



Intensiteitsmetingen in het heliumspectrum

<https://hdl.handle.net/1874/296649>

INTENSITEITSMETINGEN
IN HET HELIUMSPECTRUM

s.
cht

INTENSITEITSMETINGEN IN HET HELIUMSPECTRUM

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. A. A. PULLE, HOOG-
LEERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN NA-
TUURKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SE-
NAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDEN-
KINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NA-
TUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG
20 JANUARI 1930 DES NAMIDDAGS 4 UUR, DOOR

WILLEM ELENBAAS
GEBOREN TE GAPINGE

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

DRUKKERIJ G. J. WILLEMSE, DOMPLEIN 11, UTRECHT.

RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT



1783 8396

*Aan mijn Ouders.
Aan mijn aanstaande Vrouw.*

Bij het beëindigen mijner academische studie maak ik gaarne van deze gelegenheid gebruik U, Oud-Hoogleraren, Hoogleraren en Lectoren der Faculteit van Wis- en Natuurkunde m'n oprechten dank te betuigen voor het genoten onderwijs.

In het bijzonder dank ik U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, voor de voortdurende hulp en steun die ik bij de bewerking van dit proefschrift van U mocht ondervinden. Uw voortdurende belangstelling en Uw groot enthousiasme waren steeds voor mij een aansporing tot werken. De jaren in Uw laboratorium doorgebracht, waar U zulk een sfeer van vriendschap hebt weten te scheppen, zullen bij mij steeds in aangename herinnering blijven.

Zeergeleerde Burger en Minnaert, Uw raad werd door mij steeds op prijs gesteld.

Waarde Willemse, steeds stondt ge met Uw technische kennis klaar om bij het construeeren der buizen behulpzaam te zijn. Hiervoor mijn hartelijken dank.

Tenslotte een woord van dank aan van Dommelen, voor de hulp bij het photometreeren en uitmeten der platen.

Inhoud.

	bladz.
HOOFDSTUK I	
§ 1 Inleiding.	9
§ 2 Litteratuuroverzicht.	12
HOOFDSTUK II	
§ 3 De gebruikte buizen.	23
§ 4 Opstelling en meetmethode.	26
HOOFDSTUK III	
§ 5 De aanslagfuncties.	31
§ 6 Invloed van den druk.	37
§ 7 Stroomsterktevariatie.	40
§ 8 Vergelijking met de emissie van Geisslersche buizen.	43
§ 9 De triplet-singulet verhoudingen.	47
§ 10 De aanslagfunctie van de vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA}$.	50
HOOFDSTUK IV	
§ 11 De polarisatie der booglijnen.	53
§ 12 De polarisatie van de vonklijn.	60
HOOFDSTUK V	
§ 13 Optische methode ter bepaling van de gemiddelde vrije weglengte van electronen in gassen.	62
§ 14 Meting der vrije weglengte in <i>He</i> volgens de optische methode.	69
§ 15 Vergelijking met de elektrische methode ter bepaling van de gemiddelde vrije weglengte.	73
Zusammenfassung	76

HOOFDSTUK I.

§ 1. *Inleiding.*

Het termsysteem van Helium bestaat uit twee systemen, die men vroeger toeschreef aan twee soorten helium, nl. parhelium en orthohelium. De parheliumlijnen zijn enkelvoudig, terwijl men over de structuur der orthoheliumlijnen tot voor korte tijd in het onzekere verkeerde. Deze lijnen toch, verschenen in de spectraalapparaten met groot oplossend vermogen, als doubletten, terwijl men volgens de wisselwet van Sommerfeld, die zegt dat de multipliciteit der lijnen van een element uit een even rij van het periodiek systeem oneven is en van een oneven rij even, een oneven multipliciteit zou verwachten.

Dat de doubletten bij helium geen gewone doubletten waren, volgde uit de intensiteitsverhouding der componenten. Deze verhouding werd door voorloopige metingen van Ornstein en H. C. Burgur ¹⁾ bepaald op 1 : 6, terwijl D. Burgur ²⁾ in nauwkeurige metingen 1 : 8 vond. Waren de orthoheliumlijnen normale doublets, dan zou men een intensiteitsverhouding 1 : 2 verwachten. Als men echter aanneemt dat de orthoheliumlijnen tripletlijnen zijn waarvan de twee sterksten zoo dicht bij elkaar liggen dat ze in de gebruikte spectraalapparaten samenvallen, dan moet men voor het schijnbare doublet een intensiteitsverhouding 1 : (3+5) verwachten, wat dus in overeenstemming is met de waarneming.

