{4\lambda} R^2$, aangevende het verschil tusschen de temperatuur in het centrum van de capillair en die van het koelwater¹⁾.

§ 4. *Het reflectievermogen van de interferometerplaten.*

A. DE WERKELIJKE REFLECTIECOËFFICIËNT EN ZIJN BEPALING.

Valt er licht op één der interferometerplaten, dan zal door de aanwezigheid van de gedeeltelijk doorlaatbare verzilvering op deze plaat slechts een gedeelte van het opvallende licht door deze plaat heendringen en op de tweede plaat vallen, terwijl een ander gedeelte zal worden gereflecteerd. Dit herhaalt zich voor het licht, dat de tweede plaat bereikt; een gedeelte zal door de zilverlaag heengaan

¹⁾ De in het Fysisch Laboratorium te Utrecht door HARINGHUIZEN uitgevoerde en nog niet gepubliceerde metingen over de temperatuurverdeling in een capillair gaven voor stroomsterkten van 125 en 200 m.A. een aanzienlijk grooter temperatuurverschil tusschen het centrum en den capillairwand. In hoeverre de ingevoerde onderstelling van een constante energieontwikkeling W per cm^3 invloed heeft op de temperatuurverdeling, is nagegaan door berekeningen uit te voeren in den zin van hoofdstuk IV, § 3, waarbij een grooter temperatuurverschil (300°C) en een lineaire afhankelijkheid van W met den straal r werden ondersteld. Voor geen enkele waarde van α werd een aanpassing gevonden, zooals bij de hierboven gevonden temperatuurverdeling, waardoor voor dergelijke stroomsterkten als in ons geval de ingevoerde onderstelling van een constante energieontwikkeling per cm^3 gerechtvaardigd is.

en uit de tweede plaat treden, terwijl een fractie τ van het opvallende licht zal worden gereflecteerd en weer op de eerste plaat zal vallen. Deze grootheid τ willen we definiëren als den *werkelijken* reflectiecoëfficiënt van de verzilvering der interferometerplaten.

Bij een vergelijken van de intensiteit van het licht, dat direct door beide platen heentreedt, met de intensiteit van het licht, dat één keer op de tweede plaat en daarna op de eerste plaat gereflecteerd wordt om vervolgens door de tweede plaat naar buiten te treden, is zonder meer duidelijk, dat de verhouding van deze intensiteiten alleen bepaald wordt door den factor τ^2 . We behoeven ons niet te beperken tot de twee genoemde lichthoeveelheden; de intensiteit van elke daaropvolgende uit de tweede plaat tredende hoeveelheid licht zal in de verhouding $1 : \tau^2$ verzwakt zijn in vergelijking met de voorafgaande. In het geval het mogelijk blijkt te zijn deze hoeveelheden licht gescheiden van elkaar te houden, hebben we in de fotografische intensiteitsmeting een methode ter bepaling van de waarde van τ^2 .

De oplossing van dit probleem ligt in het wigvormig plaatsen van de interferometerplaten door middel van een reepje bladtin op één der invarpootjes en in een afschermen van de hoogte der kollimator-spleet. Het wigvormig plaatsen van de interferometerplaten doet het vroeger ter sprake gebrachte stelsel evenwijdige lichtbundels overgaan in een stelsel divergente bundels, dat in het geval van een voldoende kleine spleethoogte aanleiding kan zijn tot de beeldvorming van een rij gescheiden spleetbeelden onder elkaar. De beschreven optische opstelling maakt het verder al heel gemakkelijk. De opstelling zonder den interferometer tusschen den kollimator en het prisma geeft op de fotografische plaat een heliumspectrum te zien. Een afscherming van de hoogte van de kollimatorspleet en een in de opstelling opnemen van den interferometer met wigvormigen stand van de platen brengt op de plaats van iedere lijn uit het heliumspectrum een rij onder elkaar staande spleetbeelden te voorschijn, waarvan, zooals reeds is opgemerkt, de verhouding van de intensiteiten alleen bepaald wordt door den factor τ^2 . Ter bepaling van de waarde van den werkelijken reflectiecoëfficiënt τ van de verzilvering van de interferometerplaten is tenslotte het opnemen van zwartingsmerken voor de betreffende golflengten de eenigste noodzakelijke eisch.

Van de bij de definitieve metingen gebruikte verzilvering der

interferometerplaten is op bovenstaande manier voor de golflengten $\lambda = 6678 \text{ \AA}$, 5016 \AA en 4388 \AA de waarde van τ bepaald. Overeenkomstig de volgorde van de genoemde golflengten wordt het resultaat van deze metingen gegeven door $\tau = 0,81$, $0,79$ en $0,75$.

Hierbij dient nog te worden opgemerkt, dat voor elke golflengte de rij van onder elkaar staande spleetbeelden minstens vier beelden bevatte, waaruit dus minimum drie intensiteitsverhoudingen (waarden van τ^2) waren te bepalen. De opgegeven waarden van den werkelijken reflectiecoëfficiënt τ zijn hieruit als gemiddelden te voorschijn gekomen.

B. DE EFFECTIEVE REFLECTIECOEFFICIËNT.

De metingen van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT¹⁾ over de ware en schijnbare breedte van spectraallijnen hebben geleid tot de invoering van een *effectieven* reflectiecoëfficiënt naast den in de vorige paragraaf genoemden werkelijken reflectiecoëfficiënt. In het kort zullen hier de feiten en opgestelde formules worden vermeld, die de schrijvers brachten tot de invoering van deze grootheid, om hiermede de uitdrukking „effectief” nader toe te lichten.

De onderzoekingen betroffen o.a. een toetsing van opgestelde betrekkingen tusschen de schijnbare halfwaardebreedte s , de ware halfwaardebreedte b en de apparaat-halfwaardebreedte a . Achtereenvolgens werd voor drie verschillende afstanden ($0,5 \text{ c.m.}$, 1 c.m. en $1,5 \text{ c.m.}$) van de interferometerplaten de schijnbare halfwaardebreedte van de Cd -lijn $\lambda = 6439 \text{ \AA}$ bepaald, waardoor drie betrekkingen waren op te stellen voor twee onbekende grootheden, n.l. de apparaat-halfwaardebreedte a en de ware halfwaardebreedte b . Aan deze drie vergelijkingen werd voldaan door één stel waarden van a en b .

Overeenkomstig de condities, waaronder de metingen waren genomen, was de gevonden ware halfwaardebreedte hoofdzakelijk toe te schrijven aan het DOPPLER-effect, daarentegen de gevonden apparaat-halfwaardebreedte a , die in overeenstemming had moeten zijn met de uit

$$a = \frac{(1 - \tau) \lambda^2}{2\pi d \sqrt{\tau}} \quad ^2)$$

¹⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 44, 58, 1927.

²⁾ Vgl. Hoofdstuk I, § 3.

berekende, bleek veel te groot te zijn indien in deze formule de experimenteel bepaalde waarde van den werkelijken reflectiecoëfficiënt τ werd gesubstitueerd. Om tot overeenstemming te komen, was het noodig een kleinere waarde van τ in bovenstaande formule te substitueeren.

Dit verschil moest worden toegeschreven aan kleine oneffenheden in de interferometerplaten en vormde de aanleiding om naast een werkelijken reflectiecoëfficiënt te spreken van een effectieven reflectiecoëfficiënt, een grootheid, die het werkzame aandeel van de verzilvering in de verteekening van de ware intensiteitsverdeling door het apparaat tot uiting wil brengen.

Een volledige beschrijving van de afleiding der opgestelde formules zou te ver voeren. Onder verwijzing naar het genoemde artikel vermelden we, dat deze kleine oneffenheden in de interferometerplaten werden teruggevoerd op kleine phasesprongen, zoodat de intensiteitsverdeling voor exact monochromatisch licht niet door:

$$J(\gamma) = \frac{(1 - \tau)^2}{(1 - \tau)^2 + \tau \gamma^2} \quad ^1)$$

maar door

$$J'(\gamma) = \frac{1}{O} \int \frac{(1 - \tau)^2}{(1 - \tau)^2 + \tau (\gamma + \delta \gamma)^2} dO$$

wordt bepaald, waarin $\delta \gamma$ de phaseafwijking door de oneffenheid in de interferometerplaat ter plaatse van het oppervlakte-element dO voorstelt.

Voor de halfwaardebreedte a_f , uitgedrukt in \AA -eenheden, van de door niet volmaakte interferometerplaten bepaalde apparaatverdeling is uit de laatste formule de volgende betrekking af te leiden :

$$a_f^2 = a^2 + \frac{12 \Delta^2 \lambda^2}{d^2},$$

waarin

- a de apparaat-halfwaardebreedte voor een interferometer met ideale platen,
- Δ^2 het gemiddelde kwadraat van de afwijking in den afstand d der platen als gevolg van de aanwezigheid van de kleine oneffenheden,
- λ de golflengte.

¹⁾ Vgl. Hoofdstuk I, § 3.

Substitutie van de gevonden apparaat-halfwaardebreedte voor a_f en van de uit den gemeten werkelijken reflectiecoëfficiënt berekende apparaat-halfwaardebreedte a leverde bovenstaande betrekking voor Δ de waarde 5×10^{-7} c.m. op.

Keeren we hiermede tot ons geval terug, dan is de gemeten werkelijke reflectiecoëfficiënt τ , die de waarde van a vastlegt, terwijl a en Δ tezamen volgens de weergegeven formule een waarde van a_f bepalen. Uit deze waarde van a_f is nu met behulp van

$$a_f = \frac{1 - \tau_{EFF}}{2\pi d \sqrt{\tau_{EFF}}}$$

een waarde van τ te vinden, die voor de verdere verwerking van metingen in aanmerking komt. Hierbij wordt stilzwijgend ondersteld, dat Δ bekend is voor den gebruikten interferometer.

De metingen van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT zijn met denzelfden interferometer uitgevoerd. Niettegenstaande de platen opnieuw zijn verzilverd, zijn we gerechtigd voor Δ dezelfde waarde in onze berekeningen op te nemen. De motiveering van deze onderstelling vinden we in het feit, dat voor stroomsterkte „nul” de door extrapolatie gevonden schijnbare halfwaardebreedte en de door kamertemperatuur, werkelijke reflectiecoëfficiënt τ en $\Delta = 5 \times 10^{-7}$ c.m. bepaalde schijnbare halfwaardebreedte voor verschillende gemeten lijnen bleken overeen te stemmen.

Besluiten we deze paragraaf met de opmerking van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, dat in denzelfden zin als de bovengenoemde fout de interferometerplaten in een tweede opzicht niet ideaal zijn. Eenerzijds de veranderlijke breedte bij een variabele gebruikte oppervlakte van de interferometerplaten en aan den anderen kant een kleine kromming van de interferentiestrepen van gelijke dikte in een dunne wigvormige luchtlaag tusschen de platen wezen op een regelmatige kromming van de interferometerplaten.

Werd één der interferometerplaten ideaal vlak ondersteld, dan volgde uit de kromming van de interferentiestrepen, dat de tweede plaat een kromtestraal R van ongeveer 18 k.m. is toe te kennen, terwijl de ingevoerde grootheid Δ in betrekking op deze fout in de platen gegeven wordt door:

$$\Delta = \frac{e^2}{4R\sqrt{3}},$$

waarin ϱ den straal van de gebruikte opening van den interferometer voorstelt.

De invloed van de regelmatige kromming op de apparaat-halfwaardebreedte valt te beoordeelen uit :

$$a_f^2 = a^2 + \frac{12 \Delta^2 \lambda^2}{d^2} ,$$

door hierin de zoo juist genoemde betrekking voor Δ te substitueeren. Voor een opening met een straal $\varrho = 0,5$ c.m., een afstand $d = 1$ c.m. van de interferometerplaten en de golflengte van de roode Cd-lijn ($\lambda = 6439 \text{ \AA}$) gaat :

$$a_f^2 = a^2 + \frac{\varrho^4 \lambda^2}{4 R^2 d^2}$$

over in :

$$a_f^2 = a^2 + 0.00045^2.$$

Afgezien van de eerstgenoemde fouten in de interferometerplaten, is de apparaat-halfwaardebreedte a , die haar ontstaan te danken heeft aan een interferometer met gekromde platen, bij een gebruikte oppervlakte met een straal $\varrho = 0,5$ c.m. nagenoeg gelijk aan de halfwaardebreedte a van de apparaatverdeling met een idealen interferometer.

HOOFDSTUK IV.

De definitieve metingen aan de singuletlijnen van Helium

$$2P-3D \lambda = 6678 \text{ \AA} \text{ en } 2S-3P \lambda = 5016 \text{ \AA}.$$

§ 1. Beschrijving van het verloop der metingen.

De beschreven optische opstelling liet toe de ringensystemen van beide lijnen tegelijk op te nemen, echter factoren als plaatgevoeligheid en intensiteit van de lijnen maakten het wenschelijk om in verband met het verkrijgen van goede zwartingen de metingen aan beide lijnen gescheiden te houden. Hierbij kwam nog, dat niettegenstaande er een kollimator met spleet werd gebruikt het ringensysteem van de sterke gele heliumlijn zich op de fotografische plaat verder voortzette dan de grenzen door genoemde spleet bepaald en daarbij de interferentieringen van de 6678-lijn volkomen overdekte.

Dit doorlopen van de ringen is een gevolg van een diffuse verstrooiing in de zilverlaagjes der interferometerplaten en kon voor het geval van de 6678-lijn op eenvoudige wijze worden verholpen door een glasfilter, alleen voor rood doorlaatbaar, voor de heliumbuis te plaatsen. Voor de lijn $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ was een dergelijke storingsbron niet aanwezig en werd door middel van een smalle kollimatorspleet en een diafragma in den plaathouder der camera ervoor zorg gedragen alleen dit ringensysteem op de plaat te krijgen.

