



Lijnverbreding in de lichtboog

<https://hdl.handle.net/1874/323183>

A. gw. 192-1937.

**LIJNVERBREEDING
IN DE LICHTBOOG**

G. H. REMAN

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

s.
cht
7

PHYSIKALISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT ZÜRICH

PHYSIKALISCHES INSTITUT

VERGLEICHENDE STUDIEN ÜBER DIE VERBREITERUNG VON LICHTSTRahlen IN DER NÄHE VON SPALTS UND KANTEN. VON DR. phil. ERNST H. FISCHER. ZÜRICH 1903.

LIJNVERBREEDING IN DE LICHTBOOG

door Dr. phil. E. H. Fischer.

Uitgegeven door de uitgeverij van de Universiteit van Zürich.

Uitgegeven door de uitgeverij van de Universiteit van Zürich.
Zürich 1903.

Diss. Utrecht 1937

LIJNVERBREEDING IN DE LICHTBOOG

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. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT
DER GENEESKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BE-
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN
NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN
OP MAANDAG 28 JUNI 1937,
DES NAMIDDAGS TE 3 UUR
DOOR

GERRIT HENDRIK REMAN

GEBOREN TE MAASTRICHT



1937

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders

Aan allen, die medewerkten aan het tot stand komen van dit proefschrift, wil ik hier mijn dank betuigen, in het bijzonder aan mijn promotor, den hoogleeraar Dr. L. S. ORNSTEIN en aan jou waarde BRINKMAN, die mij gedurende het onderzoek tot groote steun zijn geweest.

INLEIDING

In de beschouwingen over de boogontlading gegeven door Ornstein en Brinkman¹⁾ komen zij tot de berekening van eenige voor het ontladingsmechanisme zeer karakteristieke grootheden. Het is dus voor de theorie van de boogontlading van groot belang om deze grootheden op een andere onafhankelijke wijze te bepalen. Een der grootheden, waarvoor dit mogelijk is, is de electronenconcentratie in de ontlading.

Volgens de bestaande opvattingen toch²⁾ wordt de breedte van de spectraallijnen in een boogontlading behalve door het Dopplereffect, dat van de temperatuur afhankelijk is en de botsingdemping, die van temperatuur en dichtheid afhangt, voor een belangrijk deel door het Starkeffect van de combineerende niveaus veroorzaakt. Dit effect treedt op daar de atomen zich in de elektrische velden bevinden, die veroorzaakt worden door de geladen deeltjes, ionen en electronen, in de ontlading aanwezig. Deze verbreeding zal afhangen van de concentratie van de geladen deeltjes, daar bij stijgende concentratie de kans op hoge elektrische velden toeneemt. Het is dus, als dit effect voldoende groot is, mogelijk om uit het intensiteit-golfengetypeprofiel van de verbrede lijnen de waarschijnlijkheidsverdeling van de elektrische velden en zodoende ook de electronenconcentratie te bepalen. Daartoe is het echter noodzakelijk, dat het verband tusschen verbreeding en electronenconcentratie

¹⁾ L. S. Ornstein en H. Brinkman, *Physica* I, 797, 1934.

²⁾ H. Margenau en W. W. Watson, *Rev. of Mod. Phys.*, Vol. 8, 22, 1936.

tratie bekend is en de andere verbredingsoorzaken voldoende geëlimineerd kunnen worden.

In het tweede hoofdstuk zal kort theoretisch worden nagegaan, hoe de intensiteitsverdeling in de verbrede lijn met de electronenconcentratie samenhangt en welke onderstellingen daarbij gemaakt zijn (d.w.z. H o l t s m a r k's theorie van de verbreding van spectraallijnen door het intermoleculaire Starkeffect zal behandeld worden).

Een nauwkeurige meting van de lijnprofielen is dus bovendien van belang voor de theorie van de lijnverbreding door het intermoleculaire Starkeffect. Dergelijke metingen zijn tot nu toe niet verricht. Slechts enkele, zeer kwalitatieve metingen werden gedaan, die geen scherpe toetsing van de theorie toelaten ³⁾. Wij hebben daarom zeer nauwkeurige metingen verricht van de verbrede lijnprofielen. Deze metingen zullen in het eerste hoofdstuk beschreven worden.

In het derde hoofdstuk zullen wij laten zien, dat de statische theorie van de intermoleculaire Starkeffectverbreding, zoals die door H o l t s m a r k gegeven is, de experimenteele resultaten niet kan verklaren. In het laatste hoofdstuk zal dan een verdere discussie gegeven worden en een mogelijke verklaring voor de verbreding van de spectraallijnen in een boogontlading worden voorgesteld.

³⁾ J. H o l t s m a r k en B. T r u m p y, Zs. f. Phys., 31, 803, 1925.

HOOFDSTUK I

EXPERIMENTEELE RESULTATEN

§ 1. Metingen verricht aan verbrede Li-lijnen.

De eerste metingen zijn verricht aan de Li-lijnen 2P—4D, 2P—5D en 2P—6D van de diffuse nevenserie, golflengte resp. 4602,9 Å, 4132,6 Å en 3915 Å.

Als ontlading werd een gelijkstroomboog gebruikt in lucht tusschen twee verticaal staande koolectroden, die waren uitgeboord en met Li_2CO_3 gevuld. De diameter der electroden bedroeg 10 mm, booglengte 10 mm, stroomsterkte 3,5 Amp.

De lijnen werden gefotografeerd met een hol rooster in Rowland-opstelling, de z.g. groote roosteropstelling van het laboratorium te Utrecht⁴⁾. Er werd in derde orde gewerkt; de dispersie bedraagt hier 0,8 Å/mm. De zwartingsmerken werden op dezelfde plaat opgenomen. Hierbij werd gebruik gemaakt van een trapspleet; als spectraalapparaat deed een Hilgerkwartsspectrograaf E1 dienst. De zwartingen werden geregistreerd met de microfotometer volgens Moll⁵⁾. De lijnprofielen werden met het apparaat volgens Wouda⁶⁾ in intensiteiten omgezet. De zoo gevonden lijnprofielen zijn weergegeven in de fig. 1, 2 en 3.

De extraverbreedingen, die geëlimineerd moeten worden,

⁴⁾ Voor een uitvoerige beschrijving van deze opstelling verwijzen wij naar W. C. van Geel, Thesis Utrecht, 1928.

⁵⁾ L. S. Ornstein, W. J. H. Moll und H. C. Burger, Objektive Spektralphotometrie, Braunschweig 1932.

⁶⁾ J. Wouda, Zs. f. Phys. 79, 511, 1932.

zijn de verbreeding door het rooster en het Dopplereffect. De vertekening van het lijnprofiel door het rooster was slechts gering. Dit bleek doordat de halfwaardebreedte⁷⁾ van de apparaatfunctie van het rooster met behulp van niet-verbrede

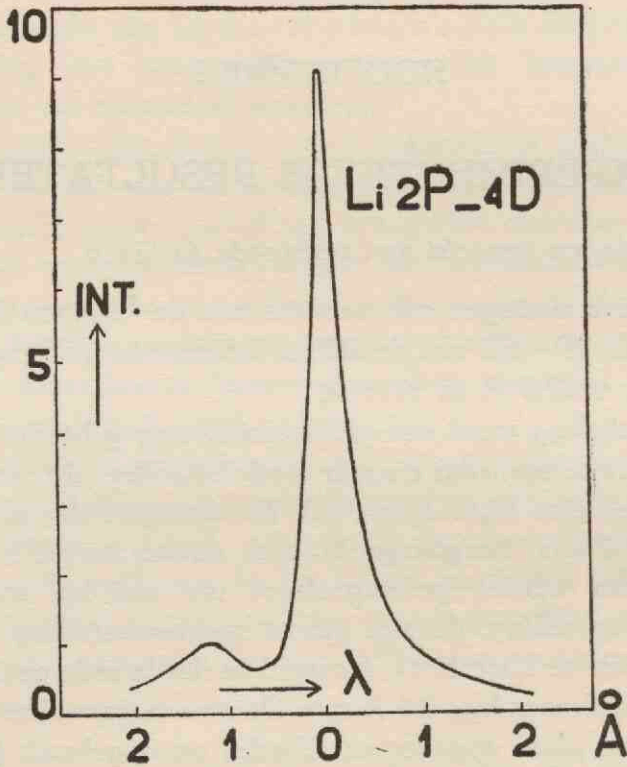


Fig. 1. Profiel van de verbrede Li-lijn 2P—4D. De violette vleugel van deze lijn wordt sterk gestoord door de verboden overgang 2P—4F. Ook deze laatste lijn is verbreed.

ijzerlijnen bepaald werd. Deze halfwaardebreedte bedroeg 0,1 Å. Aangezien nu de halfwaardebreedte van de Li-lijnen veel groter is, is dus de vertekening van het profiel van de Li-lijnen door het rooster te verwaarloozen. Ook de verteeke-

⁷⁾ Onder de halfwaardebreedte van een spectraallijn wordt steeds het golflengteverschil Δ gedefinieerd door $I(\lambda_0 + \Delta) = \frac{1}{2} I(\lambda_0)$, waarbij λ_0 de plaats aangeeft van maximale intensiteit, verstaan.

ning van het profiel door het Dopplereffect is klein. Indien we onderstellen, dat de temperatuur van de ontlading 5000°K is, een temperatuur, zooals door andere metingen aan dezelfde ontlading in Utrecht ⁸⁾ is gevonden, bedraagt de Doppler-

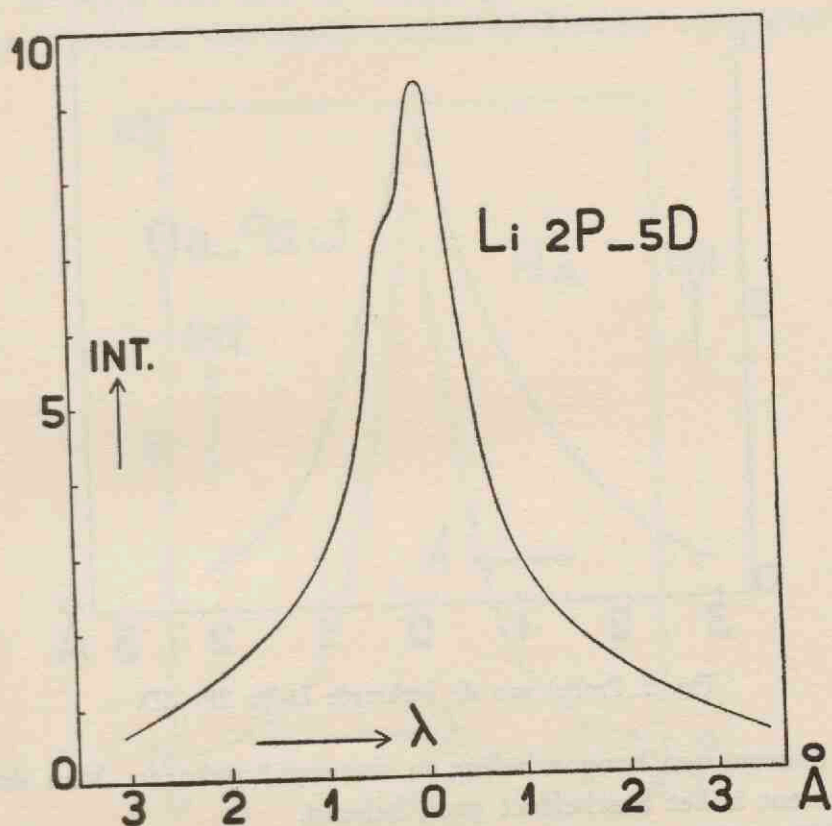


Fig. 2. Profiel van de verbrede Li-lijn 2P—5D. De violette vleugel van deze lijn wordt gestoord door de verboden overgang 2P—5F, doch slechts in geringe mate. De verboden lijn vertoont een geringe verbreeding.

breedte van de Li-lijnen ongeveer $0,05\text{ \AA}$. De invloed van het Dopplereffect kan dus verwaarloosd worden.