Bij de in dit proefschrift beschreven intensiteitsbepalingen der tripletlijnen werd de som der intensiteiten van de drie componenten gemeten.

De grondtoestand van het helium is een singulet *S* toestand (1^1S). Bij elke hoogere singuletterm is een overeenkomstige tripletterm aan te wijzen. Intercombinatielijnen (lijnen die geëmi-

¹⁾ L. S. Ornstein en H. C. Burger *Zs. f. Phys.* 26 57 1923.

²⁾ D. Burger *Zs. f. Phys.* 38, 437, 1926.

teerd worden bij overgang van het atoom van een triplettoestand naar een singulettoestand of omgekeerd) komen bij helium bijna niet voor.

Atomen die zich in een 2^3S of 2^1S toestand bevinden, kunnen niet door straling in de grondtoestand overgaan, daar bij straling overgangen die behoren bij een sprong 0 van het azimuthaal-quantumgetal, niet voorkomen. Bij de 2^3S term treedt tevens nog het verbod voor intercombinatie op. Deze metastabiele toestanden kunnen alleen weer verdwijnen door absorptie van straling of door botsing met andere atomen of met electronen. De levensduur van een atoom in een metastabiele toestand is daarom ook veel grooter dan die in een andere aangeslagen toestand.

Het is dus denkbaar, dat bij de aanslag van helium deze metastabiele niveau's een bijzondere rol zullen spelen.

Teneinde de wijze van aanslag der verschillende niveau's te bestudeeren, hebben wij de intensiteiten van een aantal zichtbare He lijnen bepaald als functie van uitwendige omstandigheden, nl. de snelheid der aanslaande electronen, de druk van het He en de stroomdichtheid der aanslaande electronen.

Het atoom kan op de volgende wijzen in een bepaalde toestand gebracht worden:

- 1⁰. Directe aanslag vanuit het grondniveau door botsing met electronen.
- 2⁰. Aanslag vanuit een metastabiel niveau door botsing met electronen.
- 3⁰. Aanslag vanuit een niveau met ongeveer gelijke energie door botsing met een atoom in de grondtoestand.
- 4⁰. Doordat het vanuit een hoger niveau gevormd wordt, waarbij het energieverschil der toestanden als monochromatisch licht wordt uitgestraald.

In hoeverre deze verschillende gevallen voorkomen, vormt een belangrijk onderwerp van onderzoek.

De intensiteit van een lijn als functie van de snelheid der aanslaande electronen (meestal uitgedrukt in Volt) bij constant gehouden druk en stroomdichtheid, noemt men de optische aan-

slagfunctie van die lijn. Deze functie is evenredig met de bezetting van het beginniveau dezer lijn.

Onder de elektrische aanslagfunctie van een term verstaat men de directe aanslag van die term vanuit het grondniveau. Bij de elektrische aanslag wordt dus ook gevraagd hoe het atoom in de beschouwde toestand gekomen is, terwijl deze vraag bij de optische geen rol speelt. De optische aanslagfunctie is opgebouwd uit de elektrische (aanslag als onder 1^0) waarbij de aanslag die onder 2^0 , 3^0 en 4^0 genoemd is, tevens optreedt.

Men heeft de directe aanslag vanuit het grondniveau als functie van de electronensnelheid, de elektrische aanslagfunctie genoemd, omdat het in principe mogelijk is deze op elektrische wijze te bepalen, (nl. door het aantal electronen te bepalen dat een energie verloren heeft juist gelijk aan het energieverschil tussen de beschouwde term en het grondniveau).

Als wij in het vervolg spreken over de aanslagfunctie zonder meer, zullen wij steeds de optische aanslagfunctie bedoelen.

§ 2. Litteratuuroverzicht.

Wij zullen in deze paragraaf kort de voornaamste onderzoeken bespreken die zich met de optische aanslagfunctie bezighouden.