Als resultaat van het vooronderzoek aan de combinatie: „De te gebruiken plaatsoort, zwartingsmerken en belichtingstijden”, zijn voor de definitieve metingen de volgende punten te vermelden:

10. Voor de beide lijnen $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ werden respectievelijk gebruikt de „Ilford Special Rapid Panchromatic” en de „Ilford Rapid Chromatic” platen, formaat 6×9 .
20. De zwartingsmerken voor beide golflengten werden genomen met behulp van de met een trapspleet voorziene zwartingsmerkenopstelling¹⁾. Voor de golflengte $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ werden

¹⁾ Een door W. R. VAN WIJK ontworpen opstelling, speciaal voor het nemen van zwartingsmerken.

nog ter controle met den vierdeeligen fotografischen verzwaker zwartingsmerken op de vroeger beschreven wijze¹⁾ op de plaat vastgelegd.

30. De belichtingstijden van de opnamen der interferentieringen van de roode heliumlijn varieerden voor het stroomsterkte-interval 16 m.A.—5 m.A. van 15 min. tot 75 min., terwijl de 5016-lijn voor stroomsterkten tusschen 16 m.A. en 2 m.A. belichtingstijden eischte, varierende tusschen 5 min. en 60 min.

De eerste definitieve opname bevatte zwartingsmerken en de ringensystemen van de lijn bij drie stroomsterkten, die onderling ongeveer 4 m.A. verschilden. Alvorens nu na het fotometreeren over te gaan tot een volledig uitwerken van de genomen opname werd de schijnbare halfwaardebreedte van de lijn voor deze drie stroomsterkten bepaald. Uit dit door enkele punten vastgelegde verloop van de schijnbare halfwaardebreedte met de stroomsterkte kon nu

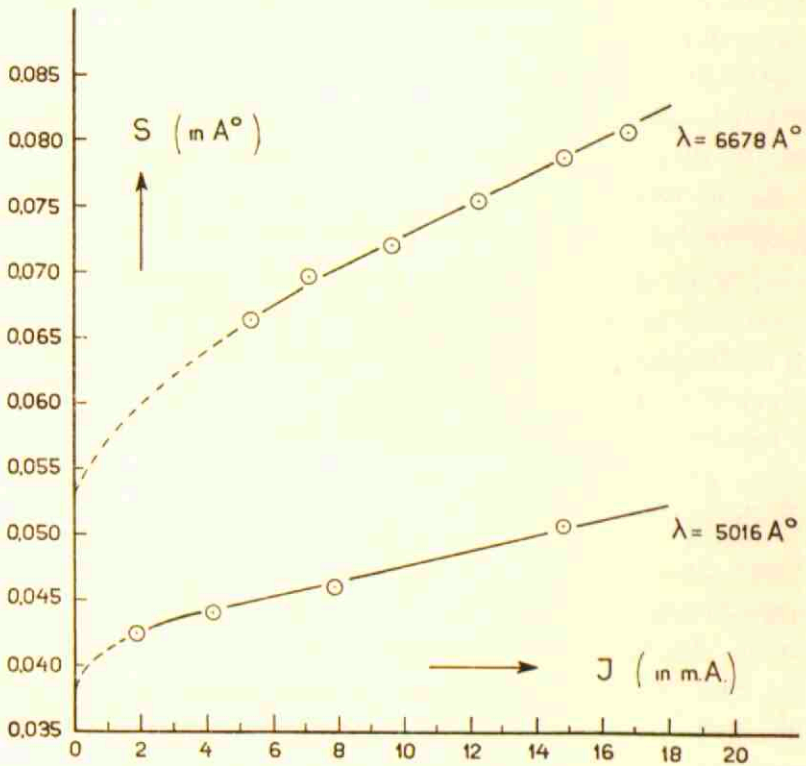


Fig. 9.

¹⁾ Verg. Hoofdst. III, § 1 en Hoofdst. IV, § 2.

een conclusie getrokken worden omtrent de keuze van de verder te nemen stroomsterkten.

Fig. 9, waarin voor beide lijnen de schijnbare halfwaardebreedte s als functie van de stroomsterkte I is uitgezet, zal dit eenigszins kunnen demonstreeren. De opnamen, waarvan een volledig uitwerken heeft plaats gehad, zijn geweest:

Voor $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ bij stroomsterkten van 5.2, 7.1, 9.6, 12.2, 14.8 en 16.7 m.A.

Voor $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ bij stroomsterkten van 1.9, 4.2, 7.8 en 14.8 m.A.

De eerste serie is gekozen op grond van het vrij sterke toenemen van de schijnbare halfwaardebreedte met de stroomsterkte. De tweede serie bestaat als gevolg van het flauwere verloop slechts uit vier stroomsterkten. Tegen dit minder aantal stroomsterkten over een grooter bereik moet echter aangevoerd worden, dat voor elke stroomsterkte van deze serie de opname tweemaal, op verschillende tijdstippen, is uitgevoerd. Beide series worden naar den kant van de kleine stroomsterkten begrensd door het bij de lage stroomsterkten optreden van een ongedefinieerde verbreding. Voor deze lage stroomsterkten is in het bijzonder getracht de schijnbare halfwaardebreedte als functie van de stroomsterkte vast te leggen. Het bereikte resultaat motiveert de uitdrukking „ongedefinieerde verbreding”, daar er geen sprake was van een zeker verloop in de halfwaardebreedte, echter eerder gesproken kon worden van een spreiden om een te verwachten lijn. Deze verbreding, welke begon op te treden bij de stroomsterkten met een belichtingstijd van de orde van 70 à 80 minuten, kon slechts worden toegeschreven aan een verloop van de scherpstelling van den interferometer tijdens de belichting.

Denken we ons de fotografische plaat met de langste zijde horizontaal, dan werd bij de verdeeling van de opname over de plaat het middengedeelte bestemd voor de ringensystemen bij de verschillende stroomsterkten en voor de zwartingsmerken genomen met behulp van den fotografischen verzwakker, terwijl vlak boven en onder dit gedeelte de met de zwartingsmerken-opstelling genomen zwartingsmerken hun plaats vonden.

Alle platen werden op dezelfde wijze ontwikkeld: 1 deel Rodinal op 20 deelen water, ontwikkel-tijd 6,5 min. en temperatuur van het ontwikkel-bad 18° C .

Tenslotte merken we nog op, dat een dag vóór het nemen van een definitieve opname de scherpstelling van den interferometer zoowel visueel als fotografisch werd gecontroleerd en ter instelling van een evenwicht in de kamertemperatuur de optische kelder 's avonds te voren werd gesloten.

§ 2. *Het uitwerken der metingen.*

We stellen ons onder dezen titel ten doel te komen tot de schijnbare intensiteitsverdeling of met andere woorden het verloop van de intensiteit in de lijn als functie van den afstand in Å tot het centrum, zooals deze door de verschillende invloeden wordt bepaald, op het papier vast te leggen.

Als eerste punt van bespreking komt in aanmerking het fotometreeren van de genomen opnamen, waarbij de nadruk dient gelegd te worden op den specialen vorm van het te fotometreeren object, een ringensysteem met een naar het centrum sterk toenemende kromming. Hiervoor was van het uiterste belang precies door te fotometreeren in radiale richting en de hoogte en breedte van de spleet van de thermozuil zoo klein mogelijk te houden. De afstand van de blanke plaat tot nullijn bedroeg dan ook hoogstens 2,5 c.m. Een moeilijkheid van denzelfden aard hadden we in het fotometreeren van de zwartingsmerken voor de golflengte $\lambda = 6678 \text{ Å}$, waardoor de geringe dispersie van de spectrograaf in de zwartingsmerkenopstelling en de snel afnemende plaatgevoeligheid naar den kant van de grootere golflengte eveneens de juiste richting van fotometreeren en de hoogte van de spleet van de thermozuil punten van belang waren voor het verkrijgen van een goede zwartingskromme. Op deze zwartingskromme hadden we echter een contrôle, doordat voor deze golflengte nog zwartingsmerken met den vierdeeligen fotografischen verzwakker waren opgenomen¹⁾.

Alle opnamen werden gefotometreerd met den microfotometer van MOLL²⁾; het fotometreeren van de interferentieringen geschiedde met een langzaam-loopende plaat en een overbrengingsfactor van plaat op papier 1 : 20.

Met het gestelde doel van deze paragraaf voor oogen is nu van

¹⁾ Verg. Hoofdst. III, § 1.

²⁾ W. J. H. MOLL, Kon. Acad. v. Wetensch. Amsterdam, 22, 206, 1913 en 22, 566, 1919.

de omzetting van de fotometerkurve op intensiteit- en golflengteschaal een uiteenzetting aan de beurt.

Beschouwen we hiervoor onderstaande figuur, die op schaal is weergegeven en een beeld geeft van de helft van een dergelijke fotometerkurve.

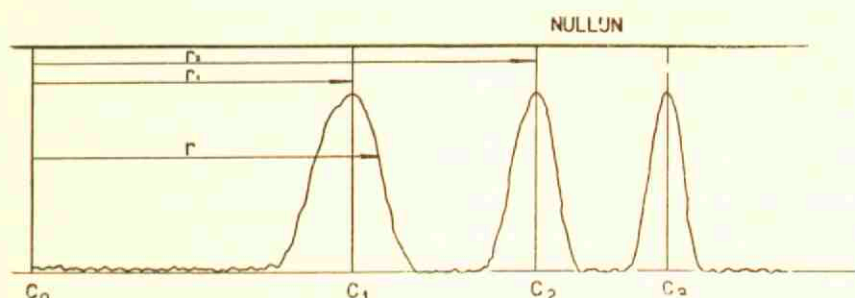


Fig. 10.

Hierin geeft de verticale lijn c_0 de plaats aan van het centrum van het ringensysteem, terwijl c_1 , c_2 en c_3 respectievelijk de intensiteitsmaxima van de 1ste, 2de en 3de orde wil fixeeren.

Naast deze figuur brengen we in herinnering een formule, waarvan in het eerste hoofdstuk de afleiding is gegeven, nl.:

$$\lambda - \lambda_1 = a \frac{r^2 - r_1^2}{r_2^2 - r_1^2},$$

waarin

- a de afstand van de orden in \AA ,
- r_1 de afstand in m.m. van c_1 tot c_0 ,
- r_2 de afstand in m.m. van c_2 tot c_0 ,
- r de afstand in m.m. van een willekeurig punt van den 1sten ring der fotometerkurve tot de lijn c_0 ,
- $\lambda - \lambda_1$ de afstand in \AA van dit uitgekozen punt tot de lijn c_1 .

Vanzelf sprekend is deze formule van algemeene strekking en niet alleen op den rechterkant van de 1ste orde van toepassing, echter voor de aandacht te bepalen is zij niet in de algemeene gedaante neergeschreven.

Voor de overbrenging van het fotogram op intensiteit- en golflengteschaal werden nu evenwijdig aan de nullijn met behulp van een scherpe passerpunt acht tot twaalf lijnen getrokken, de eerste door de toppen der ringen, de overige beneden deze op een onderlingen afstand varierende tusschen 1 m.m. en 2,5 m.m. Op enkele van deze lijnen werd zoo nauwkeurig mogelijk het centrum van de

ringen bepaald, om hiermede de lijn c_0 op het fotogram vast te leggen. Na het bepalen van deze centrale lijn werden twee tabellen aangelegd, de een in betrekking op den linkerkant van het centrum, de ander op den rechterkant. De eerste kolom van elke tabel bevatte de gemeten afstanden r van de lijn c_0 tot het eerste snijpunt van elk der getrokken horizontale lijnen met de fotometerkurve; de tweede kolom de afstanden tot het tweede snijpunt, terwijl in de derde en vierde kolom voor drie van de lijnen de overeenkomstige afstanden in betrekking tot de snijpunten met den 2den orde-ring waren opgenomen.

In tegenstelling met het veel tijd en nauwkeurigheid eischende samenstellen van deze tabellen bepaalt het overige zich tot een met behulp van kwadraten- en vermenigvuldigtabel snel uit te voeren verwerken van de gevonden getallen volgens de boven aangegeven formule:

10. a , de afstand van de orden in \AA , wordt gegeven door de betrekking $a = \frac{\lambda^2}{2d}$, waarin λ de golflengte van de betreffende lijn en d de afstand van de interferometerplaten voorstellen.
20. r_2^2 wordt gevonden door de zes getallen uit de derde en vierde kolom te kwadrateren en hun som door zes te deelen. Dit zelfde geldt voor r_1^2 , maar nu in betrekking op de zes corresponderende getallen uit de eerste en tweede kolom.
30. Uit de kwadraten van de getallen der eerste en tweede kolom en het bekend zijn van de waarde van r_1^2 volgen twee stel waarden $r^2 - r_1^2$.
40. Het eindresultaat van het verwerken van de getallen uit één tabel wordt neergelegd in het bezit van twee kolommen getallen $\lambda - \lambda_1$ door ieder van de onder 30. gevonden waarden te vermenigvuldigen met den konstanten factor $\frac{a}{r_2^2 - r_1^2}$.

Elk van de evenwijdig aan de nullijn getrokken lijnen geeft dus, indien we alleen de eerste orde links en rechts van het centrum in aanmerking nemen, aanleiding tot vier waarden van $(\lambda - \lambda_1)$ uitgedrukt in \AA -eenheden. Deze waarden kunnen, voor het geval we met een symmetrischen lijnvorm te maken hebben, gemiddeld worden. Verder wordt door de zwartingskromme aan elk der lijnen weer een bepaalde intensiteit toegekend, waarmede de overbrenging van fotometerkurve op intensiteit- en golflengteschaal is afgegaan.

Bij het verwerken van de definitieve metingen hebben we ons alleen bepaald tot de omzetting van de eerste orde op golflengte en intensiteit. In de eerste plaats is in deze orde de dispersie het grootst en in de tweede plaats bleek het zich beperken tot de eerste orde niets af te doen op het resultaat, aangezien alle oorspronkelijk, in de fotometerkurve als gevolg van den plaatkorrel, aanwezige onregelmatigheden door het middelen van vier waarden volkomen waren verdwenen.