Een vergelijking van de gevonden profielen met die, welke volgens de theorie van H o l t s m a r k te verwachten zijn, was

⁸⁾ J. Key, Thesis Utrecht, 1937.

moeilijk, daar er te weinig gegevens over het Starkeffect van de gemeten Li-lijnen bekend zijn ⁹⁾). Daarom is ook een goede bepaling van de electronenconcentratie in de ontleding uit de verbrede Li-lijnen niet mogelijk. Voor de verdere metingen

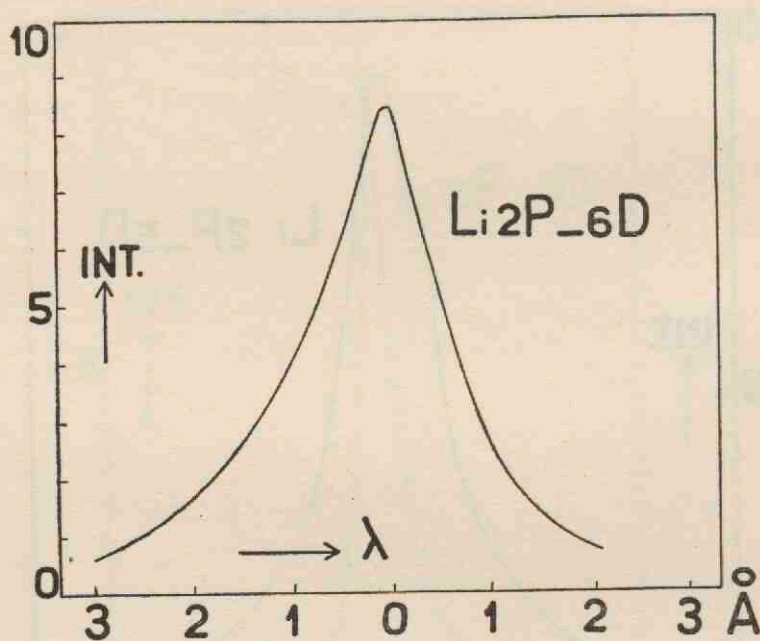


Fig. 3. Profiel van de verbrede Li-lijn 2P—6D.

is daarom een boogontleding in waterstof gekozen. Van dit element is het Starkeffect goed bekend.

Wij zullen echter de gevonden Li-lijnprofielen toch nog in onze latere beschouwingen betrekken in verband met een merkwaardige overeenkomst, die bestaat tusschen de in een boogontleding verbrede lijnen van Li en de Balmer-lijnen.

§ 2. Metingen verricht aan de Balmerlijnen $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$.

In dit geval werd een gelijkstroomboog in waterstof van 76 cm kwikdruk gebruikt, die tusschen twee verticaal staande

⁹⁾ Hdb. d. Exp. Phys. 21, 479, 1927.

Rufus H. Snijder, Phys. Rev., 33, 354, 1929.

wolfraamelectroden (diameter 3 mm) getrokken was. De boog-
lengte bedroeg 6,5 mm, de stroomsterkte 8,5 Amp.

De spectra van de Balmerlijnen werden op dezelfde wijze
als bij de Li-metingen beschreven is, opgenomen. Er werd
nu in eerste orde van het rooster gewerkt. De dispersie is
daar 2,9 Å/mm. De platen werden op dezelfde wijze uitge-

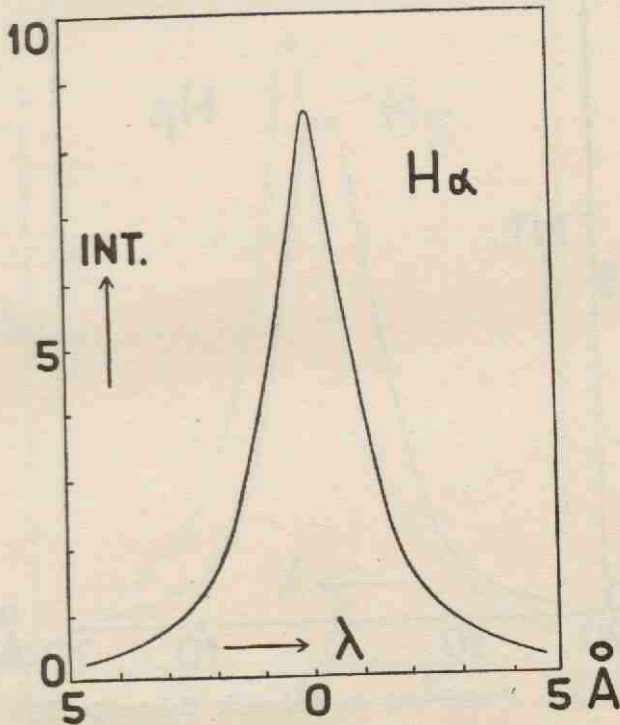


Fig. 4. Profiel van de verbreedde Balmerlijn $H\alpha$
(roosteropname).

werkt. De gevonden lijnprofielen zijn weergegeven in de fig.
4, 5 en 6.

De vertekening door het rooster speelt ook in dit geval
geen rol. De halfwaardebreedte van de apparaatfunctie van
het rooster bedraagt 0,1 Å. Deze breedte is zeer klein ver-
geleken bij die van de verbreedde waterstoflijnen. De verteke-
ning door het Dopplereffect is iets ernstiger. De halfwaarde-
breedten van de Dopplerverbreeding voor de drie lijnen, als

wij een temperatuur van 6000°K aanwezig onderstellen voor de ontladingstemperatuur, zijn resp. $0,18\text{ \AA}$. voor H_α , $0,14\text{ \AA}$. voor H_β en $0,12\text{ \AA}$ voor H_γ . De verteekening door het Dopplereffect is dus nog betrekkelijk klein, vooral in de vleugels van de lijnen ¹⁰⁾.

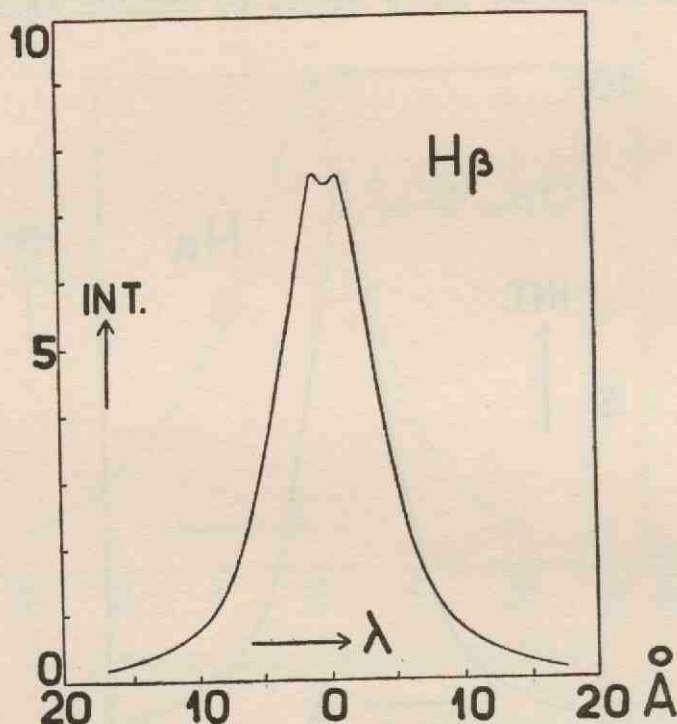


Fig. 5. Profiel van de verbrede Balmerlijn H_β (roosteropname).

De verkregen lijnprofielen zijn nog niet geschikt om met de volgens *Holtzmark's* theorie berekende, vergeleken te worden. In de experimenteel bepaalde profielen blijft namelijk nog een verteekening over, die ontstaat door de samenwerking van de verschillende zones van de ontlading (dit is ook bij de *Li*-lijnen het geval).

¹⁰⁾ Alhoewel geen thermische aanslag in de waterstofboog schijnt te bestaan (*W. R. Vijverberg*, Thesis Utrecht, 1937), is toch de temperatuur van het gas in de ontlading zeer hoog.

Voor een zeer nauwkeurige meting van het profiel van de Balmerlijnen, waarbij ook deze laatste factor langs grafische weg kon worden uitgeschakeld, zijn wij daarom op een andere wijze te werk gegaan. Een beschrijving van de daarbij gevolgde methode geven wij in de volgende paragrafen.