A. Ll. Hughes and P. Lowe. Proc. Roy. Soc. 104 480 1923.
Intensities in the Helium Spectrum.

Bij deze onderzoeken wordt gebruik gemaakt van een buis die een metalen doos (13 c.M. lang en $2\frac{1}{2}$ c.M. breed en hoog) bevat, die aan de onderkant bijna geheel open is. Tegenover deze opening bevindt zich een draadnet, waarachter een U-vormige gloeispiraal ter lengte van 20 c.M., aan welks uiteinden een potentiaalverschil heerscht van ongeveer 6 Volt. De glazen buis is met He van lage druk gevuld. Tusschen gloeispiraal en rooster wordt een versnellend veld aangelegd. Zijn de electronen het rooster gepasseerd, dan treden ze met constante snelheid in de doos waar zij het He aanslaan. De electronensnelheid wordt gevariëerd van 34 tot 210 Volt (dit is de maximale snelheid — door het groote potentiaalverschil aan de uiteinden der spiraal, loopen bij één opname de snelheden 6 Volt uiteen). Het He licht treedt uit door een opening in één der twee zijvlakken $2\frac{1}{2} \times 2\frac{1}{2}$ c.M., zoodat het licht van een 13 c.M. lange kolom waargenomen wordt.

Intensiteitsmetingen worden gedaan door een wig voor de spleet van de spectrograaf te plaatsen. De lengte der lijn geldt dan als een maat voor de intensiteit der lijn.

Bij 0.0120 m.m. druk en 7.2 milliampère worden de aanslagfuncties bepaald. De aanslagfunctie blijkt karakteristiek te zijn voor de serie. De intensiteit der tripletlijnen neemt af bij toenemende electronensnelheid. De lijnen $2^3P - m^3S$ vallen hierbij het snelst af en $2^3P - m^3D$ het langzaamst. De lijnen $2^1S - m^1P$ stijgen snel bij toenemende electronensnelheid, terwijl bij $2^1P - m^1D$ en $2^1P - m^1S$ maxima optreden bij 75 resp. 60 Volt.

Eenige metingen worden gedaan bij 40 Volt, waarbij de druk

en de stroomsterkte gevarieerd worden. Het blijkt dat de intensiteit sneller toeneemt dan de druk en de stroomsterkte.

C. B. Bazzoni and J. F. Lay, Phys. Rev. 23 327 1924. Intensity relations in the Helium Spectrum.

Electronen die door een gloeispiraal geëmiteerd worden, treden met een snelheid van 25 tot 85 Volt in een veldvrije ruimte, waarin zich helium van $\frac{1}{3}$ mm. druk bevindt. De electronenstroom bedraagt 60 m.A. Intensiteitsmetingen worden op dezelfde manier gedaan als door Hughes & Lowe. Terwijl de intensiteiten der singuletlijnen van 25 Volt tot 85 Volt toenemen, hebben $2^3P - 3^3D$, $2^3P - 4^3D$ en $2^3P - 4^3S$ een minimum bij 55 Volt.

De vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ werd tot 110 volt niet gevonden.

A. Udden and J. C. Jacobson. Phys. Rev. 23 322 1924. On the excitation of the helium spectrum by electronic bombardment.

Electronen worden met snelheden van 25 tot 100 Volt in een veldvrije ruimte geschoten. Het geheel bevindt zich in He van ± 1 mm. druk. Bij kleine electronensnelheid blijken de tripletlijnen sterker te zijn dan de singuletlijnen, terwijl bij groote snelheden singulet- en tripletlijnen ongeveer even sterk zijn. De zwartingen der platen worden niet gemeten zoodat de proeven slechts kwalitatief zijn.

Om bovengenoemd verschijnsel te verklaren, onderstellen Udden en Jacobsen dat de tripletniveau's uit het metastabiele 2^3S niveau ontstaan door botsing met langzame electronen. Bij groote electronensnelheid zal de metastabiele toestand bij botsing aanleiding geven tot ionisatie. Bij invangen van een electron door het ion, zullen singulet- en triplettoestanden gelijkelijk ontstaan, zoodat de overeenkomstige lijnen der beide systemen ongeveer even sterk worden.

Bij kleine electronensnelheid van bijv. 26 volt, zullen een aantal electronen 20 tot 25 volt afgeven en dus eenige volts overhouden. Deze electronen zouden dan overgangen geven van het metastabiele 2^3S niveau naar andere tripletniveau's en hierdoor

zou dan het overwegen van het tripletspectrum bij kleine electronensnelheid verklaard zijn.