§ 3. *Het verwerken van den invloed van het apparaat.*

Na het uitvoerig bespreken van de omzetting op golflengte en intensiteit, met als eindresultaat de schijnbare intensiteitsverdeling in de lijn, moet de verdere uiteenzetting van het verwerken der metingen onder bovenstaanden titel noodzakelijk voorafgegaan worden door een betrekkelijk in herhaling tredende beschouwing:

Ieder spectraalapparaat geeft voor exact monochromatisch licht een lijn van eindige breedte met een voor het apparaat karakteristieke intensiteitsverdeling (apparaatverdeling A), die voor den interferometer op een konstanten factor na wordt weergegeven door:

$$A(\varphi) = \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \varphi} \quad ^1)$$

waarin τ den effectieven reflectiecoëfficiënt van de interferometerplaten en φ het phaseverschil tusschen twee op elkaar volgende lichtbundels voorstelt.

Van een spectraallijn, welke door verschillende invloeden niet exact monochromatisch is, echter een intensiteitsverdeling (ware intensiteitsverdeling W) van eindige breedte vertoont, wordt ieder monochromatisch bestanddeel door den interferometer verteekend tot genoemde apparaatverdeling, met als eindresultaat een intensiteitsverdeling (schijnbare intensiteitsverdeling S) gegeven door de integraal:

$$S(\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(t) \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos(\varphi - t)} dt. \quad ^2)$$

¹⁾ Vgl.: Hfdst. I, § 3.

²⁾ Vgl.: Hfdst. I, § 4.

Op grond van deze vergelijking doen zich twee mogelijkheden voor :

- a. Alleen de schijnbare intensiteitsverdeeling is door meting te bepalen en er stelt zich het probleem de ware verdeeling uit deze terug te vinden, hetgeen niet alleen voor den interferometer maar voor alle andere apparaten neerkomt op het oplossen van een integraalvergelijking.
- b. Uit een op theoretische beschouwingen gebaseerde ware intensiteitsverdeeling en een bekende apparaatverdeeling een aanpassing trachten te vinden met de gemeten schijnbare intensiteitsverdeeling.

Het oplossen van een integraalvergelijking, waarvan het type voor een willekeurig spectraalapparaat met een apparaatverdeeling $A(x)$ wordt gegeven door de vergelijking

$$S(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(x) A(y-x) dx,$$

is op verschillende manieren mogelijk. De door L. S. ORNSTEIN en W. R. v. WIJK¹⁾ ontwikkelde methode berust op een ontwikkeling van een niet veel van de DOPPLER-verdeeling afwijkende $W(\varphi)$ in HERMITESCHE polynomen, waarbij de momenten van $W(\varphi)$ te berekenen zijn uit de momenten van $S(\varphi)$.

Een andere voor een willekeurig apparaat van toepassing zijnde methode is gegeven door H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT²⁾, die laatstgenoemde integraalvergelijking terugbrengen tot een integraalvergelijking van FREDHOLM.

Een uitvoeriger uiteenzetting van deze methoden zou in verband met de verder gevolgde afwerking van ons probleem te voeren. Onder verwijzing naar de bovengenoemde publicatie van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT willen we tenslotte nog vermelden, dat voor de bij de oplossing der FREDHOLMSche integraalvergelijking optredende numerieke integratie een optische integrator is samengesteld, waarmede deze zeer snel is uit te voeren.

1) L. S. ORNSTEIN en W. R. VAN WIJK, Z.s. f. Phys. 78, 734, 1932.

2) H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 79, 722, 1932.

De verdere afwerking van de metingen geschiedde in den zin van het op de vorige pagina onder punt *b* genoemde :

Men gaat uit van een bepaalde ware intensiteitsverdeling en maakt voor deze ware verdeling het resultaat *S* op van het ver- teekenen door de bekende apparaatverdeling.

Die bepaalde ware verdeling was in ons geval de in het eerste hoofdstuk op theoretische gronden afgeleide ware intensiteitsver- deeling :

$$W(\Delta) (:) \frac{d}{a} (1 - e^{-\alpha e^{-c \Delta^2}}),$$

waarin *d* de doorsnede van de lichtende laag,

$a = Ad$ een voor de lichtende gaslaag kenmerkende groot- heid, daar *A* de absorptiecoëfficiënt van het gas in het centrum van de lijn voorstelt,

c een factor, die evenredig is met het moleculairgewicht van het gas en omgekeerd evenredig met de tempera- tuur van de lichtende laag en het kwadraat van de golf- lengte,

Δ de afstand tot het centrum van de lijn.

De bekende apparaatverdeling wordt voor den interferometer gegeven door :

$$A(\varphi) = \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \varphi},$$

waarin voor τ de waarde van den effectieven reflectiecoëfficiënt der interferometerplaten moet worden gesubstitueerd.

Indien wij ons nu gaan bepalen tot een meting van een bepaalde lijn bij zekere stroomsterkte, kunnen we *c* en τ in bovenstaande for- mules bekend onderstellen : De stroomsterkte bepaalt de tempera- tuur van de lichtende laag en de golflengte legt de waarde van den effectieven reflectiecoëfficiënt vast.

De keuze van de waarde van *a* zal moeten zorgen, dat het resultaat $S'(\varphi)$ van

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W_{\alpha}(t) \frac{(1 - \tau)^2}{1 + \tau^2 - 2\tau \cos(\varphi - t)} dt$$

zoo goed mogelijk aanpast bij de uit de meting gevonden schijnbare intensiteitsverdeling $S(\varphi)$.

Voor enkele waarden van α werd met behulp van den optischen integrator ¹⁾ het resultaat S' bepaald. Bij wijze van spreken gaf dit een schabloon, waaruit de juiste waarde van α gevonden kon worden, die zooveel mogelijk aansluiting gaf van $S'(\varphi)$ met de gemeten schijnbare intensiteitsverdeling $S(\varphi)$.

Oogenschijnlijk lijkt dit, met het vooruitzicht het voor elke stroomsterkte uit te moeten voeren, een omslachtige manier, echter uitgevoerd voor een lage en hooge stroomsterkte heeft men daardoor een verloop in de waarde van α met de stroomsterkte. Dit verloop sluit voor een andere stroomsterkte de te kiezen waarde van α in zekeren zin tusschen grenzen in. In de tweede plaats is het een kwestie van routine om direct te zien of een gekozen waarde van α met een daarbij behorende ware verdeling W eenige kans heeft te voldoen. De ware verdeling W ondergaat door de verteekening van het apparaat steeds een gedaanteverwisseling in dien zin, dat de kop platter en de voet breder wordt. Uit de ligging van het snijpunt van de schijnbare intensiteitsverdeling $S(\varphi)$ met een voor bepaalde α geteekende ware verdeling W kan men de conclusie trekken of de gekozen waarde van α in de buurt van de juiste waarde is gelegen.

Besluiten we deze paragraaf met een opmerking betreffende de temperatuur van de lichtende gaslaag. Bij het verwerken der metingen is voor elke stroomsterkte als temperatuur aangenomen een waarde dicht bij de temperatuur van het helium in het centrum der capillair, hetgeen strikt genomen niet juist is, daar de temperatuur van den wand af in de richting van het centrum toeneemt. Het niet merkbare verschil in ware verdeling voor temperaturen, die in betrekking tot ons geval ten hoogste 10 à 20° zouden kunnen verschillen en het in de omgeving van het centrum matig en eerst vlak bij den wand sterker afnemen van de temperatuur rechtvaardigen bovengenoemde aanname.

¹⁾ Ik maak van deze gelegenheid gaarne gebruik den Heeren Dr. BURGER en Dr. VAN CITTERT te bedanken voor de aanwijzingen betreffende het gebruik van den integrator en de bereidwilligheid waarmede het apparaat tot mijn beschikking werd gesteld.

§ 4. Resultaten der metingen.

Onderstaande figuren brengen de bereikte resultaten in beeld. Voor elke stroomsterkte van beide series metingen aan de lijnen $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ is weergegeven de gemeten schijnbare intensiteitsverdeling S , de apparaatverdeling A en de ware intensiteitsverdeling W , die na verteekening door het apparaat de beste aansluiting vertoont met de gemeten schijnbare intensiteitsverdeling. De met stippen aangegeven punten geven het verloop aan van de in de vorige paragraaf ter sprake gebrachte intensiteitsverdeling S' en laten dus zien in hoeverre de zoozeer verlangde aanpassing met S is bereikt.

Op grond van de bestaande symmetrie ten opzichte van het centrum van de lijn is van elke intensiteitsverdeling slechts de helft in figuur gebracht.

In de figuren, betrekking hebbende op de lijn $\lambda = 5016 \text{ \AA}$, zijn de apparaatkromme A en de theoretische ware verdeling W gescheiden gehouden van de gemeten schijnbare intensiteitsverdeling S . De ware verdeling verschilt vooral aan den top zoo weinig met de schijnbare verdeling, dat het in één figuur weergegeven aanleiding tot

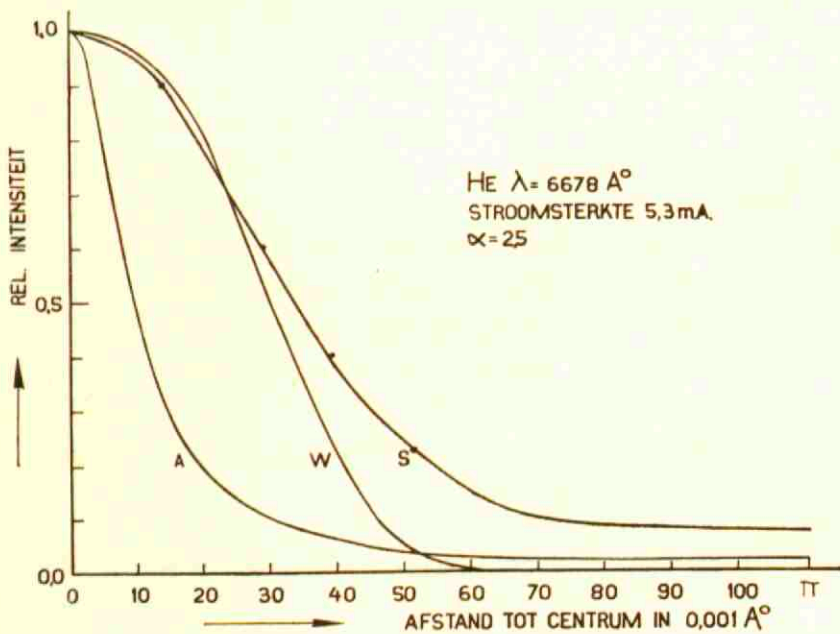


Fig. 11a.

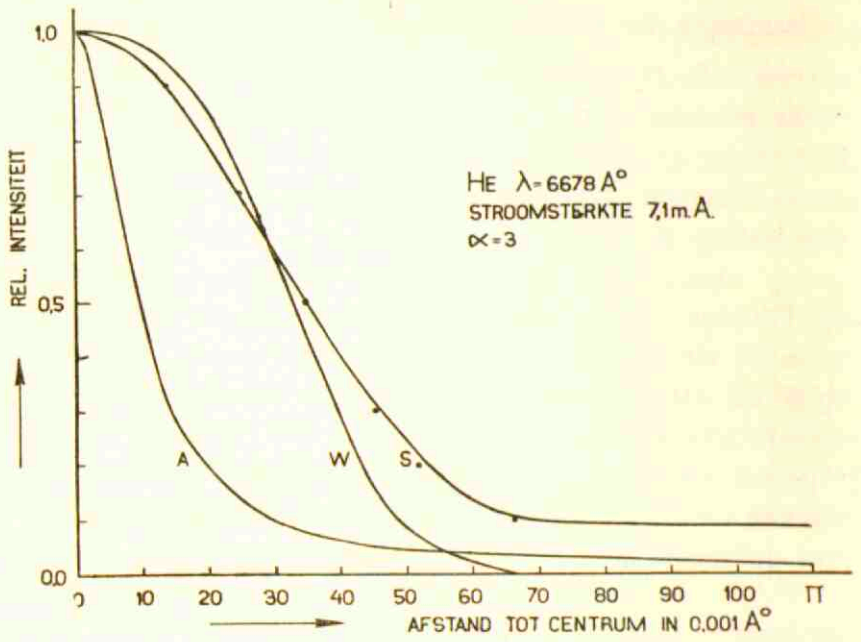


Fig. 11b.

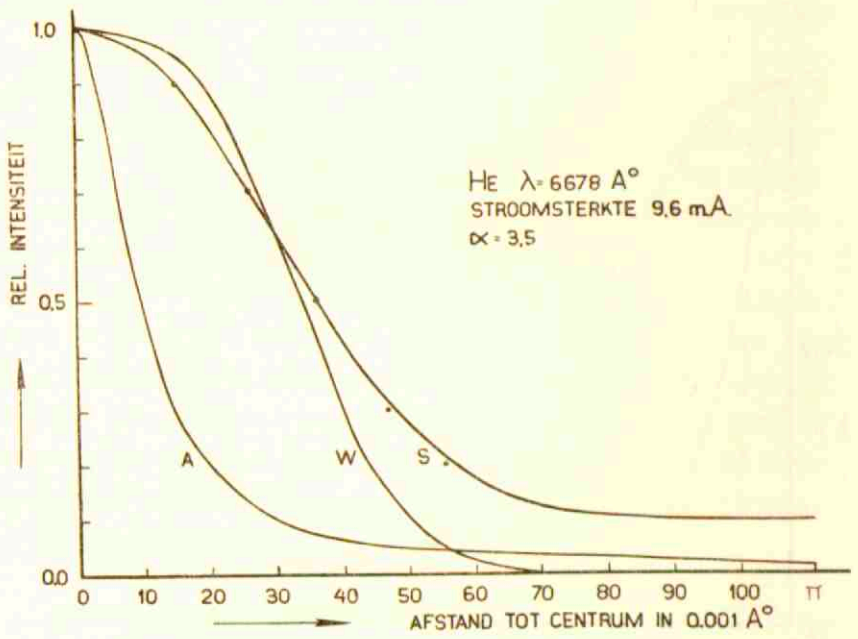


Fig. 11c.