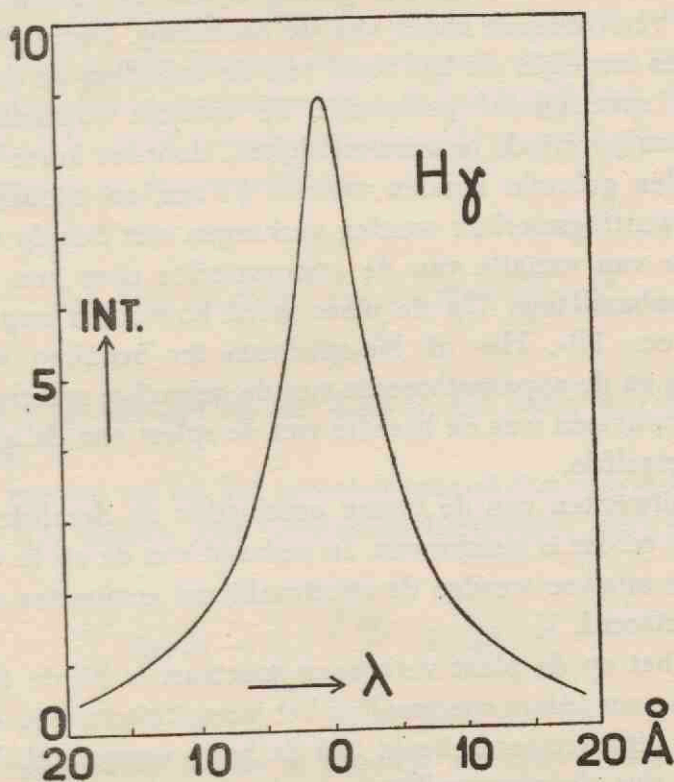


Fig. 6. Profiel van de verbrede Balmerlijn $H\gamma$ (roosteropname).

§ 3. Nauwkeurige meting van de lijnprofielen van de Balmerlijnen $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$.

Dezelfde ontlading als bij de metingen met het rooster verricht, deed dienst. De optische opstelling verschilde echter. De smalle purperen zuil van de ontlading (emissie van de waterstof-atoomlijnen) werd met behulp van een achromatische lens en omkeerprisma horizontaal op de verticale spleet van

een stigmatische Fuess-glasspectrograaf (No. 51080) afgebeeld. Er werd een z.g. dwarsfotografie genomen. De openingshoek van de lichtbundels was zeer klein, hetgeen noodzakelijk is om de grafische analyse te kunnen toepassen, die het mogelijk maakt om de vertekening van het lijnprofiel te kunnen elimineeren, die het gevolg is van de samenwerking van de verschillende zones van de ontlading. Deze eliminatie is slechts mogelijk, als het beeld van de ontlading op de spleet van de spectrograaf gedurende de opname stilstaat. Deze eisch was practisch te verwezenlijken, doordat korte belichtingstijden gebruikt konden worden (1 sec. en minder).

De zwartingsmerken werden verkregen met behulp van de methode van variatie van de stroomsterkte door een geijkte wolfraambandlamp. Op de plaat werd bovendien nog opgenomen een Ni-, He- of Ne-spectrum ter bepaling van de dispersie en de apparaatbreedte van de gebruikte spectrograaf. Bij alle opnamen was de breedte van de spleet van de spectrograaf hetzelfde.

Het uitwerken van de platen geschiedde op dezelfde wijze als reeds eerder is beschreven. In verband met de uit te voeren grafische analyse werden de spectraallijnen eenigszins anders gefotometreerd.

Door het op de plaat verkregen spectrum is bij de dwarsopnamen voor iedere spectraallijn het intensiteitsverloop dwars over het geprojecteerde beeld van de boog vastgelegd. Wanneer wij dus de spectraallijnen in de dispersierichting doorfotometreeren en met behulp van de zwartingskromme der fotografische plaat intensiteiten meten, dan vinden wij dus lijnvormen in bepaalde punten van de boog, waarbij dan echter geïntegreerd is over de diepte van het beeld. De gemeten lijnvorm is dus een superpositie van verschillende lijnvormen uit de diverse cilindrische zones van de ontlading. Door een grafische analyse, waarvan wij de beschrijving in de volgende paragraaf zullen geven, kan uit deze reeks waargenomen lijnvormen, de ware lijnvorm in ieder punt van de ontlading bepaald worden.

§ 4. De grafische analyse.

Wij zullen eerst de analyse behandelen voor het eenvoudige geval van een cilindrsymmetrische ontlading, die een exact monochromatische spectraallijn uitstraalt. De door een bepaald volumelement van de ontlading uitgestraalde energie is dan een functie $I(r)$ van de afstand r tot de as van de ontlading (Z -as). Met behulp van een dwarsopname wordt nu van deze spectraallijn het intensiteitsverloop in het beeld van de boog vastgelegd. Voor dit intensiteitsverloop $I(y)$ geldt, als er geen zelfabsorptie is, de vergelijking:

$$I(y) dydz = dydz \int_{-\infty}^{+\infty} I(r) dx, \quad r^2 = x^2 + y^2$$

waarbij y de afstand tot de Z -as in het beeld van de boog voorstelt.

Wij moeten nu uit het gemeten intensiteitsverloop $I(y)$ de functie $I(r)$ vinden. Een eenvoudige berekening leert, dat:

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{I'(y)}{y} \cdot d\sqrt{y^2 - r^2}$$

De functie $I(r)$ is dus te bepalen, als $I(y)$ bekend is. De integraalvergelijking kan snel langs graphische weg opgelost worden.

Wanneer wij echter, zooals in ons geval te maken hebben met verbreedde lijnen, dient de analyse uitgevoerd te worden voor iedere golflengte van de verbreedde lijn. Voor elke golflengte vinden wij dan de bijbehorende functie $I(r)$. Wij verkrijgen dus een verzameling van krommen met de golflengte als parameter, waaruit het lijnprofiel voor iedere cilindrische zone van de ontlading eenvoudig kan afgeleid worden. Deze lijnprofielen gelden voor verschillende electronenconcentratie, daar deze van r afhangt.

De aldus gevonden lijnprofielen zijn weergegeven in de fig. 7, 8 en 9.

Om een denkbeeld te krijgen van de bij de analyse bereikte nauwkeurigheid hebben wij uit de lijnprofielen van de fig. 7, 8 en 9 door grafische integratie de functie $I(y)$ bepaald voor

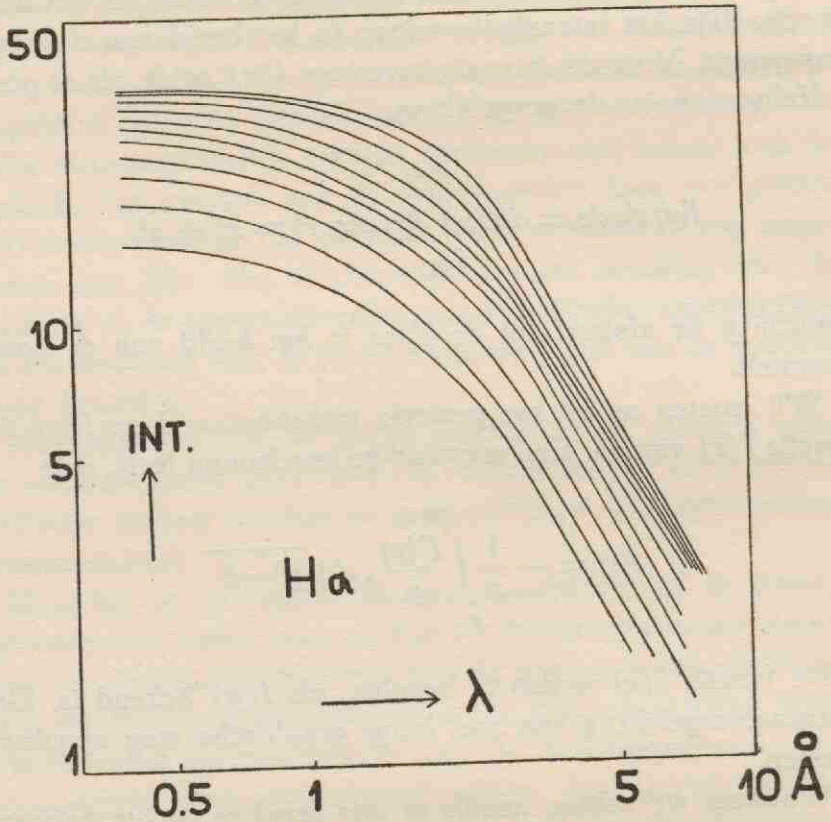


Fig. 7.

verschillende golflengten. Het bleek, dat de zoo verkregen functie $I(y)$ ten hoogste 5 % afweek van de experimenteel gemeten functie. Hieruit volgt, dat door analyse de lijnprofielen nauwkeurig gevonden kunnen worden.

De voorwaarden, waaraan de ontlading moet voldoen, opdat de grafische analyse toegepast mag worden, zijn:

1. De ontlading moet cilindrisch symmetrisch zijn.
2. De spectraallijn uitgezonden door de ontlading, waarop de methode wordt toegepast, mag geen of slechts geringe zelfabsorptie vertoonen.

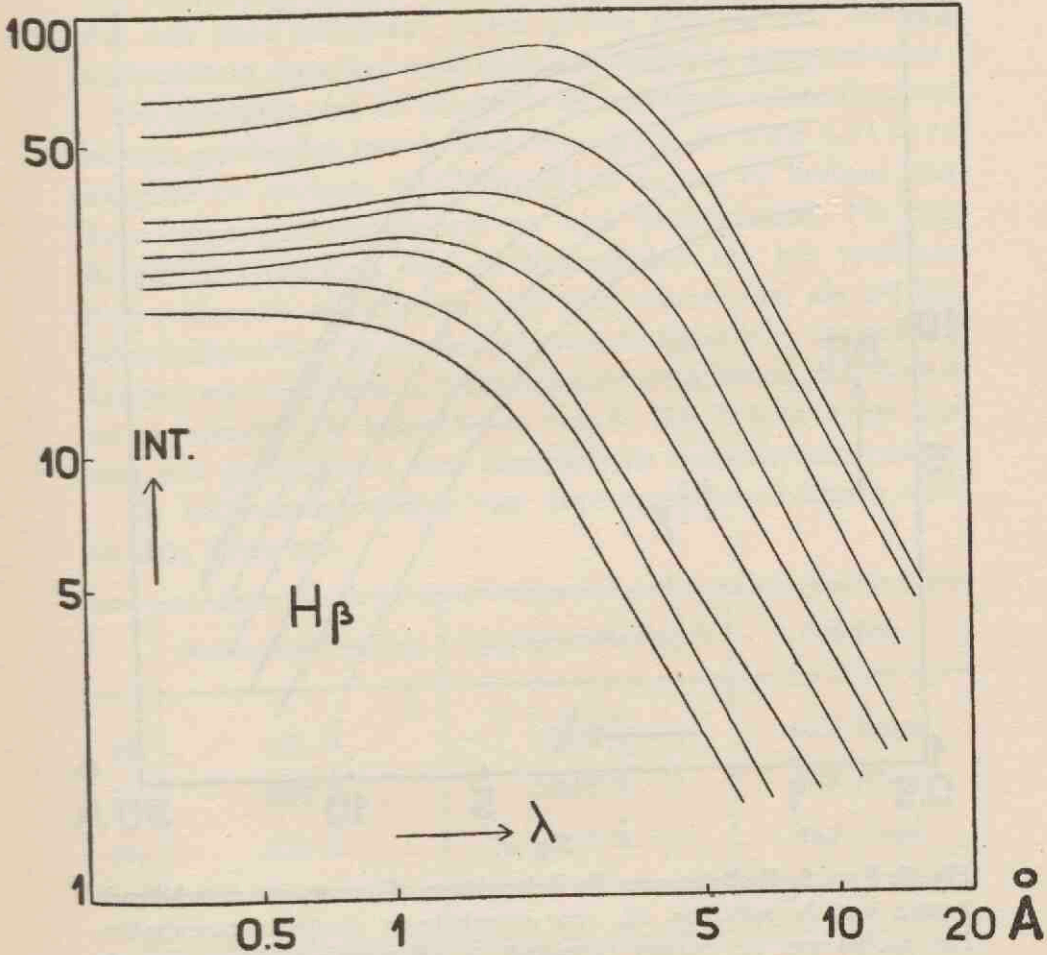


Fig. 8.