Om deze verklaring te toetsen, lieten zij twee onderling loodrechte electronenstralen in een veldvrije ruimte treden met snelheden van 21 volt resp. 5 volt. In het snijpunt van deze stralen verwachtten zij dat lijnen van het tripletsysteem geëmiteerd zouden worden. Het resultaat was echter negatief.

J. Stark. Ann. d. Phys. 86 530 1928. Intensitätsverhältnis der Ortho- und Paraserien in Beziehung zur Atomstruktur des Heliums.

Stark doet metingen aan Geisslersche buizen gevuld met *He* van 0.5 mm. tot 100 mm. druk. De zwartingen der fotografische platen worden niet in intensiteiten omgerekend.

In de positieve zuil komt bij hooger *He* druk het tripletsysteem op, terwijl het verval in de serie toeneemt. Daar Stark onderstelt dat de electronensnelheid in Geisslersche buizen van 0.5 mm. tot 100 mm. zeer weinig van de druk zal afhangen, schrijft hij dit verschijnsel aan de druk toe. Door vergelijking der emissie der positieve zuil (kleine electronensnelheid) en negatief glimlicht (grootere electronensnelheid) besluit Stark dat bij kleine snelheid het tripletsysteem opkomt.

L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. Kapuscinski. Zs. f. Phys. 51 34 1928.

Das Entstehen des He-Spektrums bei elektrischer Anregung.

Bij drukken van 40 tot 12 mm. wordt een gewone Geisslersche buis gebruikt en van 7 tot 0.3 mm. een Geisslersche buis met gloeikathode.

De intensiteit wordt thermo-electrisch gemeten.

Onderzocht worden $2^1S - 2^1P$, $2^3S - 2^3P$, $2^1S - 3^1P$, $2^1P - 3^1S$, $2^3P - 2^3S$, $2^1P - 2^1D$ en $2^3P - 2^3D$.

Gevariëerd worden: druk, stroomsterkte en capillairdoorsnede.

Zet men de intensiteit per eenheid van stroomsterkte uit tegen de stroomsterkte, dan hebben deze curven (druk als parameter) een maximum, terwijl dit maximum bij kleine druk verschuift naar grootere stroomsterkte, wat door kleinere zelfabsorptie verklaard wordt.

De intensiteit als functie van de druk heeft ook een maximum. Het afnemen der intensiteit na dit maximum kan door zelfabsorptie verklaard worden.

Door variatie der capillairdoorsnede is de intensiteit te corrigeren voor zelfabsorptie (extrapolatie naar doorsnede 0).

Om een idee te krijgen in welke mate het „uitregenen” een rol speelt, maken de schrijvers op de som der intensiteiten der lijnen die ontstaan bij overgangen naar het $2P$ niveau gedeeld door de intensiteit der lijn die ontstaat bij overgang uit het $2P$ niveau. Speelde alleen het uitregenen een rol, dan zou deze verhouding 1 zijn. Het blijkt dat deze verhouding toeneemt bij afnemende druk. Bij 30 mm. is ze 0.06 en bij 0.5 mm. 0.22.

Bij hoge druk speelt dus het uitregenen een zeer kleine rol.

De triplet-singuletverhouding blijkt toe te nemen bij hooger druk. Dit wordt verklaard door de hypothese dat ook bij aanslaan door electronenstoot de intercombinatieovergangen zeldzaam zijn.

Bij lage druk, waar de atomen elkaar weinig storen, gaat de grondtoestand, die een singulet S toestand is, door electronenstoot hoofdzakelijk in een singulettoestand over.

De singulet-triplet overgang is echter bij aanslag door electronenstoot niet verboden, want bij de laagste drukken (0.01 mm.) treedt het tripletsysteem nog op.

Bij hooger druk komen botsingen tusschen aangeslagen atomen en atomen in de grondtoestand meer voor, waardoor triplettoestanden uit singulettoestanden kunnen ontstaan. Bij hooge druk zal zich tenslotte een evenwichtstoestand instellen.