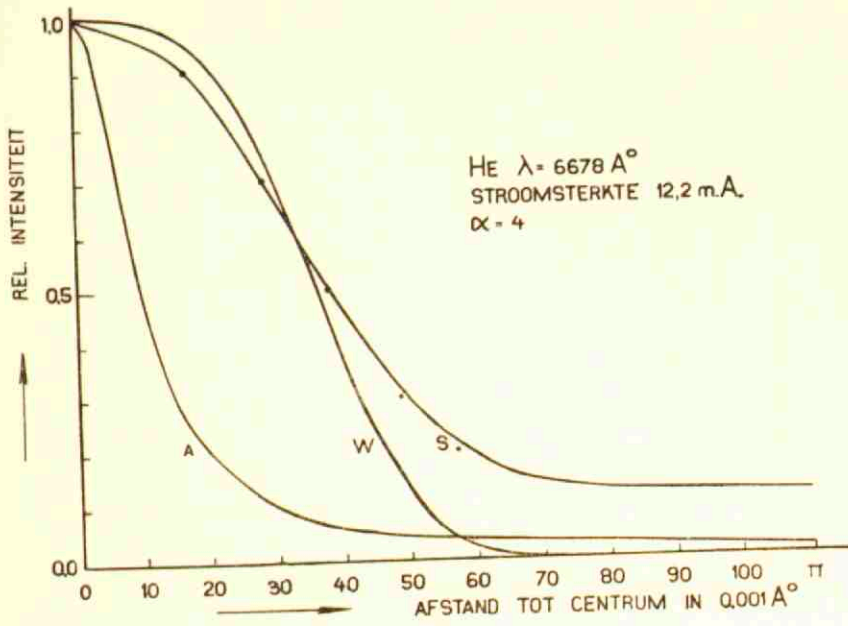


Fig. 11d.

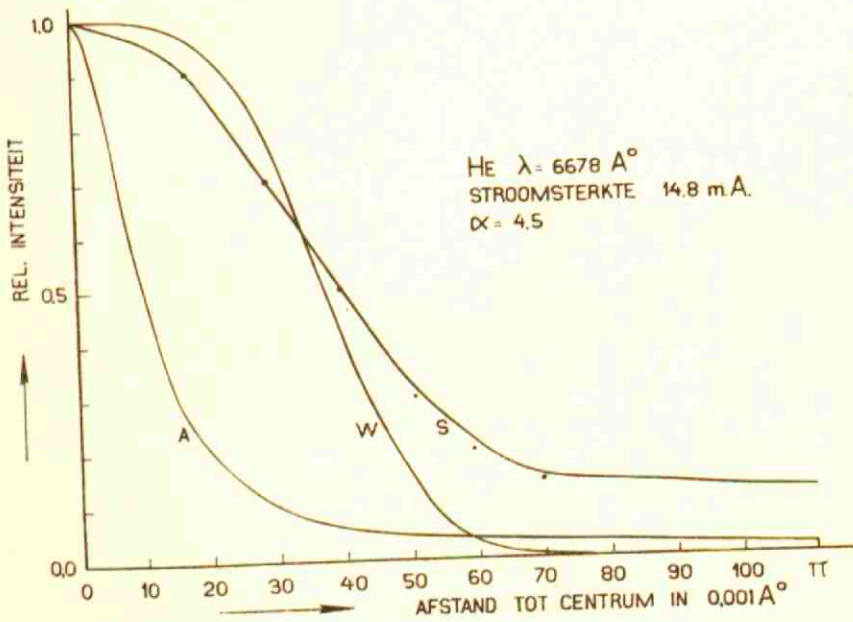


Fig. 11e.

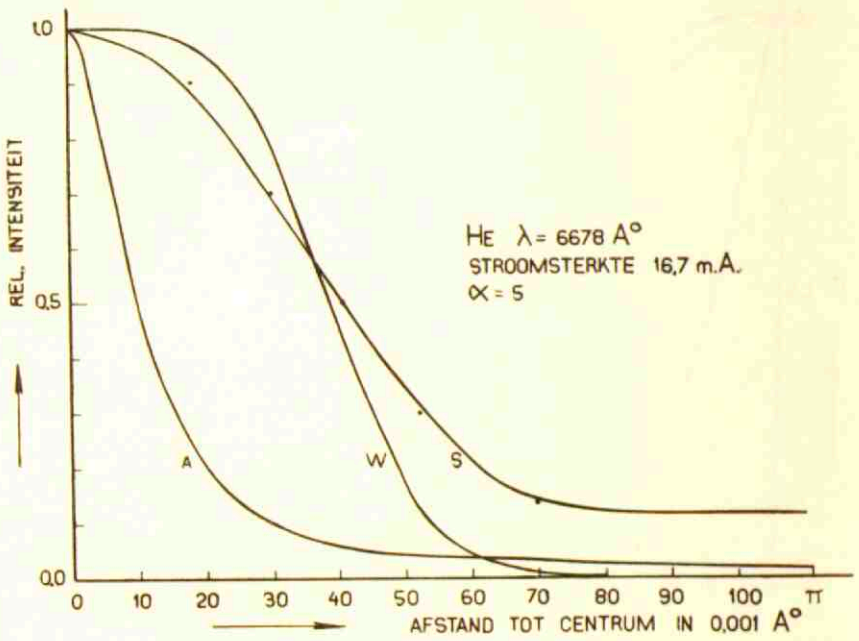


Fig. 11f.

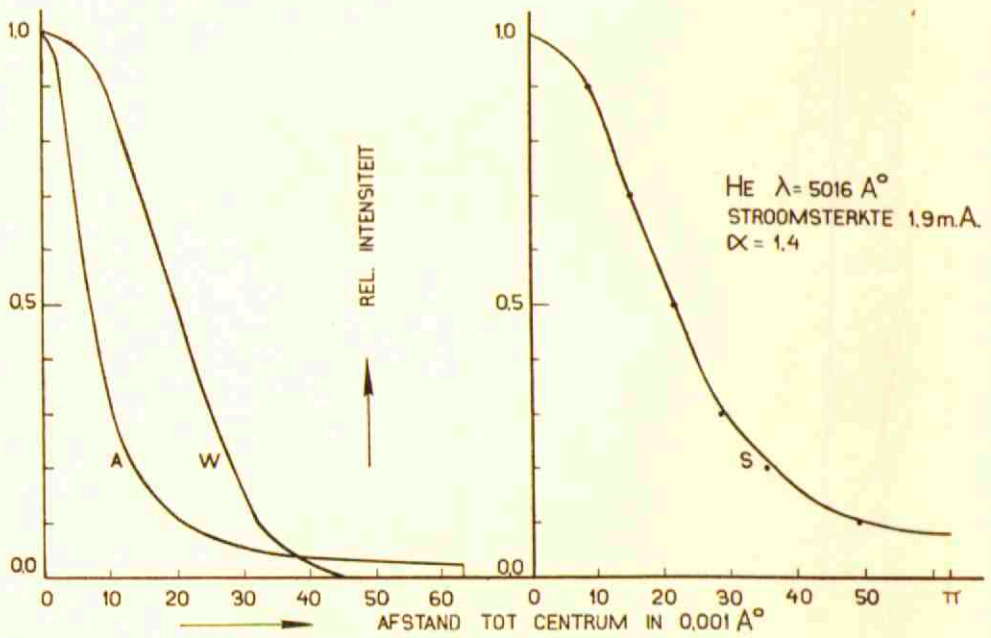


Fig. 12a.

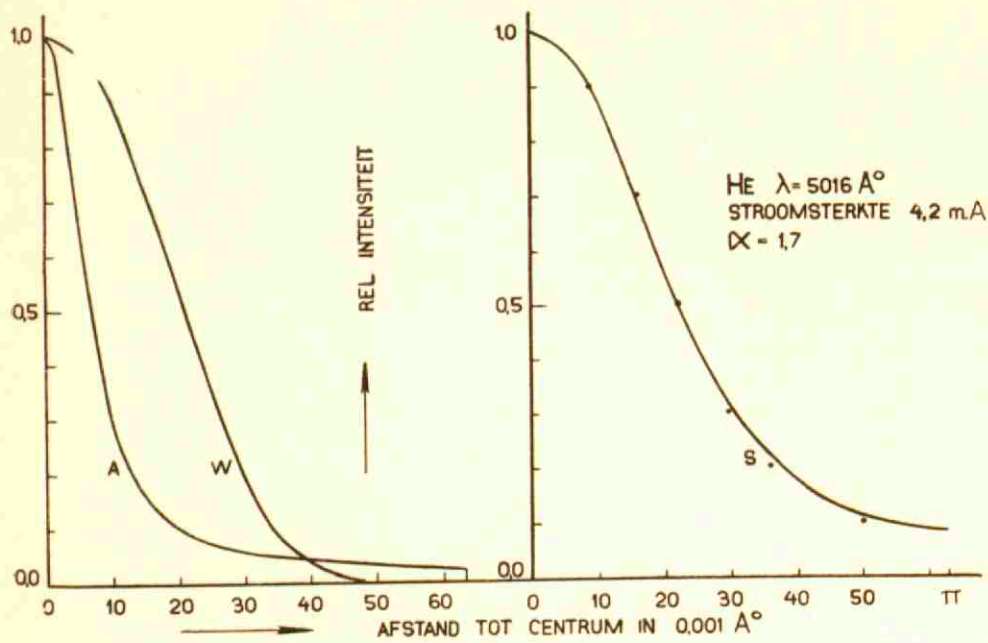


Fig. 12b.

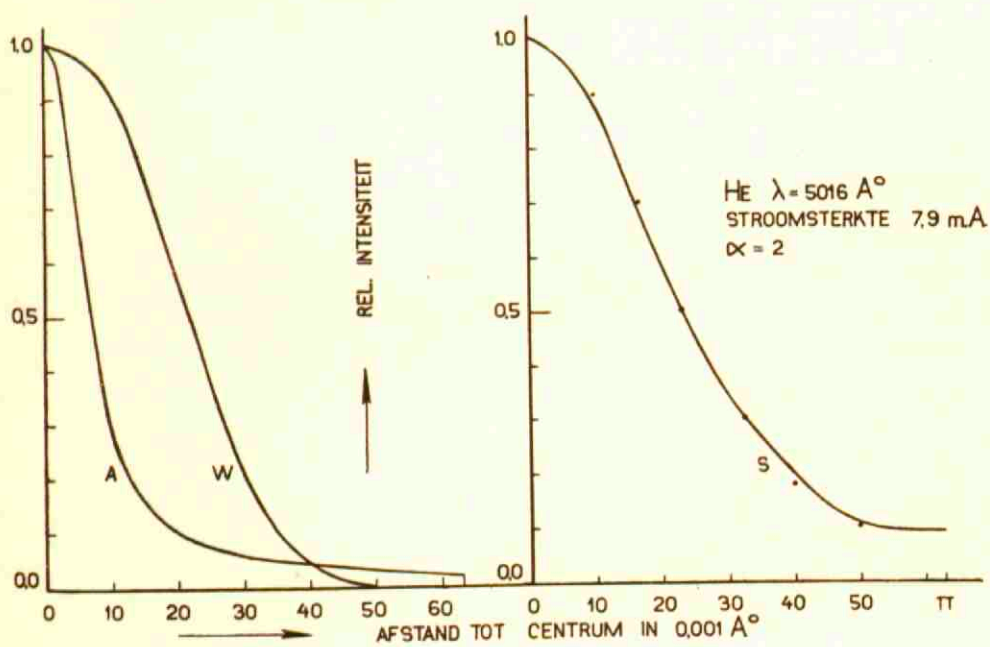


Fig. 12c.

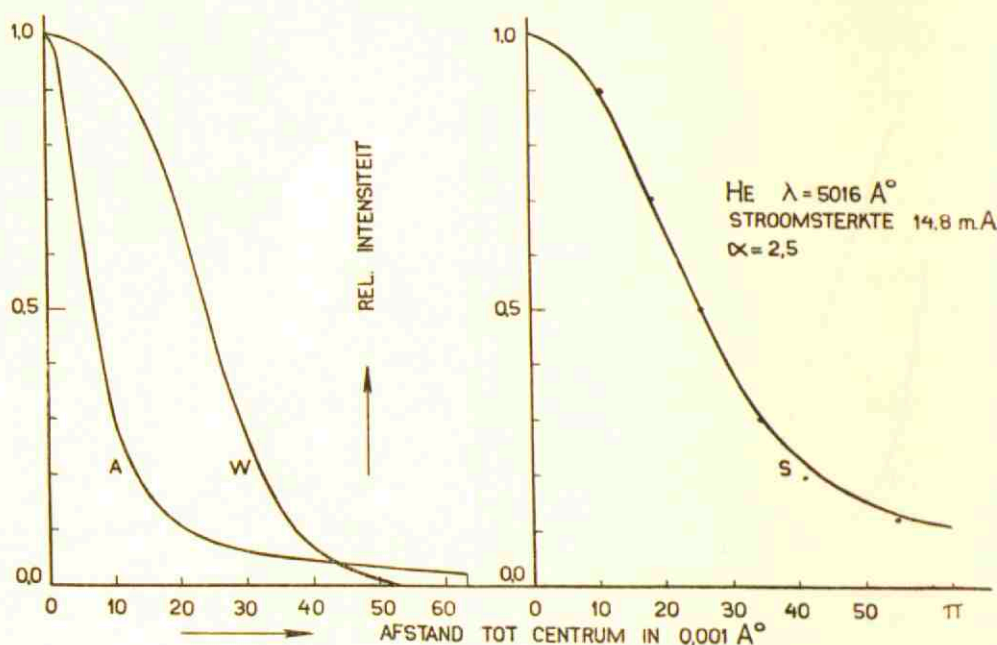


Fig. 12d.

onduidelijkheid zou kunnen geven, te meer daar de uitkomst van het verteekenen der theoretisch ware verdeling *W* door de apparaatverdeling ook nog door stippen in de figuur moest worden aangegeven.