Uit de eerste voorwaarde volgt, dat de functie $I(y)$ symmetrisch moet zijn. Dit was in ons geval binnen de meetfouten het geval, zoodat wij hieruit mogen besluiten, dat aan de eerste voorwaarde is voldaan.

Wij hebben een schatting gemaakt van de zelfabsorptie.

Deze wordt in § 6 van dit hoofdstuk gegeven. Deze schatting toont aan, dat ook aan de tweede voorwaarde is voldaan.

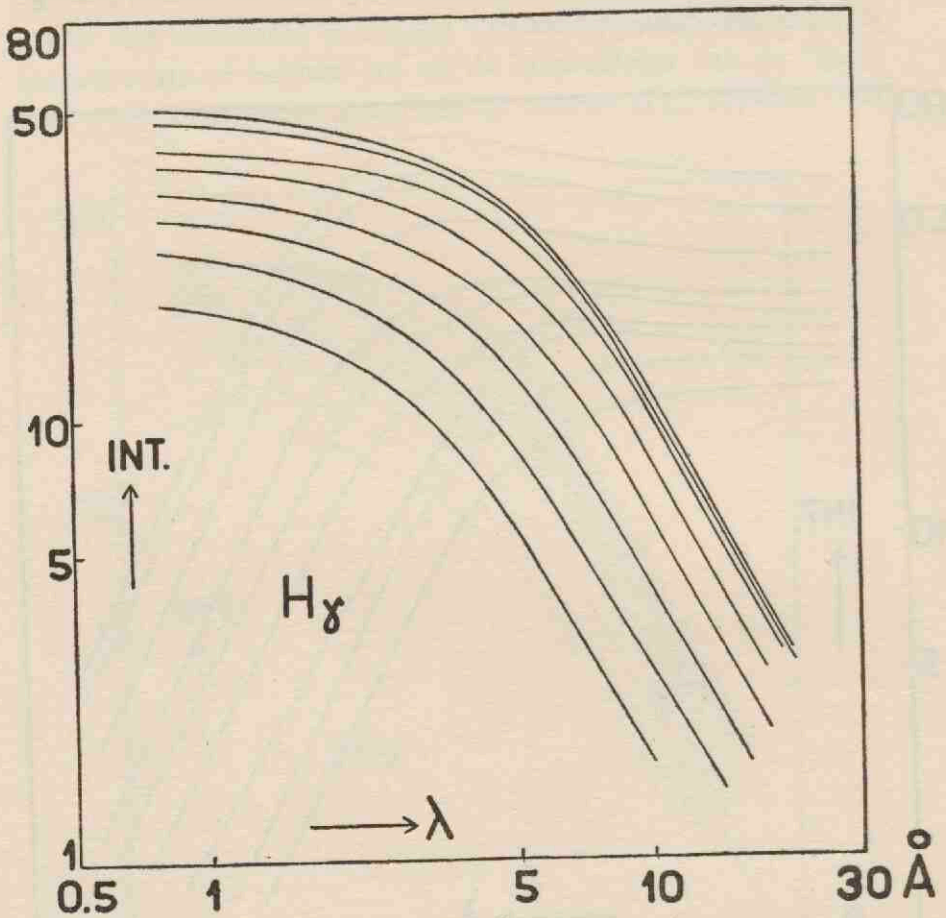


Fig. 9.

Fig. 7, 8 en 9. Profielen van de Balmerlijnen afkomstig uit verschillende punten van de ontleding, d.i. voor verschillende electronenconcentraties. Het profiel met de grootste intensiteit is afkomstig uit de as van de ontleding, terwijl ieder volgend profiel afkomstig is uit een punt, dat een zelfde stand verder van de as is gelegen. Deze afstand is voor $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$ resp. 0,088 mm, 0,143 mm en 0,154 mm.

§ 5. De eliminatie van Doppler- en apparaatverbreding.

Uit de in de fig. 7, 8 en 9 weergegeven lijnprofielen moet nu nog de invloed van de Doppler- en apparaatverbreding

verwijderd worden. De eliminatie van de apparaatverbreeding had feitelijk reeds moeten geschieden vóór de toepassing van de analyse, dus direct aan de gemeten lijnprofielen. Om echter een grotere nauwkeurigheid te bereiken, is dit niet geschied. Een eenvoudige mathematische beschouwing, die wij aan het slot van deze paragraaf zullen geven, leert echter, dat het eindresultaat door het omkeeren der volgorde niet verandert.

De eliminatie van de Doppler- en apparaatverbreeding zou kunnen geschieden met de door Burger en van Cittert aangegeven methode ¹¹⁾. Wij hebben echter de invloed van deze extraverbreedingsoorzaken niet geëlimineerd. Na een dergelijke bewerking van de lijnprofielen zou het resultaat niet voldoende nauwkeurig meer zijn, vooral niet, als wij het intensiteitsverloop in de vleugels van de lijnen niet ver genoeg kennen, om conclusies te trekken bij de vergelijking van theorie en experiment. De lijnprofielen van de fig. 7, 8 en 9 zijn dus nog niet gecorrigeerd voor Doppler- en apparaatverbreeding.

De halfwaardebreedten van deze extraverbreedingen voor de drie lijnen zijn:

	Apparaatverbreeding	Dopplerverbreeding ¹²⁾	Dispersie
H α	1,9 Å	0,18 Å	81,7 Å/mm
H β	0,58 Å	0,14 Å	27,8 Å/mm
H γ	0,29 Å	0,12 Å	18,2 Å/mm

Als extraverbreedingsoorzaak overheerscht dus de apparaatverbreeding. De verbreedingsfuncties van het apparaat voor de verschillende lijnen zijn weergegeven in de fig. 10, 11 en

¹¹⁾ H. C. Burger en P. H. van Cittert, Z. S. f. Phys. 79, 722, 1932. Z. S. f. Phys. 81, 428, 1933.

¹²⁾ Aangenomen is voor de gastemperatuur van de ontlading 6000° K, een temperatuur, zooals door andere metingen aan dezelfde ontlading in Utrecht is gevonden. W. R. Vijverberg, Thesis Utrecht, 1937.

12, terwijl voor de Dopplerverbreiding een Gaussische verdeling wordt aangenomen.

Vergelijken wij de halfwaardebreedten van de Doppler- en apparaatverbreiding met die van de drie lijnen, dan blijkt, dat de vertekening van het profiel voor $H\alpha$ vrij ernstig zal zijn, vooral in het centrale gedeelte van de lijn. Bij $H\beta$ en $H\gamma$ daarentegen zal er nagenoeg geen storing in het profiel op-

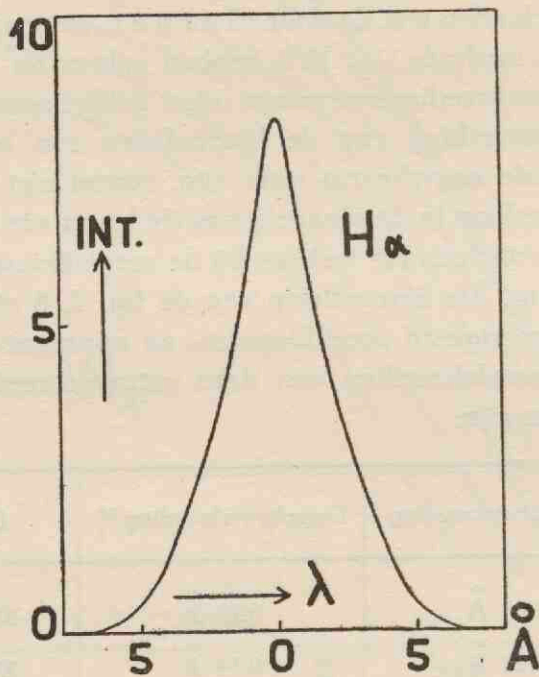


Fig. 10. Apparaatfunctie van de Fuess-spectrograaf voor $H\alpha$.

treden. Het intensiteitsverloop in de vleugels van deze lijnen zal niet gestoord worden, terwijl bij $H\gamma$ ook in het centrale gedeelte vanwege het vlakke intensiteitsverloop slechts een geringe vertekening is te verwachten.

Voor de lijnprofielen van $H\alpha$ en $H\beta$ afkomstig uit het centrum van de ontlading, d.i. voor de hoogste electronenconcentratie, hebben wij met de methode aangegeven door Burger en van Cittert, de invloed van Doppler- en

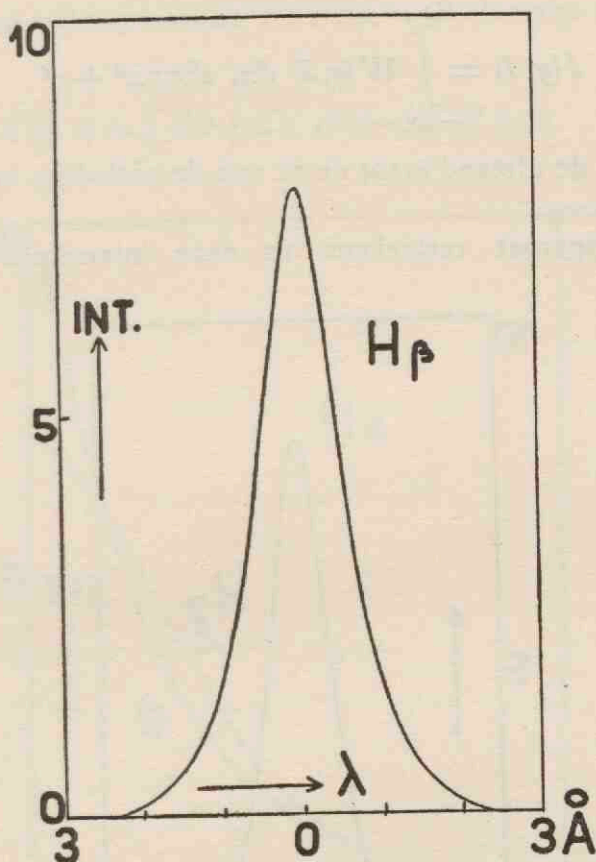


Fig. 11. Apparaatfunctie van de Fuess-spectrograaf voor $H\beta$.

apparaatverbreding geëlimineerd. De aldus gecorrigeerde lijnprofielen zijn tesamen met de oorspronkelijke weergegeven in de fig. 13 en 14.