Ook in het singuletsysteem wordt een regel, analoog aan de voorkeursregel bij straling gevonden. Bij absorptie van straling kan de 1S toestand alleen overgaan in een 1P toestand. Indien dit bij aanslag door electronenstoot ook geldt, moet men dus ver-

wachten dat de 1P niveau's bij lage druk sterk bezet zullen zijn en dit wordt ook gevonden. Ons werk vormt een voortzetting van de beschreven onderzoeken.

C. Hodges and W. C. Michels. Phys. Rev. 32 913 1928.
Intensity measurements in the Helium Spectrum.

Volgens de fotografische methode worden intensiteitsmetingen gedaan aan Geisslersche buizen gevuld met *He* van 2.58 mm tot 15.5 mm druk. De capillair heeft een inwendige diameter van 4 mm. Spanning aan de buis wordt geleverd door een wisselstroombron van 50 perioden. De spanning aan de uiteinden wordt zoo geregeld, dat de stroomsterkte bij alle buizen 40 m.A. is. Hierbij variëerde de spanning van 500 tot 620 volt.

De intensiteit der lijnen vertoont als functie van de druk een maximum, terwijl dit maximum naar lager druk verschuift bij de hogere lijnen in de serie. Zij verklaren dit als volgt: De intensiteiten der lijnen vertoonen een maximum als de energie der aanslaande electronen iets grooter is dan de aanslagenergie. Nu is de aanslagspanning der hogere lijnen in de serie grooter en hun maximum wordt dus bereikt als de electronen een grootere energie hebben, dus als de vrije weglengte grooter is en dus de druk kleiner.

Tenslotte stellen schrijvers volgende regels op:

Lage druk bevoordeelt het singuletsysteem en de hogere lijnen van het tripletsysteem. In de singuletseriën komen de hogere lijnen niet zoo veel sterker op bij lage druk.

M. G. Peteri en W. Elenbaas. Zs. f. Phys. 54 92 1929.

Intensitäten im He-Spektrum als Funktion von Druck und Elektronengeschwindigkeit.

De emissie van een Geisslersche buis bij 6.9 mm druk wordt vergeleken met een lage druk buis waar electronen die door een

gloeispiraal geëmiteerd worden in een veldvrije ruimte treden.

Bij lage druk blijken de hoogere lijnen van de serie op te komen en de triplet singuletverhouding neemt af.

Verder blijkt de triplet-singuletverhouding toe te nemen bij afnemende electronensnelheid. De in dit proefschrift beschreven onderzoekingen vormen en voortzetting van dit werk.

W. Hanle. Zs. f. Phys. 56 94 1929.

Messung von Anregungsfunktionen im Heliumspektrum.

Bij de proeven van Hanle bevinden zich twee anoden op afstanden van ongeveer 2 resp. 7 mm. tot de gloeispiraal. In beide bevindt zich een kleine opening of rooster om de electronen door te laten. Het potentiaalverschil tusschen gloeispiraal en eerste anode wordt voortdurend op 60 volt gehouden, terwijl het potentiaalverschil tusschen de eerste en de tweede anode zoo gekozen wordt, dat de electronen met de gewenschte snelheid de tweede anode passeeren. Dit heeft dit voordeel, dat bij constant gloeien der spiraal de electronenstroomsterkte bijna onafhankelijk is van de eindsnelheid der electronen. Vooral bij de kleine electronensnelheden geeft dit een groot voordeel, omdat men anders hierbij de gloeispiraal sterk moet belasten om toch nog dezelfde electronenstroom te verkrijgen als bij hoogere spanningen, wat de levensduur der buis sterk verkort.

Hanle werkte met drukken van 0.01 tot 0.06 mm en electronensnelheden van $27\frac{1}{2}$ tot 450 volt. De intensiteiten werden zeer nauwkeurig volgens de fotografische methode bepaald. Alleen de intensiteitsverhoudingen der afzonderlijke lijnen bij verschillende electronensnelheden worden gemeten; de intensiteitsverhoudingen der verschillende lijnen onderling echter niet, daar geen ijkling der plaatgevoeligheid geschiedt.

Hanle vindt de volgende wetten:

Alle aanslagfuncties hebben een maximum.

Lijnen van eenzelfde serie hebben eenzelfde verloop.

De tripletlijnen hebben een sterker maximum dan de singuletlijnen.

Het steilste maximum hebben de lijnen $2^3P - m^3S$.