Aangezien we de metingen aan beide lijnen willen besluiten met een korte nabeschooving over de bereikte resultaten, is het wenselijk zoowel de resultaten als de bij de uitwerking der metingen gebruikte gegevens overzichtelijk in een tabel samen te vatten. Naast de gegevens zijn in Tabel IV bij elke stroomsterkte voor vier intensiteiten de gemeten schijnbare breedten en de met de theoretische ware verdeling en apparaatverdeling bepaalde breedten opgenomen.

§ 5. Nabeschooving.

De resultaten van de metingen aan de lijnen $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ hebben in zekeren zin een verdere strekking dan alleen een vermelding te zijn van de gevonden waarden van den absorptiecoëfficiënt van het helium voor beide golflengten. Immers als resultaten van eerste metingen moeten zij naast het geven van dezen absorptiecoëfficiënt een bevestiging zijn, zoowel van den theore-

TABEL IV.

$2^1P - 3^1D \quad \lambda = 6678 \text{ \AA}$				$2^1S - 3^1P \quad \lambda = 5016 \text{ \AA}$			
Gegevens	Rel. Int.	Theoretisch Afstand tot Centrum in 0.001 \AA	Experiment. Afstand tot Centrum in 0.001 \AA	Gegevens	Rel. Int.	Theoretisch Afstand tot Centrum in 0.001 \AA	Experiment. Afstand tot Centrum in 0.001 \AA
$I = 5.3 \text{ m.A.}$	0.9	13.7	13.8	$I = 1.9 \text{ m.A.}$	0.9	8.2	8.7
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	23.5	24	$\tau_{EFF.} = 0.73$	0.7	14.8	14.9
$\alpha = 2.5$	0.5	33.2	33.6	$\alpha = 1.4$	0.5	21.5	21.2
$T = 317^\circ \text{ K}$	0.2	52.8	53	$T = 300^\circ \text{ K}$	0.2	34.5	36.8
$I = 7.1 \text{ m.A.}$	0.9	14.2	14.4	$I = 4.2 \text{ m.A.}$	0.9	8.8	8.8
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	24.5	25.2	$\tau_{EFF.} = 0.73$	0.7	16.4	15.8
$\alpha = 3$	0.5	34.8	35	$\alpha = 1.7$	0.5	22.2	22
$T = 325^\circ \text{ K}$	0.2	53	54	$T = 309^\circ \text{ K}$	0.2	35	37.8
$I = 9.6 \text{ m.A.}$	0.9	15.8	15	$I = 7.9 \text{ m.A.}$	0.9	9.2	9
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	27	26.5	$\tau_{EFF.} = 0.73$	0.7	16.8	16.2
$\alpha = 3.5$	0.5	36	36.2	$\alpha = 2$	0.5	23.8	23
$T = 335^\circ \text{ K}$	0.2	55	56.5	$T = 326^\circ \text{ K}$	0.2	38	39.7
$I = 12.2 \text{ m.A.}$	0.9	17.5	16.6	$I = 14.8 \text{ m.A.}$	0.9	10.6	10
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	29	28.5	$\tau_{EFF.} = 0.73$	0.7	18.4	18.1
$\alpha = 4$	0.5	38	38	$\alpha = 2.5$	0.5	26	25.4
$T = 348^\circ \text{ K}$	0.2	57	59	$T = 356^\circ \text{ K}$	0.2	39.5	43
$I = 14.8 \text{ m.A.}$	0.9	18	17				
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	29.6	29				
$\alpha = 4.5$	0.5	39.7	39.5				
$T = 356^\circ \text{ K}$	0.2	58	61				
$I = 16.7 \text{ m.A.}$	0.9	18.5	17				
$\tau_{EFF.} = 0.76$	0.7	30	29.8				
$\alpha = 5$	0.5	40.4	40.3				
$T = 365^\circ \text{ K}$	0.2	60	62				

tischen opzet als van de gevolgde experimenteele methode. In welk opzicht hieraan door de bereikte resultaten is voldaan, hebben we duidelijk tot uiting willen brengen in een aanschouwelijke voorstelling in figuren en in een verwerken tot een tabel. De optredende afwijkingen, die vooral in de richting van den voet van de lijn een maximum vertoonen, vinden een redelijke verklaring in het feit, dat de voet van de gemeten schijnbare intensiteitsverdeeling minder betrouwbaar is door de kleinere zwartingen ter plaatse en in de tweede plaats de bepaling van het resultaat der verteekening van de ware verdeeling door het apparaat eveneens iets te wenschen overlaat juist voor de punten aan den voet van de lijn. De afwijkingen zijn van dien aard, dat in betrekking op de genoemde punten, waarover de bereikte resultaten uitsluitel hebben te geven, het geheel toch bevredigend kan worden genoemd.

Buiten de factoren betreffende het eigenlijke onderzoek geven de resultaten in een nader te omschrijven opzicht een bevredigende overeenstemming.

Het waarnemen van een schijnbare intensiteitsverdeeling en niet van de ware verdeeling is te beschouwen als een gevolg van een te klein oplossend vermogen van het gebruikte spectraalapparaat. De onderzoekingen van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT¹⁾ hebben aangetoond, dat door berekening de ware halfwaardebreedte is terug te vinden uit de gemeten schijnbare halfwaardebreedte, hetgeen dus in principe neerkomt op een door berekening opvoeren van het oplossend vermogen. Hierbij blijft het echter niet, aangezien de mogelijkheid door berekening de geheele ware gedaante van de lijn uit een gemeten schijnbare verdeeling af te leiden, neerkomt op een oplossen van de bekende integraalvergelijking en dit oplossen reeds op verschillende manieren mogelijk blijkt te zijn. Door berekening is dus in theorie het oplossend vermogen tot oneindig op te voeren, echter de nauwkeurigheid, waarmede de functies S en A respectievelijk experimenteel en theoretisch te bepalen zijn, stelt in de praktijk een grens aan dit opvoeren van het oplossend vermogen.

Voor de uitgevoerde metingen aan de beide heliumlijnen is ook in het licht van deze beschouwing van een bevredigend resultaat te spreken.

¹⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 44, 58, 1927.

Terugkeerende tot het doel van het onderzoek, de absorptie-meting, zijn de resultaten nog verder samen te vatten. Hiervoor is in onderstaande figuur voor beide lijnen de voor de lichtende gas-laag kenmerkende factor α als functie van de stroomsterkte uitgezet.

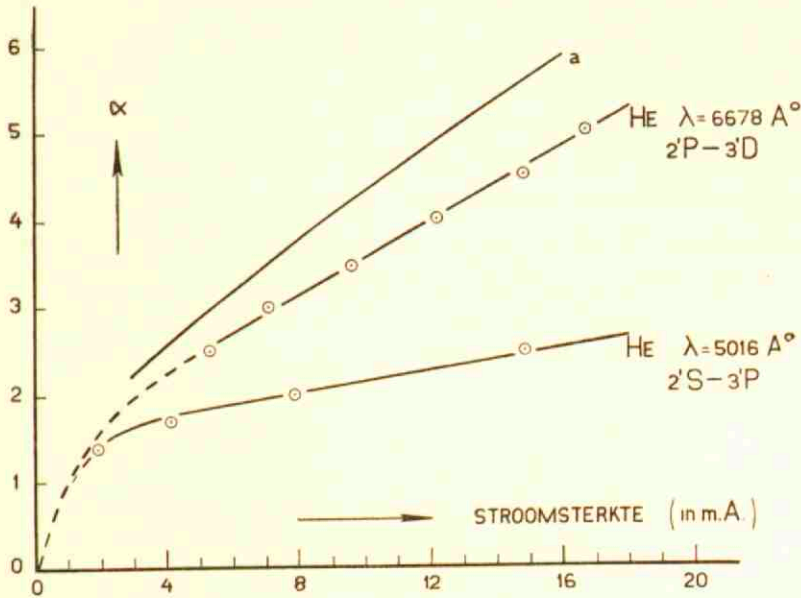


Fig. 13.

Voor de lijn $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ is een vergelijking mogelijk met de resultaten van de metingen van H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT¹⁾. Deze metingen, waarvan de resultaten in fig. 13 zijn weergegeven door de kromme *a*, beperkten zich tot het bepalen van de waarde van α uit de gemeten schijnbare halfwaardebreedte van de lijn. Aangezien α wordt bepaald door de betrekking $\alpha = Ad$, dienen we voor de vergelijking van de resultaten van beide metingen op te merken, dat bovengenoemde metingen werden uitgevoerd met een buis van 2 m.m. capillair-diameter, terwijl bij onze metingen de diameter d 1,8 m.m. bedroeg. Nemen we dit in aanmerking, dan laat de overeenstemming tusschen de resultaten van beide metingen niet veel te wenschen over.

Besluiten we de nabeschoouwing over de bereikte resultaten met een opmerking over de richting waarin het onderzoek is voortgezet.

¹⁾ H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, Z.s. f. Phys. 51, 638, 1928.

Aanvankelijk is de keuze van de singuletlijnen van helium, waaraan het onderzoek zou worden begonnen, betrekkelijk willekeurig geweest. Het bevredigende resultaat van de metingen aan beide lijnen is de aanleiding geweest het materiaal uit te breiden met metingen aan andere singuletlijnen van helium. Daarbij viel de keuze met voorkeur op de lijnen 2^1P-4^1D $\lambda=4922 \text{ \AA}$ en 2^1P-5^1D $\lambda=4388 \text{ \AA}$, daar deze beide lijnen met de lijn $\lambda=6678 \text{ \AA}$ hetzelfde eindniveau gemeen hebben. Wordt voor elk van deze beide lijnen eveneens het verloop van α met de stroomsterkte opgemaakt, dan zijn uit het totaal resultaat de verhoudingen van de EINSTEINSche absorptiekansen B af te leiden, hetgeen in het laatste hoofdstuk van dit proefschrift nader zal worden uiteengezet.

HOOFDSTUK V.

De metingen aan de singuletlijnen van Helium $2P-4D \lambda = 4922 \text{ \AA}$ en $2P-5D \lambda = 4388 \text{ \AA}$.

§ 1. *Waarneming en bereikte resultaten aan He $\lambda = 4922 \text{ \AA}$.*

Voor de metingen aan deze singuletlijn uit het heliumspectrum werd dezelfde opstelling gebruikt als voor de lijnen $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $\lambda = 5016 \text{ \AA}$. Een storingsbron in den zin van een doorloopen van de ringen, zooals dit bij de roode heliumlijn het geval was, kwam hier niet voor. Door een smalle kollimatorspleet en een diafragma in den plaathouder van de camera was het ook hier mogelijk het middengedeelte van de fotografische plaat te bestemmen voor de opnamen van de ringensystemen bij de verschillende stroomsterkten, terwijl de zwartingsmerken vlak boven en onder dit gedeelte hun plaats vonden.

Om niet al te veel in herhaling te treden, willen we kort zijn in de mededeeling over gebruikte plaatsoort, zwartingsmerken en belichtingstijden :

Voor de meting aan deze lijn werd gebruik gemaakt van de „Ilford Special Rapid“-platen; zwartingsmerken werden evenals vroeger genomen met de van een trapspleet voorziene zwartingsmerken-opstelling, terwijl de belichtingstijden van de opnamen der ringensystemen varieerden tusschen enkele minuten en een uur.

De keuze van de stroomsterkten, waarbij de definitieve opnamen zouden worden genomen, was hier minder essentieel als bij de in het vorige hoofdstuk beschreven metingen. Volgens de in de nabeschouwing van die metingen gegeven overwegingen golden zij in zekeren zin als basis voor het geheele onderzoek, in tegenstelling met de nu te beschrijven metingen aan de lijn $\lambda = 4922 \text{ \AA}$, die alleen gericht waren op het bepalen van de absorptie. De stroomsterkten, waarbij een volledig uitwerken van de opnamen heeft plaats gehad, zijn voor He $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ geweest: 5 m.A., 7,9 m.A. en 17,2 m.A.

Het uitwerken van de metingen bepaalde zich ook hier in de

eerste plaats tot een vastleggen van het verloop der schijnbare halfwaardebreedte met de stroomsterkte.

In onderstaande figuur is voor de definitieve opnamen de schijnbare halfwaardebreedte als functie van de stroomsterkte uitgezet.

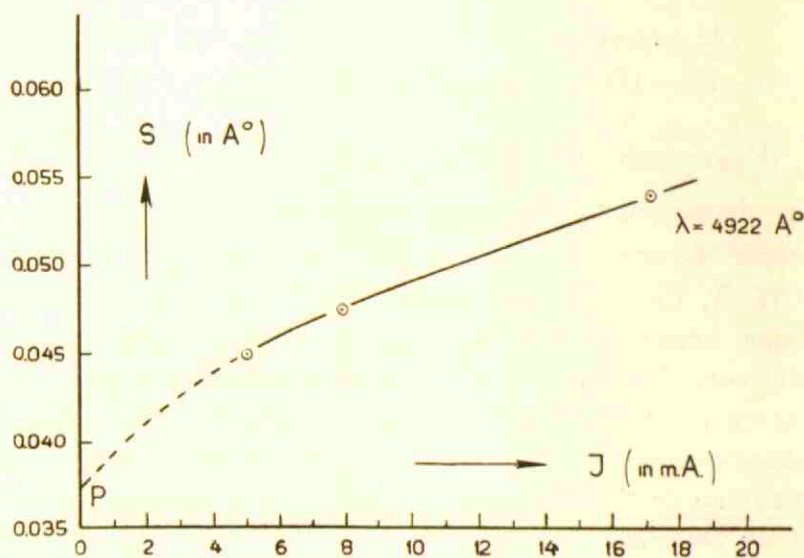


Fig. 14.