Wij zullen nu nog aantonen, dat de apparaatverbreding inplaats van vóór de grafische analyse daar ook na, zooals door ons is gedaan, geëlimineerd mag worden.

Zij $W(r, \lambda)$ de intensiteitsverdeling van de verbrede lijn in de ontlading als functie van de straal r tot de as van de ontlading. Door de afbeelding ontstaat er op de spleet van de spectrograaf een intensiteitsverdeling $I(y, \lambda)$ gegeven door:

$$I(y, \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(r, \lambda) dx, \quad r^2 = x^2 + y^2$$

waarbij y de afstand is tot de as van de ontlading in het beeld van de boog.

Het apparaat vertee kent nu deze intensiteitsverdeling

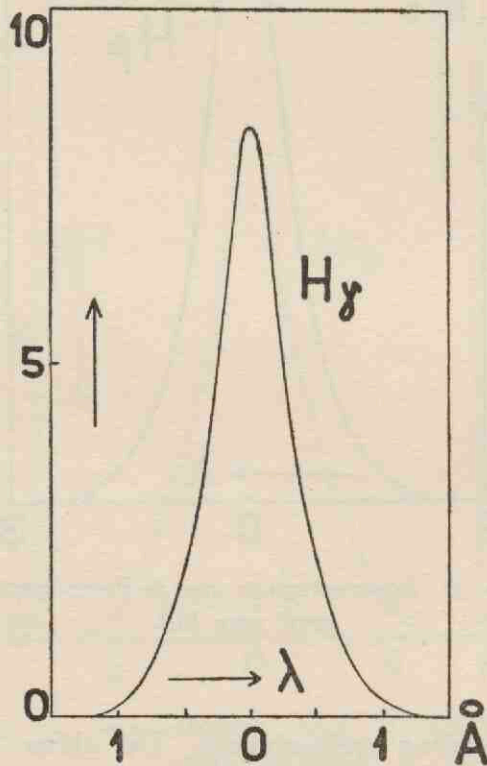


Fig. 12. Apparaatfunctie van de Fuess-spectrograaf voor $H\gamma$.

$I(y, \lambda)$ en wel wordt, als $A(\lambda)$ de apparaatfunctie voorstelt, het gemeten profiel van de lijn $S(y, \lambda)$ gegeven door:

$$S(y, \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda' A(\lambda - \lambda') \int_{-\infty}^{+\infty} W(r, \lambda) dx$$

Deze uitdrukking kunnen wij echter ook als volgt schrijven:

$$S(y, \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda' A(\lambda - \lambda') W(r, \lambda)$$

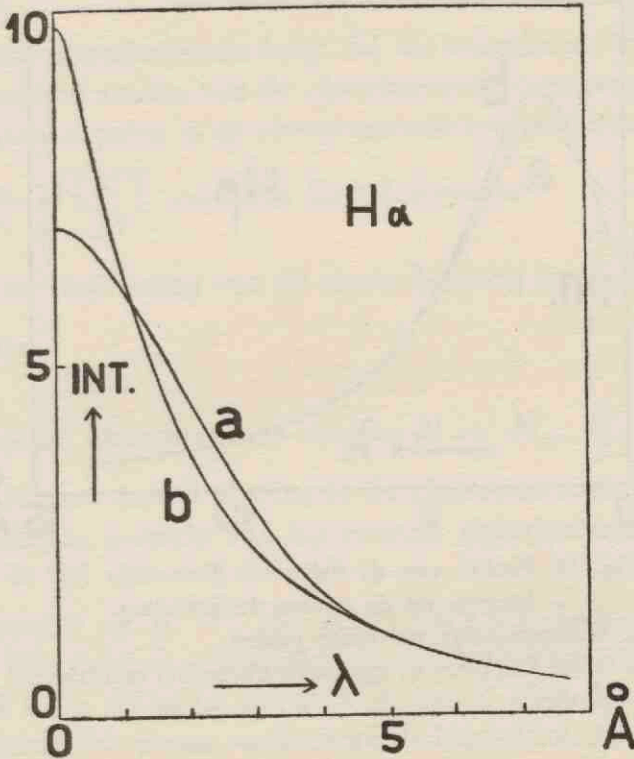


Fig. 13. Profiel van de verbrede Balmerlijn $H\alpha$ afkomstig uit de as van ontlading.

- a. Oorspronkelijk gevonden profiel.
- b. Voor Doppler- en apparaatverbreding gecorrigeerd profiel.

Als wij nu op de gemeten lijnvormen de analyse gaan toepassen, dan vinden wij de functie:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda' A(\lambda - \lambda') W(r, \lambda)$$

als functie van r . Maar dit is juist de ware lijnvorm $W(r, \lambda)$ verteekend door het apparaat.

De grafische analyse en de eliminatie van de apparaatverbreeding mogen dus verwisseld worden.

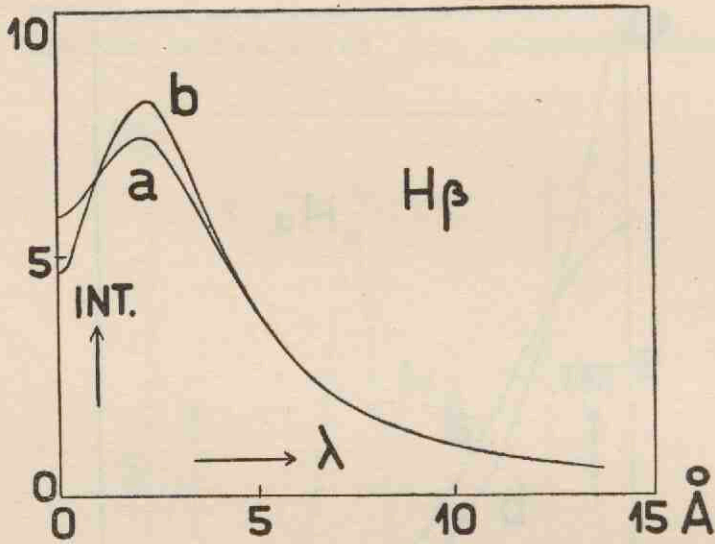


Fig. 14. Profiel van de verbrede Balmerlijn $H\beta$ afkomstig uit de as van de ontlading.

a. Oorspronkelijk gevonden profiel.

b. Voor Doppler- en apparaatverbreeding gecorrigeerd profiel.

§ 6. De zelfabsorptie van de Balmerlijnen.

Als voorwaarde, dat de gegeven grafische analyse mag toegepast worden, vermeldden wij, dat het noodzakelijk is, dat er geen of slechts een geringe zelfabsorptie optreedt. Om een oordeel over de grootte der absorptie te krijgen hebben wij de volgende schatting uitgevoerd.

De sterkste absorptie treedt op bij straling, die de totale boogdiameter doorloopt. Deze absorptie moet klein zijn, dus evenredig met het aantal absorbeerende atomen. In de Schützsche absorptiekromme moet het punt, dat de absorptie aan-

geeft, dus gelegen zijn op het rechte deel in het begin van de kromme ¹³⁾).

De grootheid $\log \frac{lfN}{b}$ bij een bepaalde waarde van de parameter a is hiervoor maatgevend. De beteekenis van de letters is:

l = dikte absorbeerende laag, d.i. de boogdiameter.

f = oscillatorsterkte van de absorbeerende overgang.

N = aantal atomen in de absorbeerende toestand per cm^3 .

$b = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2KT}{M}}$ = halve Dopplerbreedte.

$a = \frac{\omega'}{b}$ = verhouding van de totale demping tot de Dopplerbreedte.

Het aantal absorbeerende atomen $N = N_0 \cdot \frac{g}{2} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{KT}}$,

waarbij N_0 het aantal atomen in de grondtoestand is, $g = 8$ het statistische gewicht van het tweede, absorbeerende niveau

van waterstof en $e^{-\frac{\epsilon}{KT}}$ de Boltzmann-factor van dit niveau. Wij hebben ondersteld, dat de ontladings temperatuur 8000°K is. In dit geval wordt $N = 1,6 \times 10^{12}$. De diameter van de boog $l = 6 \text{ mm}$, welke waarde bepaald is uit de lengte der Balmerlijnen.

De verdere grootheden voor de drie lijnen worden gegeven door onderstaande tabel:

	b in sec.^{-1}	$f^{14)}$	$\log \frac{lfN}{b}$
$H\alpha$	$1,10 \times 10^{11}$	0,6408	0,75
$H\beta$	$1,49 \times 10^{11}$	0,1193	0,02
$H\gamma$	$1,67 \times 10^{11}$	0,0447	0,59—1

¹³⁾ E. F. M. v. d. Held, Thesis Utrecht, 1932.

¹⁴⁾ M. Y. Sigiura, Journ. de Phys. et le Radium, 8, 113, 1927.

Nu is de waarde van de parameter a in ons geval, vanwege de sterke verbreeding door andere oorzaken dan het Dopplereffect, zeer groot. Uit de Schütz-sche kromme kunnen wij dan afleiden, dat wij een ontlading met slechts een onbelangrijke zelfabsorptie hebben. De waarde van $\log \frac{lfN}{b}$ die is opgegeven, levert een bovenste grens voor de zelfabsorptie.

HOOFDSTUK II

TOEPASSING VAN DE THEORIE VAN HOLTSMARK

§ 1. *De statische theorie van de verbreding.*

Het profiel van de door Starkeffect verbreedde lijn is te berekenen, als bekend zijn de waarschijnlijkheidsverdeling van het elektrische veld als functie van de ionen- en electronenconcentratie en het Stark-patroon, d.w.z. intensiteit en verplaatsing van de componenten van de lijn.