Behalve de aanslagfuncties zijn ook onderzoeken over de polarisatie der lijnen gedaan. Wij geven ook hiervan een overzicht der litteratuur.

W. Kossel und C. Gerthsen. Ann. d. Phys. 77 273 1925.

Prüfung von *D*-Leuchten, das von einem nahezu parallelen Elektronenbündel angeregt ist, auf Polarisation.

Kossel und Gerthsen vragen zich af, of er bij emissie, veroorzaakt door electronenstoot, nog eenige „herinnering” is waar te nemen, van de richting waarin het electron zich bewoog, m.a.w. is het licht dat door een parallelen electronenbundel in een gas wordt opgewekt gepolariseerd? Klassiek zou men hiervan het volgende beeld geven: Het botsende electron komt met een snelheid v aan en geeft aan het stralende electron een snelheid u in een richting die de hoek α maakt met de richting v . Het stralende electron trilt dan in deze richting uit en emitteert dus licht waarvan de elektrische vector trilt in de richting u . Daar de massa's der botsende electronen gelijk zijn, moet

$$u = v \cos \alpha$$

$$\text{of } \cos \alpha = \frac{u}{v}$$

$$\cos^2 \alpha = \frac{u^2}{v^2} = \frac{\frac{1}{2} m u^2}{\frac{1}{2} m v^2} = \frac{h\nu}{T} \text{ als } T \text{ de kinetische}$$

energie van het botsende electron en $h\nu$ de uitgezonden stralingsenergie is. Op deze wijze kunnen zij dus de polarisatie van het licht berekenen als functie van de energie van het botsende electron.

Metingen aan de *D* lijn van *Na* hadden echter tot resultaat dat het licht bij aanslag door een evenwijdige electronenbundel niet gepolariseerd is, terwijl zij volgens bovenstaand beeld een polarisatiegraad van 60% verwachtten.

A. Ellet, P. D. Foote and F. L. Mohler. Phys. Rev. 27 31 1926.
Polarisation of radiation excited by electron impact.

Ellet, Foote en Mohler onderzoeken de polarisatie van de resonantiefijn van kwik en de *Na D* lijn bij aanslag door een parallelle electronenstroom.

Het *Na* licht bleek evenals bij Kossel en Gerthsen ongepolariseerd te zijn, terwijl zij bij de kwikresonantielijn, bij afwezigheid van een magnetisch veld een polarisatiegraad van 30% vonden met de maximale elektrische vector loodrecht op de richting der electronenstroom. Met behulp der onderstelling dat in het geval dat het aanslaande electron zijn totale energie afgeeft, de verandering van het inwendig quantumgetal loodrecht op de richting van het aanslaande electron staat, berekenen zij een

$$\text{polarisatiegraad } P = \frac{I_{11} - I_1}{I_{11} + I_1} = \frac{3(1 - jo^2/j^2)}{9 - jo^2/j^2}$$

als jo is het inwendig quantumgetal in de grondtoestand en j in de aangeslagen toestand. Dit geeft een polarisatie waarbij de maximale elektrische vector evenwijdig aan de electronenstraal trilt.

Verder constateeren de schrijvers dat een magnetisch veld in de richting der electronenstroom geen invloed heeft op de polarisatie, terwijl een magneetveld dat loodrecht op de electronenstroom wordt aangebracht een depolariseerende werking heeft.

H. W. B. Skinner. Proc. Roy. Soc. of London. 112 642 1926.
On the excitation of polarised light by electron impact.

Skinner onderzoekt de polarisatiegraad van kwiklijnen als functie van de electronensnelheid bij aanslag met een parallelle bundel electronen. Terwijl de aanslagspanning der gele lijnen ongeveer 9 volt is, bepaalt hij de polarisatiegraad van 55 volt tot 18 volt en extrapoleert naar 9 volt. Hier vindt hij dan een polarisatiegraad van 65%.

De meeste lijnen zijn gepolariseerd met de max. elektrische vector in de richting der electronenstraal, enkele zijn ongepolariseerd en bij enkele staat de max. elektrische vector loodrecht op de electronenstraal.