Het door extrapolatie gevonden punt P kwam ook in dit geval met de schijnbare halfwaardebreedte voor stroomsterkte „nul” overeen, welke halfwaardebreedte zich liet berekenen uit de door de kamertemperatuur bepaalde DOPPLER-breedte en de apparaatbreedte, hetgeen we nu niet nader meer behoeven toe te lichten.

Analoog aan volgorde en methode van het uitwerken der metingen aan beide vorige lijnen werden de opnamen van de 4922-lijn onder handen genomen. Eerst een vastleggen van de schijnbare intensiteitsverdeling op golflengte- en intensiteitschaal, gevolgd door het zoeken van een aanpassing met de gevonden schijnbare intensiteitsverdeling S uit een door de theorie met bepaalde waarde van α gegeven ware verdeling W_α en een bekende apparaatverdeling A . Voor de apparaatverdeling A kon zonder bezwaar de apparaatkromme van de 5016-lijn genomen worden, aangezien de effectieve reflectiecoëfficiënt voor de golflengte $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ praktisch gelijk is aan de waarde van τ_{eff} voor de 5016-lijn.

Overeenkomstig de manier van weergeven voor de 5016-lijn zijn

in de volgende figuren de resultaten van de metingen aan $He \lambda = 4922 \text{ \AA}$ opgenomen.

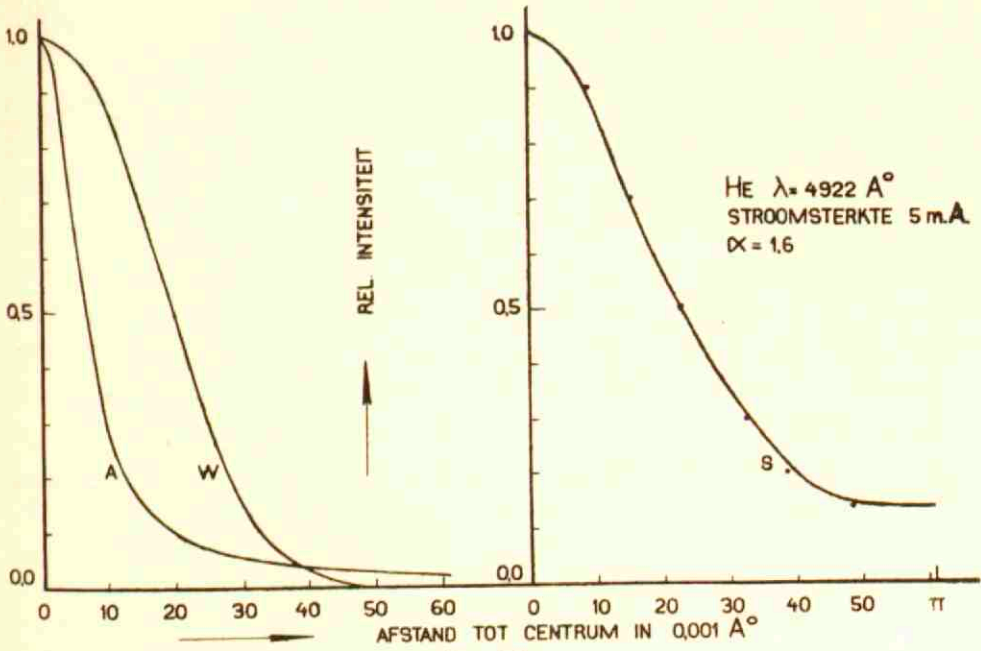


Fig. 15a.

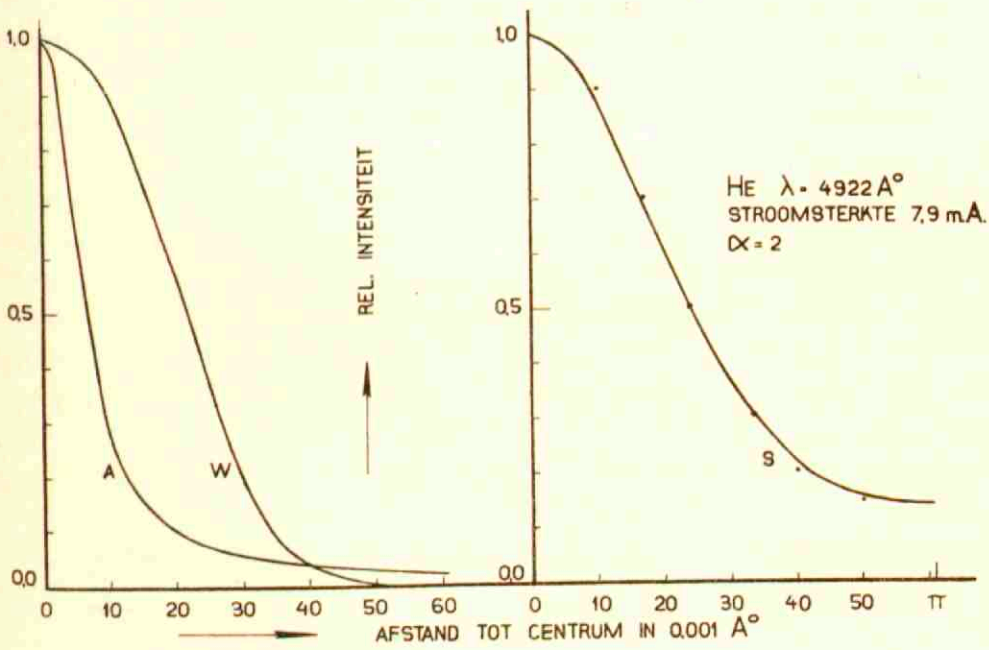


Fig. 15b.

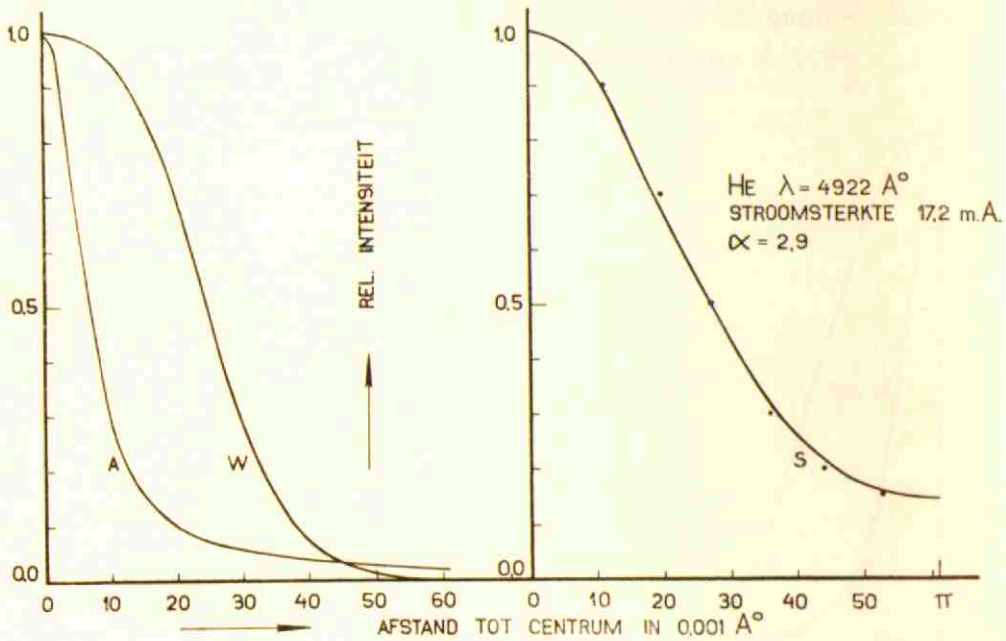


Fig. 15c.

De nauwkeurigheid, waarmede de functies S en A zijn te bepalen, moet ook hier de verklaring geven van de optredende afwijkingen. In betrekking op de absorptiemeting zijn bovenstaande resultaten nog samengevat in onderstaande figuur.

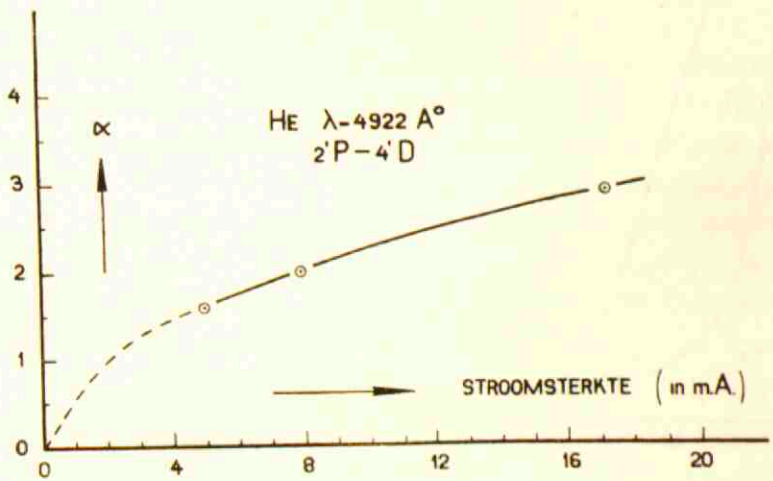


Fig. 16.

§ 2. *De gewijzigde opstelling voor de meting aan He $\lambda = 4388 \text{ \AA}$ en het waarnemingsmateriaal.*

De gevreesde moeilijkheid, het doorlopen van een ringensysteem van een naburige sterke lijn, is de reden geweest om bij de te verichten metingen aan de lijn $\lambda = 4388 \text{ \AA}$ tot wijziging van de vroeger beschreven optische opstelling over te gaan. Het doorlopen van de ringen, buiten de grenzen door de kollimatorspleet bepaald, was bij de blauwe heliumlijn $\lambda = 4472 \text{ \AA}$ van dien aard, dat het interferentiebeeld van de 4388-lijn bij wijze van spreken in het niet verzonk. Een eenvoudige oplossing van het probleem, in den vorm van het wegnemen van de storende golflengte door een filter, was in tegenstelling met het geval van de roode heliumlijn hier onmogelijk. De eenigste oplossing in deze richting bestond in een spectrale ontleding van het licht vóór de kollimatorspleet, waarvoor in principe tot den bouw van een monochromator vóór deze spleet is overgegaan.

Hiervoor werd de capillair van de buis door de sphaerische en cilindrische lens met dezelfde vergrooting als voorheen op een primaire spleet afgebeeld. Tusschen deze primaire spleet en de kollimatorspleet had een dusdanige opstelling van de combinatie lens-prisma-lens plaats, dat juist de 4388-lijn uit het ter plaatse van de kollimatorspleet gevormde heliumspectrum door deze spleet werd doorgelaten. Het in de oude opstelling achter den interferometer opgestelde prisma kwam nu te vervallen en die plaats werd ingenomen door de camera. Het nadeel van de verandering der opstelling was het verlies aan lichtsterkte door het meerdere gebruik van twee lenzen, hetgeen echter door de grootere gevoeligheid van de „Ilford Special Rapid“-platen voor deze golflengte weer voor een groot deel werd goed gemaakt.

Evenals bij de andere metingen werd voor de lijn $\lambda = 4388 \text{ \AA}$ het verloop van de schijnbare halfwaardebreedte als functie van de stroomsterkte opgemaakt, welk verloop voor de definitieve opnamen in fig. 17 is weergegeven.

De met de aangegeven punten corresponderende stroomsterkten waren voor deze golflengte: 5,2 m.A., 10,2 m.A. en 15,2 m.A..

De contróle, die we bezaten in de overeenstemming tusschen de door extrapolatie gevonden waarde en de door kamertemperatuur en

effectieven reflectiecoëfficiënt theoretisch vastgelegde waarde van de schijnbare halfwaardebreedte bij stroomsterkte „nul”, liep hier

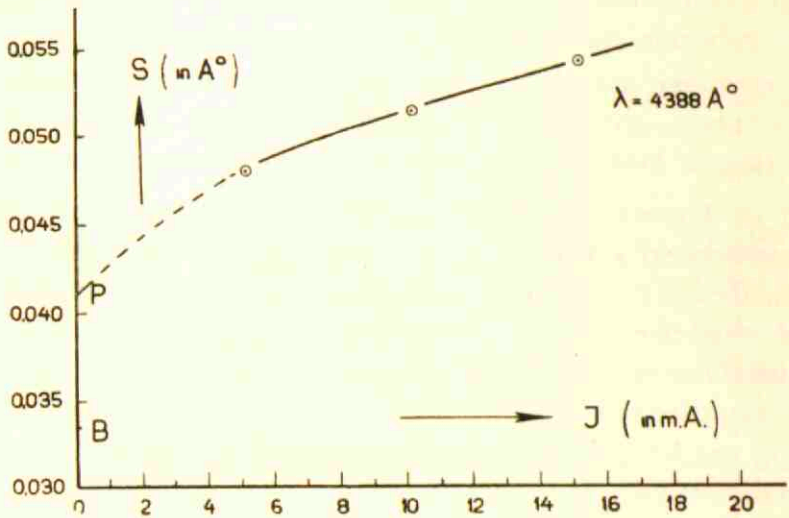


Fig. 17.

op een mislukking uit, immers een redelijke extrapolatie gaf het punt P , terwijl de berekening van de schijnbare halfwaardebreedte voor stroomsterkte „nul” voerde tot het met B aangegeven punt.

Een uitwerken van een opname tot de schijnbare intensiteitsverdeling op golflengte en intensiteit gaf den indruk van de aanwezigheid van een continue ondergrond over het geheele interferentiebeeld, hetgeen verder zijn bevestiging vond in het feit, dat uit geen enkele ware verdeling W , met welke waarde van α ook, een aanpassing was te vinden met de gemeten schijnbare intensiteitsverdeling S in den geest zooals dit steeds het geval is geweest bij de vorige metingen. Elke poging strandde op het te sterk in intensiteit en te breed zijn van den voet in evenredigheid tot de breedte aan den top van de intensiteitsverdeling. Hierbij dienen we nog te vermelden, dat we nagegaan hebben in hoeverre een continue ondergrond aanwezig zou kunnen zijn als gevolg van een onscherpe instelling van den interferometer of van de camera. Het resultaat was ook in dit opzicht negatief.