De hierbij gemaakte aannamen zijn:

1. De verbreding is alleen het gevolg van de verplaatsing van de energieniveaus door het Starkeffect.
2. De splitsing op elk oogenblik hangt af van de veldsterkte, die door alle geladen deeltjes tesamen op dat stijdstip wordt veroorzaakt in het centrum van het stralende atoom.
3. De velden veranderen zeer langzaam. De verbreding wordt dus als een statisch probleem behandeld.

Wij zullen nu eerst het profiel van de verbreedde lijn berekenen en daarna aan de hand van het experiment nagaan in hoeverre de gemaakte veronderstellingen juist zijn.

De berekening van het lijnprofiel geschiedt als volgt. Zij $W(F)dF$ de kans, dat de elektrische veldsterkte een waarde heeft tusschen F en $F + dF$ bij een gefixeerde electronenconcentratie. Neem verder het Starkeffect, zooals bij waterstof

het geval is, lineair. Dus voor iedere component geldt $\lambda = c_k F$, waarbij c_k de evenredigheidsfactor is tusschen de verplaatsing λ en de veldsterkte F . Ieder der componenten zal nu verbreed worden volgens de waarschijnlijkheidsverdeling van het electriche veld; het intensiteit-golflengteprofiel wordt dus voor ieder der componenten:

$$I_k(\lambda) d\lambda = W\left(\frac{\lambda}{c_k}\right) d\left(\frac{\lambda}{c_k}\right), \text{ waarbij } \int_0^{\infty} I_k(\lambda) d\lambda = 1$$

Wij nemen daarbij uitdrukkelijk aan, dat de intensiteiten der componenten niet van de veldsterkte afhangen.

De intensiteitsverdelingen van de verschillende componenten moeten nu gesuperponeerd worden in de verhoudingen van de totale intensiteiten, waarmede de componenten in het Starkeffect optreden. In het geval van waterstof moeten, wanneer de door Schrödinger¹⁵⁾ langs quantenmechanische weg berekende intensiteiten worden genomen, de intensiteiten van de loodrecht gepolariseerde componenten met het dubbele gewicht meegerekend worden, zooals gemakkelijk is in te zien.

De intensiteitsverdeling van de verbrede lijnen wordt nu:

$$I(\lambda) d\lambda = \left\{ \sum_k \frac{2 I_k^{\perp}}{c_k} W\left(\frac{\lambda}{c_k}\right) + \sum_k \frac{I_k^{\parallel}}{c_k} W\left(\frac{\lambda}{c_k}\right) \right\} d\lambda$$

Bij waterstof zijn, daar het Starkeffect symmetrisch is, symmetrische lijnen te verwachten.

§ 2. De waarschijnlijkheidsverdeling van het electriche veld.

Voor de berekening van het profiel van de verbrede lijn dienen wij de waarschijnlijkheidsverdeling van de electriche veldsterkte als functie van de electronenconcentratie te kennen.

Deze verdeling is het eerst door Holtsmark be-

¹⁵⁾ E. Schrödinger, Ann. d. Phys., 80, 467, 1926.

rekend ¹⁶⁾). Later heeft Gans ¹⁷⁾ in de afleiding voor de waarschijnlijkheidsverdeling een correctie aangebracht, die in staat stelt de diameter van de deeltjes in aanmerking te nemen. Uit de berekeningen van Gans volgt, dat de door Holtsmark gevonden verdeelingsfunctie de limiet is voor kleine dichtheden van de deeltjes, terwijl voor groote dichtheden de verdeelingsfunctie een Gaussische wordt ¹⁸⁾).

Berekening levert, dat wij in het geval van de boogontlading, waar dichtheden van de geladen deeltjes van ca. 10^{15} per cm^3 optreden, wij in het geval van de kleine dichtheden verkeeren. Voor de waarschijnlijkheidsverdeling van de elektrische veldsterkte zullen wij dus de Holtsmarksche verdeelingsfunctie invoeren ¹⁹⁾).

De karakteristieke trekken van de verdeelingsfunctie zijn:

$$1. \quad W(F, n) = W\left(\frac{F}{n^{2/3}}\right)$$

Voor verschillende electronenconcentraties heeft de verdeelingsfunctie dezelfde vorm, indien wij $\frac{F}{n^{2/3}}$ als argument nemen.

$$2. \quad W(F) \sim F^{-5/2} \text{ voor groote waarden van de veldsterkte } F.$$

Deze beide feiten zijn ook direct in te zien. Het eerste met behulp van een eenvoudige gelijkvormigheidsbeschouwing zoals gegeven is door Debye ²⁰⁾). Het tweede door te bedenken, dat de hooge veldsterkten voornamelijk worden ver-

¹⁶⁾ J. Holtsmark, Ann. d. Phys., 58, 576, 1919.

¹⁷⁾ G. Rans, Ann. d. Phys., 66, 396, 1921.

¹⁸⁾ De gevallen van groote dichtheden zijn zeer snel te behandelen op de manier aangegeven door L. S. Ornstein, Proc. R. Ac., Amsterdam, 38, 491, 1935.

¹⁹⁾ Wij hebben de Holtsmarksche verdeelingsfunctie ontleend aan S. Verweij, Publications of the Astronomical Institute of the University of Amsterdam, No. 5, 1936.

²⁰⁾ P. Debye, Physik. Zs., 20, 160, 1929.

oorzaakt door één geladen deeltje, in welk geval wij zeer eenvoudig afleiden, dat $W(F) \sim F^{-5/2}$.

Voor het profiel van de verbrede lijnen volgt hieruit:

1. Voor verschillende electronenconcentraties is het profiel gelijkvormig; de verbreeding is evenredig met $n^{2/3}$.

2. De intensiteitsverdeling in de vleugels wordt beschreven door $I(\lambda) = \text{constante} \cdot \lambda^{-5/2}$.

De voor $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$ berekende profielen zijn weergegeven in fig. 15.

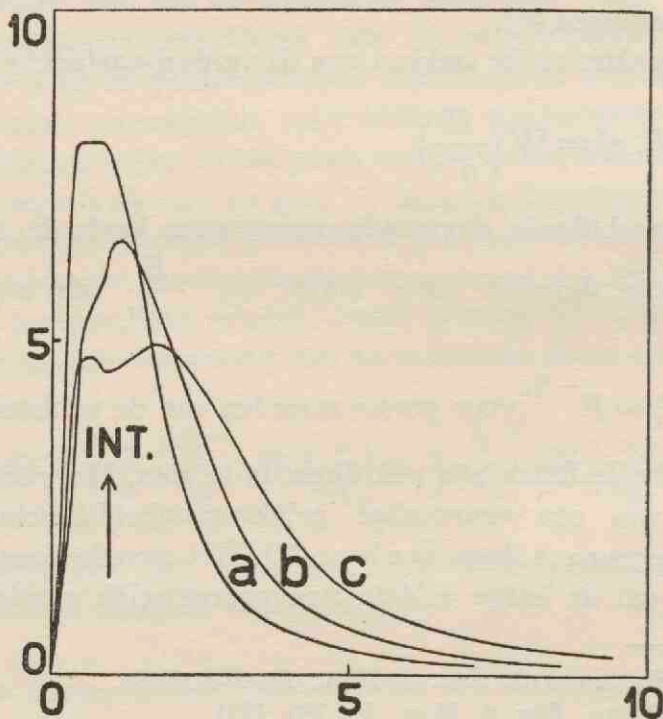


Fig. 15. Profielen voor $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$ berekend volgens de statische theorie van Holtzmark (resp. de krommen a, b en c). Bij $H\alpha$ en $H\gamma$ moet de niet-verbrede middencomponent nog in rekening gebracht worden. De verbredingen van de lijnen zijn met elkaar te vergelijken.

HOOFDSTUK III

TOETSING DER THEORIE

§ 1. *Afwijkingen van de experimenteel gevonden lijnprofielen van de volgens de statische theorie berekende.*

Wanneer wij de experimenteel gevonden lijnprofielen (fig. 7, 8, 9, 13 en 14) met de volgens de statische theorie berekende vergelijken (fig. 15), blijken er groote verschillen tusschen beide te bestaan.

Deze verschillen kunnen in de volgende punten samengevat worden:

1. Het experimenteel gevonden en het berekende lijnprofiel kunnen niet tot dekking worden gebracht, zelfs niet voor een bepaald gedeelte van de lijn.

2. Het intensiteitsverloop $I(\lambda)$ in de vleugels van de experimenteele lijnprofielen wordt gegeven door λ^{-2} , terwijl het verloop, volgens de theorie van H o l t s m a r k te verwachten, bij de in ons geval optredende verbredingen $I(\lambda) (\propto) \lambda^{-5/2}$ had moeten zijn.

3. In het centrale gedeelte van de lijnen $H\alpha$ en $H\gamma$ treedt een afwijking op, die vooral bij $H\gamma$ zeer groot is.

In het Starkeffect van beide lijnen toch treedt een centrale component op, d.w.z. een component, die op de plaats van de oorspronkelijke lijn blijft. Deze centrale component zal door het intermoleculaire Starkeffect niet verbreed worden. De

oorzaken, waardoor toch nog een verbreeding van deze component zal optreden, zijn het Dopplereffect en de verbreeding door het gebruikte spectraalapparaat. Men kan nu om het centrale gedeelte van de gevonden lijn te vergelijken met het berekende profiel, de experimenteel gevonden lijn verminderen met de door Dopplereffect en apparaat verbrede middencomponent. Deze moet men dan een intensiteit geven, die de juiste fractie is van de totaalintensiteit van de lijn. Het gedeelte van de lijn, dat behalve een Doppler- en apparaatverbreeding, alleen een verbreeding ondergaat tengevolge van het intermoleculaire Starkeffect, blijft dan over.

Passen wij dit procédé bij $H\gamma$ toe, dan zou in het centrale gedeelte van de lijn een zeer groote negatieve intensiteit optreden, m.a.w. de intensiteitsverhouding van het centrum van de lijn tot de vleugels is veel kleiner dan zij volgens Holtmark's theorie moest zijn.

Over $H\alpha$ waar het centrum van de lijn sterk verteekend wordt door Doppler- en apparaatverbreeding, kunnen wij het bovenstaande met niet zoo'n groote stelligheid beweren, maar alles wijst er op, dat er dezelfde afwijking als bij $H\gamma$ optreedt, zij het ook in veel geringer mate.

Ook uit de lijnprofielen verkregen met het rooster (fig. 4 en 6) komt men tot dezelfde conclusies. Hier wordt de afwijking wat kleiner, omdat het centrum van de lijn meer intensiteit krijgt dan het overige gedeelte van de lijn. Dit is een gevolg van het feit, dat er lijnprofielen van verschillende deelen van de boog en dus verschillende electronenconcentraties worden gesuperponeerd.