Uit de depolarisatie en de draaiing van het polarisatievlak bij aanwezigheid van een magnetisch veld loodrecht op de electronenstraal berekent *Skinner* op dezelfde manier als *Hanle* dit bij de resonantiestraling deed, de verblijftijd van de 3^1D_2 en 3^3D_2 toestand voor een overgang naar de 2^1P_1 toestand en vindt hiervoor $2,9 \cdot 10^{-8}$ sec.

De geëxtrapoleerde waarde der polarisatiegraad bij de aanslagspanning kon *Skinner* op de volgende manier verklaren. Experimenteel blijkt, dat een magnetisch veld in de richting der electronenstraal geen invloed heeft op de polarisatiegraad. Om nu de polarisatiegraad te berekenen denken wij ons nu, evenals Heisenberg dit deed bij de berekening der polarisatiegraad der resonantiestraling, een magneetveld aangebracht in de richting der electronenstraal, zóódat de Zeemansplitsing kleiner is dan de afstand der multiplet niveau's. Noemen we j het totale quantumgetal, dan zal, als de energie van het electron juist gelijk is aan de aanslagenergie, Δj loodrecht staan op de electronenstraal (evenals Ellet, Foote en Mohler aannamen) en dus ook loodrecht op het magneetveld d.w.z. als m de component is van j in de richting van het magneetveld, dan is $\Delta m = 0$. Op deze wijze is uit de bekende intensiteitsverhouding der Zeemancomponenten de polarisatiegraad te berekenen. Voor de gele lijnen vindt men dan 60% en zooals wij zagen vindt *Skinner* dit bij zijn extrapolatie ook ongeveer.

Ook de totale polarisatie met de elektrische vector loodrecht op de electronenstraal kan op deze manier verklaard worden. Dat komt nl. voor bij overgangen $\Delta j = 0$. Nu weten wij uit de studie van het Zeeman-effect dat overgangen $\Delta j = 0$ $\Delta m = 0$ niet voorkomen, zoodat alleen overgangen $\Delta m = \pm 1$ kunnen plaats vinden.

Voor sommige lijnen klopt de gemeten polarisatiegraad echter niet met deze theorie, en wel voor die lijnen die ontstaan uit

niveau's welke uit de grondtoestand 1^1S_0 worden aangeslagen met $\Delta j = 1$.

Door aan het botsende electron in een magnetisch veld een moment $\frac{1}{2}$ toe te kennen in de richting van het veld of tegengesteld aan deze richting kan ook deze afwijking verklaard worden. Door verandering van oriëntatie bij de botsing, is het mogelijk dat het electron een impuls $\Delta j = 1$ aan het atoom geeft in de richting van het magneetveld en dit geeft dus $\Delta m = 1$. Geeft het electron de eene keer wel en de andere keer geen impuls af, dan zal dus de polarisatiegraad onbepaald zijn.

J. A. Eldridge and H. F. Olson. Phys. Rev. 28 1151 1926.
Polarisation by electron impact.

Schrijvers onderzoeken de polarisatiegraad der kwiklijnen bij aanslag door een evenwijdige electronenstraal waarvan de energie der electronen slechts weinig grooter is dan de aanslag-energie. Hun resultaten stemmen over het algemeen met die van Skinner overeen.

B. Quarder. Zs. f. Phys. 41 674 1927.
Ueber Polarisation bei Stoßleuchten I.

Ook Quarder werkt met een evenwijdige electronenbundel in kwikdamp. Eerst onderzoekt hij de polarisatiegraad van het totaal uitgezonden licht (zonder dus van een spectraalapparaat gebruik te maken) bij electronensnelheden van 16 tot 15000 volt. Bij 16 volt was het totale licht gedeeltelijk gepolariseerd met de maximale elektrische vector evenwijdig aan de electronenstraal. Bij ongeveer 100 volt is de polarisatiegraad nul geworden om bij nog grootere spanning negatief te worden (polarisatie met max. electr. vector $\perp$ electronenstraal).

Daarna onderzoekt hij bij kleine snelheden de polarisatiegraad der lijnen afzonderlijk en krijgt daarbij resultaten die in 't algemeen met die van Skinner overeenstemmen.

Een magneetveld van 60 Gauss in de richting van de electronenstraal heeft geen invloed op de polarisatiegraad. Een veld van 20 Gauss loodrecht op de electronenstraal en loodrecht op de waarnemingsrichting veroorzaakt een vermindering der polarisatiegraad van ongeveer 25%, terwijl dit veld in een richting loodrecht op de electronenstraal en in de waarnemingsrichting bijna volkomen depolarisatie veroorzaakt. De invloed van het aardveld kon verwaarloosd worden.