Na de vele mislukkingen is tenslotte voor het uitwerken der metingen de volgende weg ingeslagen:

In fig. 18 is nogmaals voor drie van de gemeten lijnen de schijn-

bare halfwaardebreedte als functie van de stroomsterkte uitgezet. De krommen voor $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ en $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ vertoonen een glad verloop naar het door berekening bepaalde punt P voor stroomsterkte „nul”.

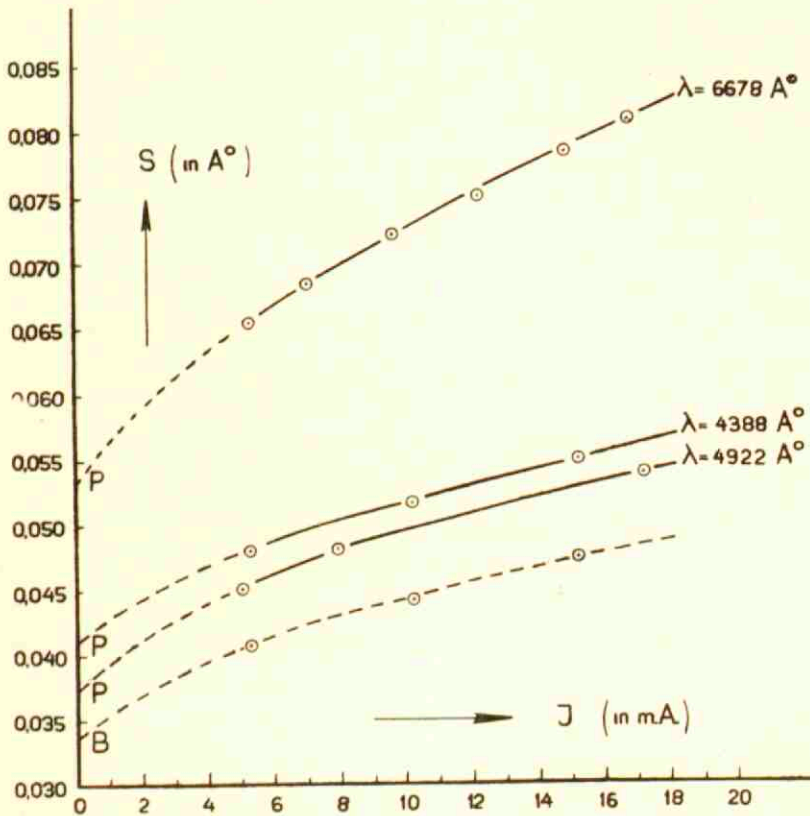


Fig. 18.

Om de figuur overzichtelijk te houden is de kromme voor de 5016-lijn er niet in opgenomen, echter ook voor deze lijn gaf de extrapolatie de gewenschte overeenstemming.

Naar aanleiding hiervan is het plausibel te onderstellen, dat er eveneens een glad verloop moet plaats hebben voor de 4388-lijn naar de, door het punt B aangegeven, berekende waarde der schijnbare halfwaardebreedte voor stroomsterkte „nul” en dit zal plaats hebben in den zin van de in de figuur geteekende stippellijn. Deze onderstelling wordt nog gesteund door de volgende punten:

10. Afgezien van een continuen ondergrond zou elke oorzaak, die de gevonden schijnbare intensiteitsverdeling kan geven, toch zoodanig moeten zijn, dat tenslotte voor steeds kleinere stroomsterkten het punt *B* werd bereikt.
20. Een bepaling van de schijnbare halfwaardebreedte voor een stroomsterkte kleiner dan 5 m.A. wees in het geheel niet op een afbuigen van de kromme in de richting van het punt *B*, maar gaf aanleiding tot een punt op het geëxtrapoleerde gedeelte.

Den continuen grond buiten beschouwing latende, wijzen beide punten erop, dat er geen oorzaak is te vinden, die, afhankelijk zijnde van de stroomsterkte, de gevonden schijnbare intensiteitsverdeling kan teweegbrengen.

Het aannemen van de stippellijn als verloop van de schijnbare halfwaardebreedte met de stroomsterkte wil zeggen, dat we aanvankelijk geen halfwaardebreedte hebben gemeten, maar een breedte op een kleiner percentage dan 50 % van de topintensiteit. Omgekeerd wil de stippellijn als resultaat van de bepaling van de halfwaardebreedte te voorschijn komen, dienen we van elk punt der gevonden schijnbare intensiteitsverdeling eenzelfde percentage af te trekken. Het bedrag, waarover de abscis naar boven dient verlegd te worden, is gemakkelijk te bepalen :

De door de stippellijn aangegeven breedte wordt teruggezocht in de gevonden schijnbare intensiteitsverdeling en aangezien deze breedte de halfwaardebreedte zal moeten worden, is het verschil in intensiteit tusschen den top en de gevonden horizontale lijn even groot als tusschen deze lijn en de abscis.

Het op deze wijze bepaalde bedrag bedroeg voor ieder van de drie gevonden schijnbare intensiteitsverdelingen ongeveer 17 % van de topintensiteit.

Een redelijke verklaring voor de aanwezigheid van den continuen ondergrond hebben we niet kunnen vinden. Mogelijk speelt de betrekkelijk lage reflectiecoëfficiënt voor deze golflengte ($\tau_{EFF.} = 0,69$) een rol in den vorm van een verstrooiing of reflectie, echter, voor zoover dit kon worden nagegaan, was het resultaat in dit opzicht eveneens negatief.

§ 3. Meetresultaten aan He $\lambda = 4388 \text{ \AA}$.

Nadat een opschuiving van de abscis en daarna een herleiding

van de nieuwe schijnbare intensiteitsverdeling op topintensiteit 1,0 had plaats gevonden, werd op de vroeger beschreven wijze een aanpassing gezocht uit de theoretische ware verdeling.

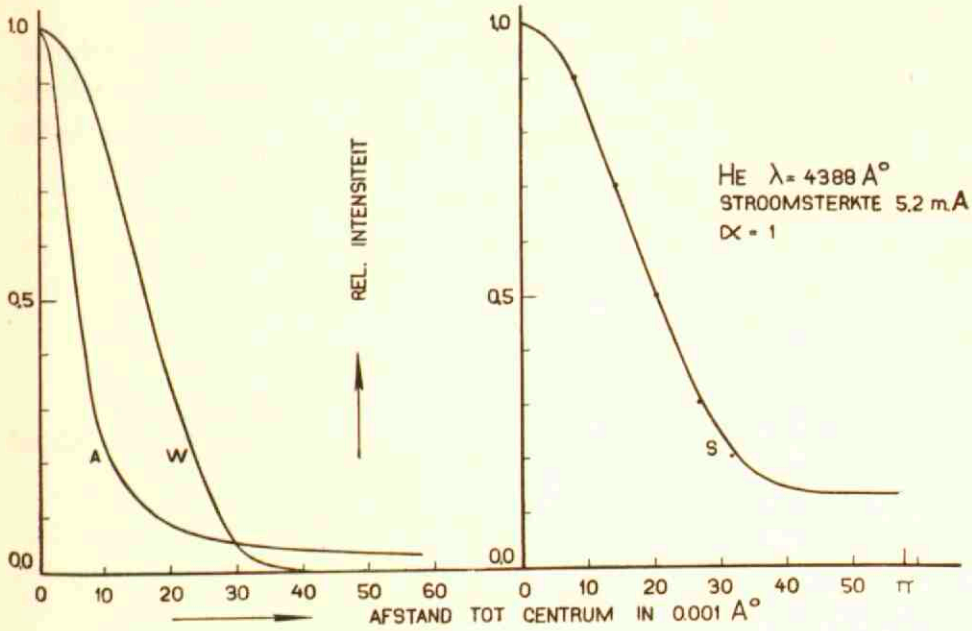


Fig. 19a

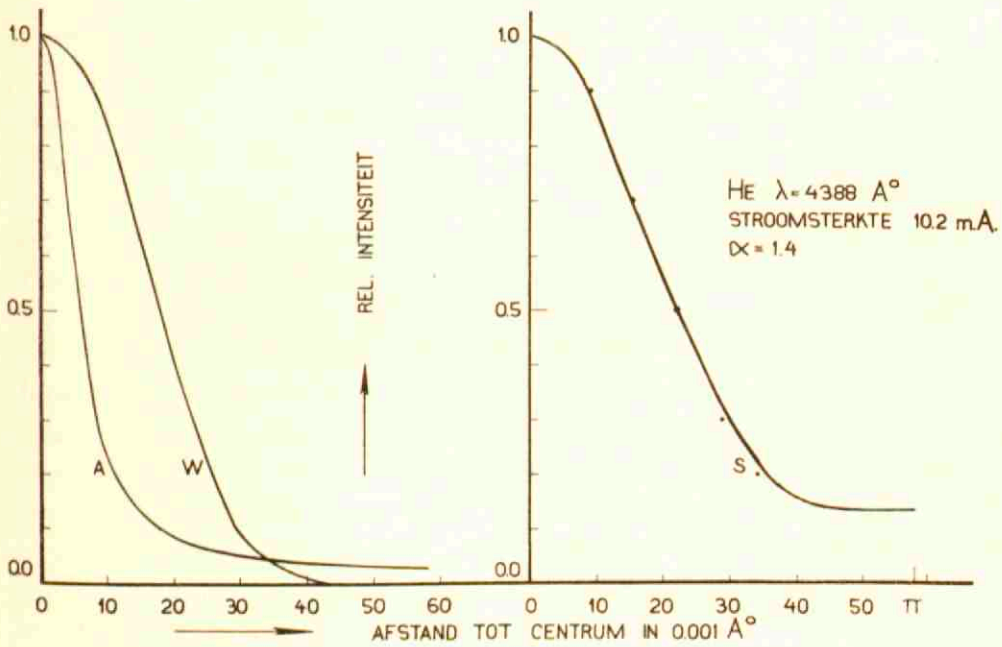


Fig. 19b.

De resultaten zijn in de twee voorgaande en volgende figuren op de gebruikelijke wijze weergegeven: De Fig. 19a, b en c brengen de optredende afwijkingen tot uiting en Fig. 20 is te betrekken op de absorptiemeting.

De afwijkingen bij deze lijn zijn van dezelfde orde van grootte als bij de metingen aan de andere lijnen, hetgeen zonder twijfel als een versterking van de betrouwbaarheid van de gevolgde methode kan beschouwd worden.

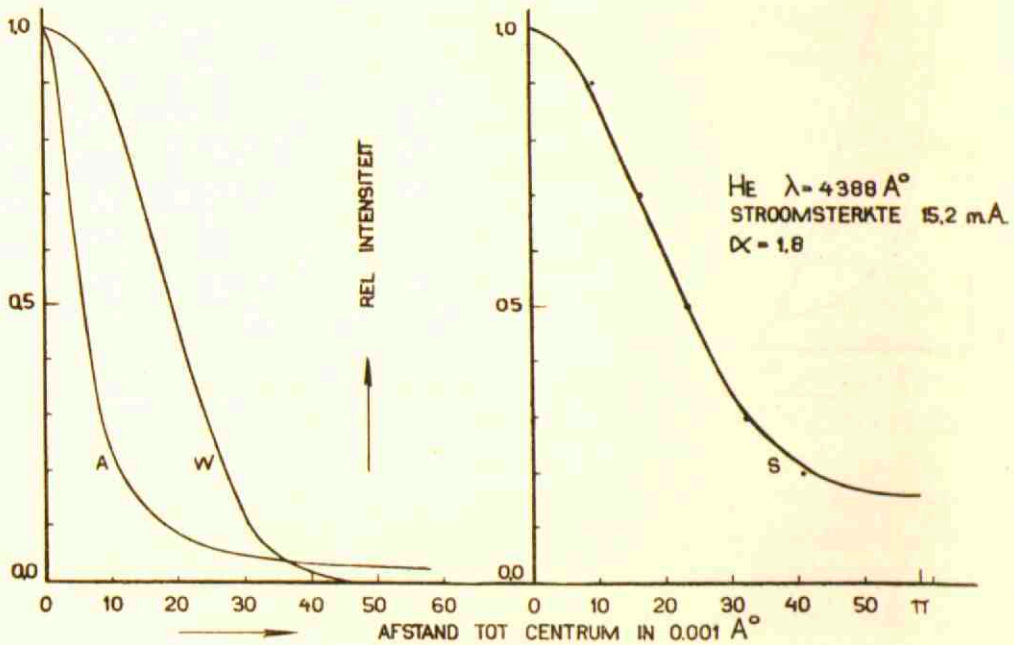


Fig. 19c.

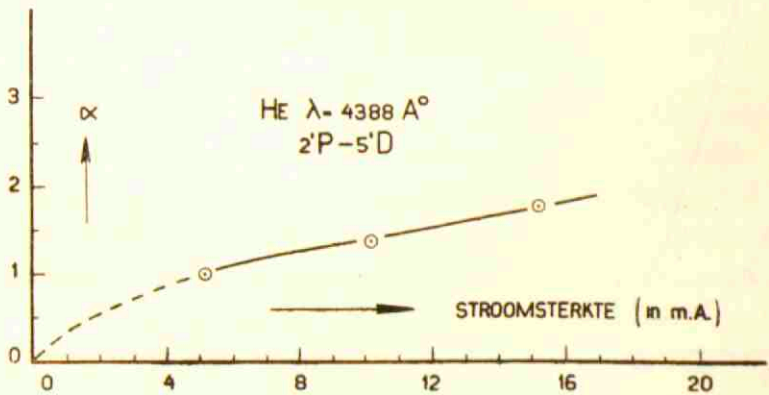


Fig. 20.