De afwijking is echter ook in de roosterspectra nog zeer sterk aanwezig en wel bij $H\gamma$ in sterkere mate dan bij $H\alpha$.

4. Het centrale gedeelte van $H\beta$ vertoont eveneens een afwijking. De lijn $H\beta$ heeft in het Starkeffect géén middencomponent. In het centrale gedeelte van het profiel van $H\beta$ moet dus volgens de theorie van Holtmark een intensiteitsminimum optreden. Dit minimum werd gevonden zoowel in de opnamen met de Fuess-spectrograaf als met het rooster.

Nadat het profiel van de lijn opgenomen met de Fuess-spectrograaf echter voor Doppler- en apparaatverbreeding is gecorrigeerd (fig. 14), blijft er een vrij groote eindige intensiteit in het centrum van de lijn bestaan. Dit is niet in overeenstemming met H o l t s m a r k's theorie, volgens welke wij in het centrum een intensiteit nul hadden moeten vinden.

Uit het vorenstaande is het duidelijk, dat een bepaling van de electronenconcentratie uit het profiel van de verbrede lijn zeer onzeker, zoo niet onmogelijk is, omdat het verband tus-schen verbreeding en electronenconcentratie niet meer door de theorie beschreven wordt.

§ 2. Nadere beschouwingen van de gevonden lijnprofielen.

De gevonden profielen van de Balmerlijnen worden gekarakteriseerd door de volgende feiten:

1. Het profiel is symmetrisch t.o.v. de oorspronkelijke plaats van de lijn.

2. De intensiteitsverdeeling $I(\lambda)$ wordt voor de vleugels van de lijnen beschreven door $I(\lambda) (\propto) \lambda^{-2}$. Dit wijst op een dispersieverdeeling voor de intensiteiten van de verbrede lijnen. Het profiel is er echter niet in zijn geheel mede te beschrijven. Dit blijkt onder meer uit het intensiteitsminimum in het centrale gedeelte van $H\beta$.

De genoemde intensiteitsverdeling werd ook gevonden voor die vleugels van de gemeten Li-lijnen (fig. 16), waarbij, evenals bij waterstof, een lineair Starkeffect een rol speelt.

De gevonden intensiteitsverdeling, evenredig met λ^{-2} voor de vleugels, schijnt dus een verdeling te zijn, die karakteristiek is voor de in een boogontlading verbrede spectraal-lijnen ²¹⁾.

3. Het profiel van de verbrede Balmerlijnen is voor de

²¹⁾ Ook voor andere alkaliën, magnesium en aluminium in boogspectra volgt volgens oudere, niet gepubliceerde waarnemingen van W. Bleeker, hetzelfde verloop.

verschillende cilindrische zones van de ontlading nagenoeg gelijkvormig. Bij de profielen voor $H\gamma$ bestaat de gelijkvormigheid tot op 5 %, dat is dus binnen de meetnauwkeurigheid.

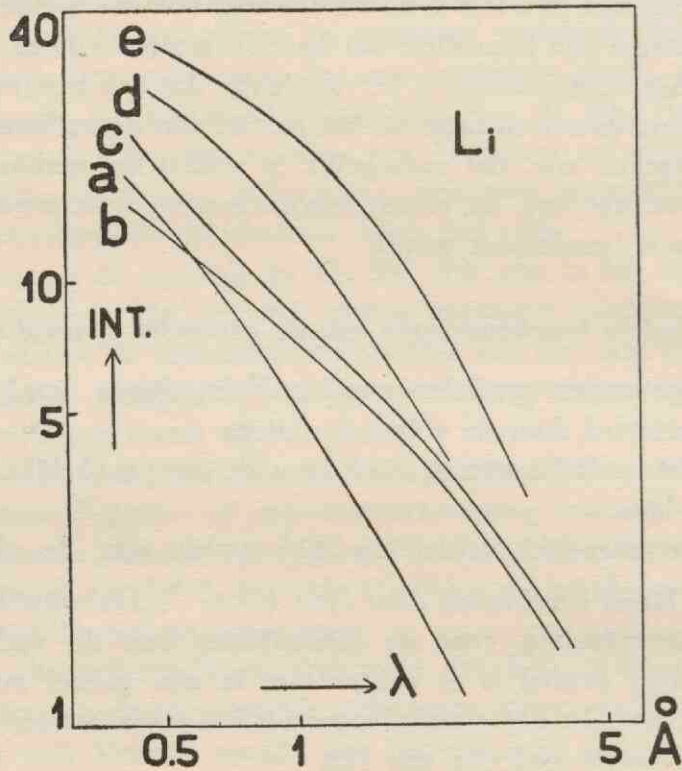


Fig. 16. Intensiteitsverdeling in de vleugels van de verbrede Li-lijnen.

- a. 2P—4D. Roode vleugel.
- b. 2P—5D. Roode vleugel.
- c. 2P—5D. Violette vleugel.
- d. 2P—6D. Roode vleugel.
- e. 2P—6D. Violette vleugel.

Bij de profielen voor $H\alpha$ en $H\beta$ is de gelijkvormigheid minder goed, hetgeen toe is te schrijven aan de vertekening van het profiel door Doppler- en apparaatverbreeding.

De lijnprofielen uit de verschillende cilindrische zones van

de ontleding kunnen nu tot dekking worden gebracht met het profiel afkomstig uit de as van ontleding. Deze „dekkingsfactoren” zijn voor de drie lijnen bepaald en in fig. 17 weer-

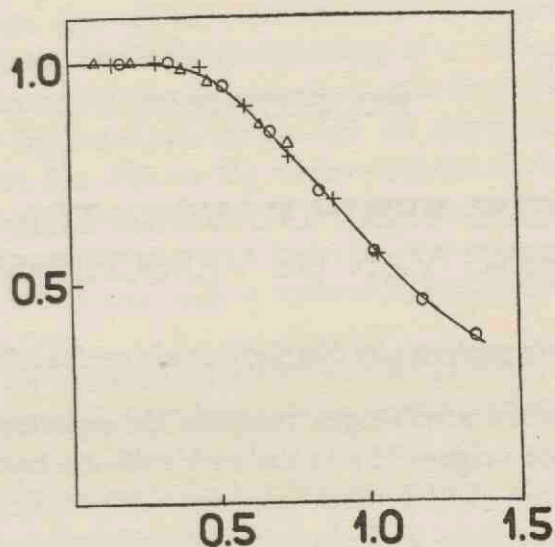


Fig. 17. Dekkingsfactoren als functie van de straal in mm voor $H\alpha$ Δ , $H\beta$ \circ en $H\gamma$ $+$.

gegeven als functie van de afstand r tot de as van de ontleding. Het blijkt, dat de verbreding van elk van de drie lijnen als functie van de afstand tot de as van de ontleding door éézelfde functie beschreven kan worden.

HOOFDSTUK IV

NADERE BESCHOUWING TER VERKLARING VAN DE VERSCHIJNSELEN

§ 1. *Het intermoleculaire Starkeffect als verbredingsoorzaak.*

De gevonden afwijkingen tusschen de experimenteele lijnvormen en de volgens H o l t s m a r k's theorie berekende lijnprofielen doen twijfel rijzen aan de juistheid der opvatting, dat de verbreding in de boogontlading het gevolg zou zijn van het intermoleculair Starkeffect. Zij dwingen ons in ieder geval tot de onderstelling, dat één of meerdere andere verbredingsoorzaken naast het intermoleculaire Starkeffect bestaan.

Er zal nu eerst worden nagegaan, of er nog van verbreding door het intermoleculaire Starkeffect gesproken mag worden.

De Balmerlijnen $H\alpha$ en $H\gamma$ kunnen hierover geen beslissing geven, daar het profiel van deze lijnen in geen enkel opzicht met het theoretisch volgens H o l t s m a r k's theorie te verwachten lijnprofiel overeenkomt. Uit het profiel van $H\beta$ daarentegen kunnen wij met vrij groote zekerheid besluiten, dat het intermoleculaire Starkeffect als verbredingsoorzaak werkzaam is.

De lijn $H\beta$ heeft geen middencomponent in het Starkeffect. In het centrale gedeelte van het lijnprofiel zal dan een intensiteitsminimum moeten optreden als de andere verbredingsoorzaken het profiel niet te sterk verteekenen, omdat in de H o l t s m a r k's c h e waarschijnlijkheidsverdeeling voor de

electrische veldsterkte, de veldsterkte nul met een kans nul voorkomt. Dit minimum werd gevonden bij enkele lijnprofielen van $H\beta$ verkregen uit opnamen met de Fuess-spectrograaf en ook bij de roosteropnamen.

Een ander, hoewel iets minder sterk argument voor de intermoleculaire Starkeffectverbreding is te verkrijgen uit de halfwaardebreedten van de experimenteele lijnprofielen.

Voor de halfwaardebreedten van de experimenteele lijnprofielen van $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$ vinden wij een verhouding van 1 : 1,82 : 2,10, terwijl wij met *Holtmark's* theorie komen tot een verhouding van 1 : 1,93 : 2,18. De overeenstemming is, gezien het feit er nog andere verbredingsoorzaken optreden, goed te noemen.

Ook uit de halfwaardebreedte van de Li-lijnen, die wij gemeten hebben, volgt een bewijs voor de intermoleculaire Starkeffectverbreding. Het Starkeffect is bij dit element lineair, doch niet symmetrisch. In het feit, dat roode- en violette verbreding van de lijnen verschilt, krijgen wij dus opnieuw een bevestiging ²²⁾. In de volgende tabel zijn de experimenteel bepaalde halfwaardebreedten $\Delta\lambda$, de verplaatsingen Δ van

		$\Delta\lambda$ in Å	Δ in Å	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta}$
2P-4D	Rood	0,232	4,7	0,50 - ²³⁾
	Violet	—	5,6 6,1 6,1	
2P-5D	Rood	0,55	8,8 9,6	0,60 0,56
	Violet	0,67	2,5 2,5 10,2 13,8	
2P-6D	Rood	0,55	13,0 13,5 3,8 3,0	0,43 0,69
	Violet	1,00	6,1 4,6 15,2 13,7	

²²⁾ Uit het symmetrische profiel van de Balmerlijnen zou dan ook volgen, dat er verbreding is door het intermoleculaire Starkeffect.

²³⁾ De violette vleugel van deze lijn wordt sterk door de verboden overgang 2P-4F gestoord.

de componenten van de lijnen in een electricch veld ter sterkte van 80.000 Volt/cm²⁴) en de verhoudingen van $\Delta\lambda$ en Δ weergegeven. Deze verhouding moet bij intermoleculaire Starkeffectverbreeding constant zijn.

De overeenstemming is ook voor Lithium tamelijk goed te noemen.

Uit deze feiten schijnt het ons gerechtigd te zijn te besluiten, dat het intermoleculaire Starkeffect optreedt als verbreedingsoorzaak. De gevonden afwijkingen van *Holtsmark's* theorie noodzaken ons echter ook andere verbreedingsoorzaken aan te nemen, die wij thans nader zullen bespreken.

§ 2. *Mogelijke verklaring van de afwijkingen.*

Er zal nu een onderzoek ingesteld worden naar de oorzaken, die tot een afwijking kunnen leiden van het experimenteel gevonden profiel en het volgens de theorie van *Holtsmark* berekende. Bij de tot nu ontwikkelde beschouwingen over de verbreeding van spectraallijnen in een boogontlading is steeds ondersteld, dat het een verbreeding betrof door ionen en electronen. De invloed van de neutrale deeltjes is nooit in aanmerking genomen. Het eerste, wat ons dus te doen staat, is na te gaan, of er soms een sterke verbreeding zou kunnen optreden tengevolge van een storing van het stralende atoom door ongeladen deeltjes.

Beschouwen wij het geval van de verbrede Balmerlijnen. De optredende verbreeding door de neutrale deeltjes zou hier afkomstig moeten zijn van de aanwezige waterstofatomen²⁵). Er zou dan een koppelingsverbreeding optreden, die het gevolg is van de wisselwerking tusschen de aangeslagen en de niet aangeslagen waterstofatomen. Om de halfwaardebreedte van deze verbreeding, die de dispersievorm heeft, te berekenen

²⁴) Hdb. d. Phys., 21, 479, 1927.

Rufus H. Snijder, Phys. Rev., 33, 354, 1929.

²⁵) Bij de optredende gastemperatuur van de ontlading, 6000° K, is practisch alle waterstof atomair aanwezig (98 %).

hebben wij gebruik gemaakt van de formules afgeleid door Furssow en Wlassow²⁶⁾. De berekening leert, dat in het geval van de in een waterstofboogontlading optredende omstandigheden, een verbredening met een halfwaardebreedte van maximaal 0,2 Å. verwacht kan worden. De koppelingsverbredening kan dus de gevonden verschillen niet verklaren. Hieruit volgt dan tevens, hetgeen zeer belangrijk is, dat de verbredening van de spectraallijnen in een boogontlading uitsluitend door geladen deeltjes wordt veroorzaakt. Dit wordt bevestigd door het verschil in lijnprofiel in de verschillende cilindrische zones van de ontlading, waarin de waterstofatomenconcentratie weinig, de electronenconcentratie sterk verandert.

De afwijkingen kunnen nu alleen nog verklaard worden door een ander mechanisme voor de verbredening aan te nemen dan in de statische theorie van H o l t s m a r k gebruikt is.

Het meest aan twijfel onderhevige punt in deze theorie is wel de onderstelling, dat de elektrische veldsterkte langzaam verandert, waardoor het dus mogelijk is de geheele verbredening als een statisch probleem te behandelen.

Een schatting van de snelheid van de verandering van de velden leverde als resultaat, dat in de tijd, die het electron van het aangeslagen atoom noodig heeft om éénmaal zijn baan te doorlopen, de elektrische veldsterkte zeer gemakkelijk van richting kan omkeeren. Men mag dus het probleem niet meer statisch beschouwen, maar zou het geheel moeten behandelen op een wijze zooals dit door L e n z²⁷⁾ is gedaan voor de drukverbreding van spectraallijnen. Het mathematische werken van dit denkbeeld voert tot moeilijkheden.

Toch kan men opmerken, dat de veranderlijke velden vergelijkbaar zijn met „botsingen” in de zin van de dispersie-theorie van L o r e n t z, zoodat zij zeker tot een met de dispersieverbreding analoge verbredening aanleiding zullen

²⁶⁾ W. Furssow en A. Wlassow, Sow. Phys., 10, 378, 1936.

²⁷⁾ W. Lenz, Zs. f. Phys., 80, 423, 1933.

geven. Alleen zal er een gemiddelde „botsingstijd” optreden, die geheel van de in de theorie van Lorentz optredende verschilt.

Op een punt van overeenkomst met de lijnverbredening door druk willen wij hier nog wijzen. Bij deze verbredening ontstaat er een afwijking van de statisch te verwachten intensiteitsverdeeling door de beweging der deeltjes, die aan de vleugels van de lijnen een dispersievorm geeft. Het schijnt ons toe, dat ook in het geval van de verbredening door het intermoleculaire Starkeffect de beweging van de deeltjes de lijnen volgens een met de dispersieverbreeding analoge vorm zal verbreedend.

De afwijkingen in het centrum van de lijnen $H\alpha$ en $H\gamma$ kunnen met deze verandering in de theorie echter niet verklaard worden, omdat de middencomponent geen verplaatsing ondergaat en dus ongevoelig is voor veldveranderingen. De verklaring van deze afwijking zal men, naar het ons toeschijnt, moeten vinden door de inhomogeniteit van de velden in aanmerking te nemen. Een desbetreffende schatting²⁸⁾ leert, dat tengevolge van de inhomogeniteit van de velden er nog een kleine verplaatsing van de middencomponent optreedt, die echter juist voldoende is om de gevonden afwijking te verklaren. Voor de andere componenten van de lijn komt deze verplaatsing als extraverebreeding niet in aanmerking.

In hoeverre niet-adiabatische botsingen van de aangeslagen atomen met de ionen en electronen, waarbij energieoverdracht plaats vindt aan de geladen deeltjes, nog als verbreedingsoorzaak in aanmerking komt, valt moeilijk te zeggen, aangezien wij over deze processen te weinig weten. Uit de niet specifieke verbredening van de Balmerlijnen als functie van de

²⁸⁾ Wij hebben de verplaatsing beschouwd tengevolge van de storing door één electron. Het veld ter plaatse van het stralende atoom is te beschrijven als een homogeen veld, waarover een inhomogeniteit is gesuperponeerd. Het Starkeffect in het homogene veld voert tot het ongestoorde probleem, waarna dan de inhomogeniteit als storing is beschouwd. Voor de component (113) (002) van $H\gamma$ vinden wij b.v. als verplaatsing bij een veldsterkte van 30.000 Volt/cm 0,5 Å.

electronenconcentratie zou men tot de conclusie komen, dat deze laatste verbreding geen rol speelt, omdat bij niet-adiabatische botsingen men in het algemeen verschillen zal vinden voor de verschillende lijnen.

Onze slotconclusie is, dat de verbreding van spectraallijnen in een boogontlading zeker door het intermoleculaire Stark-effect beïnvloed wordt, waarbij dan echter de beweging der deeltjes en de inhomogeniteit der elektrische velden in aanmerking moeten worden genomen („dynamische” theorie).

Uit de verbrede lijnprofielen hebben wij, zoo goed als mogelijk was, de electronenconcentratie bepaald. Deze bedroeg in het geval van de boogontlading in waterstof $4 \cdot 10^{15}$ per cm^3 en voor de Li-ontlading $5 \cdot 10^{14}$ per cm^3 . Deze waarden kloppen wat orde van grootte betreft met de door Ornstein en Brinkman aangegeven waarden. Een nauwkeuriger bepaling van de electronenconcentratie uit de verbrede lijnen zal eerst mogelijk zijn als het verband tusschen verbreding en electronenconcentratie beter bekend is.

De „dekkingsfactoren” in fig. 17 geven het verloop van een met de electronenconcentratie samenhangende grootte als functie van de straal van de cilindrische zone in de zuil van de waterstofboogontlading.

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

INHOUD

Bladz.

Inleiding 9

Hoofdstuk I. Experimenteële resultaten.

- § 1. Metingen verricht aan verbrede Li-lijnen 11
- § 2. Metingen verricht aan de Balmerlijnen $H\alpha$,
 $H\beta$ en $H\gamma$ 14
- § 3. Nauwkeurige meting van de lijnprofielen van
de Balmerlijnen $H\alpha$, $H\beta$ en $H\gamma$ 17
- § 4. De grafische analyse 19
- § 5. De eliminatie van Doppler- en apparaatver-
breeding 22
- § 6. De zelfabsorptie van de Balmerlijnen 28

Hoofdstuk II. Toepassing van de theorie van Holtzmark.

- § 1. De statische theorie van de verbreeding 31
- § 2. De waarschijnlijkheidsverdeeling van het elec-
trische veld 32

Hoofdstuk III. Toetsing der theorie.

- § 1. Afwijkingen van de experimenteel gevonden
lijnprofielen van de volgens de statische theorie
berekende 35
- § 2. Nadere beschouwing van de gevonden lijn-
profielen 37

Hoofdstuk IV. Nadere beschouwing ter verklaring der verschijnselen.

- § 1. Het intermoleculaire Starkeffect als verbree-
dingsoorzaak 40
 - § 2. Mogelijke verklaring van de afwijkingen 42
-

STELLINGEN

I.

Voor het inzicht in photochemische reacties is de kennis van het fluorescentiespectrum een belangrijk hulpmiddel.

II.

Beschouwingen als door Kautsky c.s. over het mechanisme van de koolzuurassimilatie geleverd, kunnen slechts door gelijktijdige metingen van fluorescentie en koolzuurassimilatie getoetst worden.

H. Kautsky. *Biochem. Zeits.*, 274, 421, 1934.
274, 435, 1934.
277, 250, 1935.
278, 373, 1935.
284, 412, 1936.
290, 248, 1937.

III.

De verlichtingsmethode der indirecte verlichting is voor hooge ruimten niet aan te bevelen.

IV.

Het gelden van de wet van Weber-Fechner levert geen aanwijzing op voor het bestaan van een logaritmisch verband tusschen de helderheidsge waarwording en de intensiteit van het opvallende licht.

V.

De bepaling van de radiale temperatuurverdeling in de koolboog uit de intensiteitsverdeling der spectraallijnen over de doorsnede van de zuil van de boog is door Hörmann onjuist geschied.

H. Hörmann. *Zs. f. Phys.*, 97, 539, 1935.

VI.

Door verschillende astrophysische beschouwingen is waarschijnlijk geworden, dat de zon een stroom van uiterst snelle deeltjes uitzendt. Een verklaring voor het bestaan van deze deeltjes zou gevonden kunnen worden in neutronen, die uit het binnenste der zon stroomen, en die in de buitenste lagen radioactieve atoomkernen vormen.

S. Rosseland, *Theoretical Astrophysics*, 275.

D

Ut

19