HOOFDSTUK VI.

Beschouwing over de verkregen resultaten.

§ 1. *Overzicht der resultaten.*

De metingen hebben plaats gehad aan de singuletlijnen

$$\text{He } \lambda = 6678 \text{ \AA } 2 P - 3 D$$

$$\text{He } \lambda = 5016 \text{ \AA } 2 S - 3 P$$

$$\text{He } \lambda = 4922 \text{ \AA } 2 P - 4 D$$

$$\text{He } \lambda = 4388 \text{ \AA } 2 P - 5 D$$

en zijn als eigenlijk doel van het onderzoek gericht op het bepalen van een voor het gas kenmerkende grootheid a . Aan ieder voor de bovengenoemde lijnen is voor drie of meerdere stroomsterkten uit het meetbereik van 5 m.A. tot 17 m.A. de waarde van a bepaald. Uit de waarde van a is door de betrekking $a = Ad$ voor elke stroomsterkte de absorptiecoëfficiënt A van helium in het centrum van de lijn te berekenen (de doorsnede van de lichtende gaslaag is 1,8 m.m.).

Naast de bepaling van de waarde van a voor verschillende stroomsterkten en bij bovengenoemde golflengten is in het bijzonder door de metingen aan de eerste twee lijnen het bewijs geleverd, dat de gevolgde methode zoowel theoretisch als experimenteel juist is, hetgeen blijkt uit de bevredigende aanpassing bij alle genomen stroomsterkten van een experimenteel bepaalde schijnbare intensiteitsverdeling met een op theoretische beschouwingen berustende en door het spectraalapparaat vertekende ware intensiteitsverdeling.

Van de metingen aan deze vier lijnen liggen de bereikte resultaten, in casu de gevonden waarden van a bij de verschillende stroomsterkten, in die mate over de voorafgaande paragrafen verspreid, dat een samenvatting van het geheel in een figuur en een tabel zeer gewenscht is. Fig. 21 demonstreert voor de vier golflengten het verloop van de waarde van a in afhankelijkheid van de stroomsterkte I . Tabel V vormt een aanvulling in dien zin, dat voor

iedere lijn bij elke genomen stroomsterkte de gevonden waarde van α is opgenomen.

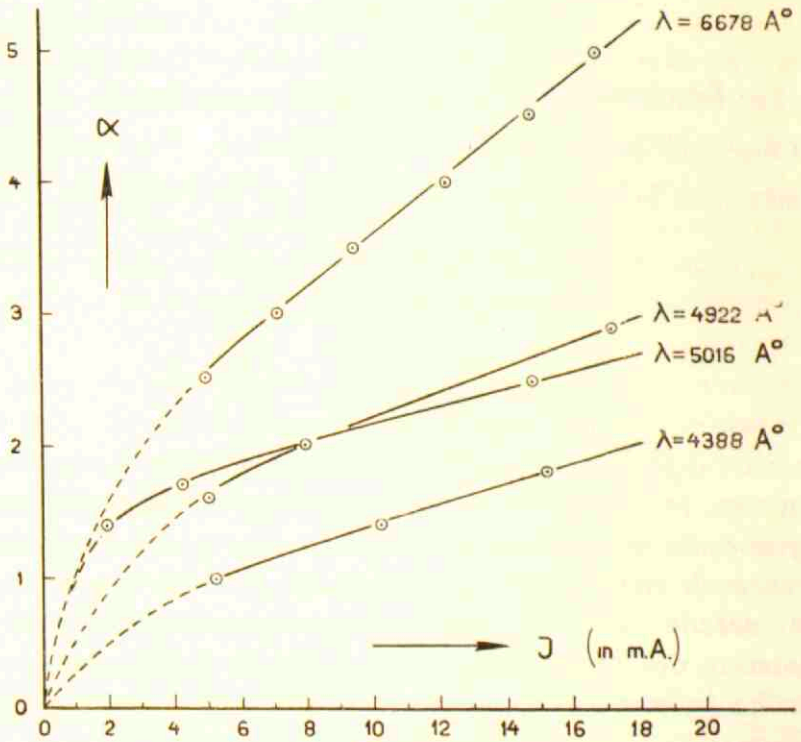


Fig. 21.

TABEL V.

He $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ $2^1 P - 3^1 D$		He $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ $2^1 S - 3^1 P$		He $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ $2^1 P - 4^1 D$		He $\lambda = 4388 \text{ \AA}$ $2^1 P - 5^1 D$	
I	α	I	α	I	α	I	α
5.3 m.A.	2.5	1.9 m.A.	1.4	5 m.A.	1.6	5.2 m.A.	1
7.1 ..	3	4.2 ..	1.7	7.9 ..	2	10.2 ..	1.4
9.6 ..	3.5	7.9 ..	2	17.2 ..	2.9	15.2 ..	1.8
12.2 ..	4	14.8 ..	2.5				
14.8 ..	4.5						
16.7 ..	5						

§ 2. *De Einsteinsche absorptiekans B.*

Na de beschrijving van het uitwerken der metingen aan de lijnen $He\ 2^1P-3^1D\ \lambda=6678\ \text{\AA}$ en $He\ 2^1S-3^1P\ \lambda=5016\ \text{\AA}$ is terloops een opmerking gemaakt over de richting, waarin het materiaal zou worden uitgebreid door metingen aan andere lijnen. Zooals we gezien hebben, is de keuze gevallen op de singuletlijnen van helium $2^1P-4^1D\ \lambda=4922\ \text{\AA}$ en $2^1P-5^1D\ \lambda=4388\ \text{\AA}$. Het waarnemingsmateriaal kwam hierdoor te beschikken over metingen aan drie lijnen, die met overgangen naar eenzelfde eindtoestand 2^1P van het atoom correspondeerden. Voor elk van deze drie lijnen vinden we in de resultaten van die metingen de waarde van α bij verschillende stroomsterkten.

De theorie kent, zooals bekend is, betreffende de toestanden m en n van een atoom verschillende overgangswaarschijnlijkheden, waarmee de eene toestand onder emissie of absorptie van straling in den anderen overgaat. Van deze overgangswaarschijnlijkheden willen we in de eerste plaats de B_{mn} 's ($n > m$), de coëfficiënten van positieve absorptie, in verband brengen met onze metingen. De bekende definitie van EINSTEIN voor de waarschijnlijkheid dW , dat een atoom in den toestand m , dat zich in een stralingsveld met de dichtheid ϱ (per frequentieinterval $d\nu$) bevindt, in een tijdsinterval dt één quant $h\nu_{mn}$ absorbeert, luidt als volgt:

$$dW = B_{mn} \varrho dt.$$

Op grond van deze definitie is de door een gasmassa per tijds-eenheid geabsorbeerde energie evenredig met het aantal atomen in den toestand m , de coëfficiënt B_{mn} en de frequentie ν_{mn} .

Van een atoom, dat de lijn 2^1P-3^1D emitteert, wordt door de gasmassa van de uitgestraalde energie per tijdseenheid een gedeelte geabsorbeerd, dat evenredig is met het aantal atomen in den toestand 2^1P de coëfficiënt B_{23} en de frequentie ν_{23} . Dezelfde redeneering is van toepassing op de lijnen 2^1P-4^1D en 2^1P-5^1D : de geabsorbeerde energie is evenredig met het aantal atomen in den toestand 2^1P de coëfficiënt B_{24} (resp. B_{25}) en de frequentie ν_{24} (resp. ν_{25}).

Nu stellen de bij de verschillende stroomsterkten gevonden waarden van α uit de metingen aan de lijnen 2^1P-3^1D , 2^1P-4^1D en 2^1P-5^1D , welke waarden we voor een bepaalde stroomsterkte aan

zullen geven door a_{23} , a_{24} en a_{25} , afgezien van een evenredigheidsfactor ieder voor zich de waarde van den absorptiecoëfficiënt A van helium voor in het centrum van de betreffende lijn. In de tweede paragraaf van het eerste hoofdstuk is er melding van gemaakt, dat A ook is te beschouwen als een maat voor de totale absorptie.

Brengen we dit in verband met onze eerste beschouwing over de geabsorbeerde energie, dan moet op grond hiervan door de B_{mn} 's aan de volgende evenredigheid worden voldaan :

$$a_{23} : a_{24} : a_{25} = B_{23} \nu_{23} : B_{24} \nu_{24} : B_{25} \nu_{25}.$$

Uit de resultaten van onze metingen is voor de stroomsterkten 5 m.A., 10 m.A. en 15 m.A. in onderstaande tabel de waarde van a_{23} , a_{24} en a_{25} opgenomen en de met deze waarden volgens bovenstaande evenredigheid overeenkomende verhouding van de B 's :

TABEL VI.

	a_{23}	a_{24}	a_{25}	$B_{23} : B_{24} : B_{25}$
5 m.A.	2.4	1.6	0.97	3.74 : 1.83 : 1
10 ..	3.6	2.2	1.4	3.91 : 1.76 : 1
15 ..	4.6	2.7	1.8	3.87 : 1.68 : 1

Wat betreft de coëfficiënten van spontane emissie A_{nm} zijn met behulp van de twee relaties tusschen de A_{nm} 's en de B_{mn} 's :

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm} \quad A_{nm} = \frac{8\pi h \nu_{mn}^3}{c^3} B_{nm},$$

waarin g_n en g_m de statistische gewichten van de toestanden n en m , uit de gevonden verhoudingen van de B 's analoge verhoudingen van de A 's af te leiden.

Uit de twee bovenstaande betrekkingen volgt :

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu_{mn}^3}{c^3} \frac{g_m}{g_n} B_{mn}.$$

Met behulp van deze formule wordt de gezochte verhouding der A 's gegeven door :

$$A_{32} : A_{42} : A_{52} = \nu_{23}^3 B_{23} : \nu_{24}^3 B_{24} : \nu_{25}^3 B_{25},$$

in aanmerking nemende, dat de statistische gewichten g_n van de toestanden n^1D ($n = 3, 4, 5$) gelijk zijn.

De verhoudingen van de A_{nm} 's:

$$\text{Bij } 5 \text{ m.A. } A_{32} : A_{42} : A_{52} = 1 : 1,22 : 0,95$$

$$\text{„ } 10 \text{ m.A. } A_{32} : A_{42} : A_{52} = 1 : 1,13 : 0,91$$

$$\text{„ } 15 \text{ m.A. } A_{32} : A_{42} : A_{52} = 1 : 1,09 : 0,92$$

zijn berekend met behulp van bovenstaande evenredigheid uit de gevonden verhoudingen van de B_{mn} 's en de bekende frequenties.

Summary.

1. The two principal causes of line broadening, DOPPLER-effect and selfabsorption, are considered in their influence upon the intensity distribution in a spectral line; the „apparent” intensity distribution observed by using an interferometer of FABRY and PEROT is calculated.

2. By means of such an interferometer the „apparent” intensity distribution in each of the singulet lines of helium $2P-3D$, $2P-4D$, $2P-5D$ and $2S-3P$ is measured. The source of light was a GEISSLER tube, with a diameter of the capillary of 1,8 m.m. and a helium pressure of 12 m.m.; different currents in the range from 5 m.A. to 17 m.A. were used.

3. We suppose that the theoretical intensity distribution in the lines of our helium tube is mainly determined by DOPPLER-effect and selfabsorption; of the two parameters describing the line form, the temperature can be measured thermoelectrically, and the absorption coefficient can be adjusted till the calculated curve agrees with the observed one. In all cases a satisfactory agreement is obtained and a reliable value of the absorption coefficient in the centre of the line can be determined as a function of the current.

4. For the three lines, corresponding with transitions to the same final level 2^1P , the ratio of the EINSTEIN absorption coefficient ($B_{23} : B_{24} : B_{25}$) can now be derived. For three different currents their ratios are nearly constant.

STELLINGEN

I.

De methode van HANLE ter bepaling van aanslagfuncties, waarbij van een buis met twee roosters gebruik wordt gemaakt, heeft hetzelfde nadeel als de methode met een buis van een enkel rooster voorzien.

W. HANLE: Zs. f. Phys., 56, 94, 1929.

II.

De verhoudingen, die BARABASJEFF en SEMEJKIN afleiden, voor de intensiteiten van de door hen gemeten zonnevlekken tot de intensiteit van het naburig fotosferisch oppervlak zijn te hoog.

N. BARABASJEFF en B. SEMEJKIN: Zs. f. Astro Phys., V, 54, 1932.

III.

In betrekking op de vraag of de in de praktijk optredende afwijkingen van de theoretische apparaatverdeling voor een interferometer van FABRY en PEROT een gevolg zijn van de oneffenheden in de interferometerplaten, of moeten worden toegeschreven aan een onregelmatigheid in de verzilvering, dienen de eerstgenoemde als voornaamste oorzaak te worden beschouwd.

IV.

Statistisch verzamelde gegevens over het doorlatingsvermogen van nevels voor licht, door metingen aan nevels in de atmosfeer zelve, verdienen de voorkeur boven de in het laboratorium langs kunstmatigen weg verkregen resultaten.

V.

In de wijze, waarop NOTTINGHAM tracht aan te toonen, dat de aanslag in den koperboog door electronen geschiedt, schuilt een theoretische fout. Juist aangewend, kan zijn beschouwing gebruikt worden om aan te toonen, dat de ionisatie in een boog van thermischen aard is.

W. B. NOTTINGHAM: Zs. f. Phys., 68, 824, 1931.

VI.

Het door CZUBER gegeven bewijs, betreffende de gelijkmatige continuïteit van een continue functie op een afgesloten interval, is fout.

CZUBER, Vorlesungen über Differential und Integralrechnung, I, § 3, blz. 31.

VII.

Het bewijs van de verwisselbaarheid van sommeering van een dubbelreeks volgens rijen of kolommen, gegeven door SCHUH, is niet elegant.

F. SCHUH, Lessen over de Hoogere Algebra, III, § 257.