H. W. B. Skinner and E. T. S. Appleyard. Proc. Roy. Soc. of London. 117 224 1927.

On the excitation of polarised light by electron impact.

II — Mercury.

De polarisatiegraad wordt nu ook bij kleinere electronensnelheden gemeten. Het blijkt nu dat de extrapolatie in de eerste publicatie onjuist was. Bij kleinere snelheid neemt de polarisatiegraad nml. af en wordt nul bij de aanslagspanning. Dit wordt nu als volgt verklaard: De verandering van het totaal quantumgetal j bij de botsing moet $\perp$ staan op de snelheidsverandering Δv van het electron. De polarisatiegraad zal dus afhangen van Δv . Het feit dat bij de aanslagspanning de polarisatiegraad nul is, beteekent dus dat hier Δv gelijkmatig over alle richtingen verdeeld is; bij de potentiaal waar de polarisatiegraad maximaal is, moeten wij dan onderstellen dat hierbij Δv maximaal naar voren gericht is; bij zeer groote snelheden is Δv loodrecht gericht op de electronensnelheid, zoodat wij hier een ander teeken van de polarisatiegraad moeten verwachten, wat *Skinner* en *Appleyard* ook inderdaad vinden.

De polarisatiegraad bij het maximum blijkt ongeveer de helft te zijn van de polarisatiegraad berekend volgens de methode, zooals die in het eerste stuk van *Skinner* besproken is.

HOOFDSTUK II.

§ 3. *De gebruikte buizen.*

Vaak brengt men het helium tot lichten in een Geisslerbuisje, waarin zich *He* van eenige millimeters druk bevindt en aan welks uiteinden de spanning van een inductorium gelegd wordt. Het bezwaar dat er in dit geval een wisselspanning op de buis staat, kan opgeheven worden door een hoge gelijkspanning te gebruiken. Metingen aan Geisslersche buizen met 6.9 resp. 12 mm *He* druk en aan welks uiteinden ongeveer 1000 Volt gelijkspanning wordt aangelegd zullen in § 8 medegedeeld worden.

Het nadeel hierbij is echter, dat de electronensnelheid niet gedefinieerd is. Bij 7 mm *He* druk is de vrije weglengte der electronen van de orde 10^{-2} c.M., zoodat de electronen vele malen gebotst zullen hebben vóórdát zij van de kathode de anode bereikt hebben. In het begin moeten deze botsingen elastisch zijn, daar de electronen nog geen snelheid overeenkomende met 19.77 Volt (het kleinste energieverval tusschen grondtoestand en aangeslagen toestand) verkregen hebben. Heeft het electron een energie van 19.77 volt opgezameld, dan *kan* het bij de volgende botsing een *He* atoom aanslaan. Wanneer het echter zal aanslaan is niet te zeggen. De snelheden der electronen waarmee deze in de capillair der Geisslersche buis aanslaan, zal daarom waarschijnlijk vrij sterk uiteenloopen.

Een tweede bezwaar bij de Geisslersche buis is de groote druk waardoor de atomen elkaar onderling sterk kunnen storen en waardoor ook de zelfabsorptie groot is (het licht uit het binnenste deel der capillair moet een vrij dichte *He*-laag doorloopen).

Maakt men de druk lager, dan kan men met de ter beschikking staande spanningen geen ontlading meer door de buis krijgen. Men kan dan nog tot lager drukken gaan, door bij de kathode een gloeispiraal aan te brengen, maar veel lager dan 1 mm. kan men hiermede ook niet komen.

De ontlading in de Geisslersche buis is dus zeer gecompliceerd

en dus minder geschikt om iets over de aanslag van het gas te weten te komen. Hiervoor hebben wij een ontlading noodig onder eenvoudige condities. Hieraan voldoet de buis van het volgende type: tegenover een cilindervormige anode bevindt zich een gloeispiraal. De door de gloeispiraal geëmitteerde electronen worden door het tusschen gloeispiraal en anode aangelegde elektrische veld versneld en treden met constante snelheid in de veldvrije ruimte der anode.

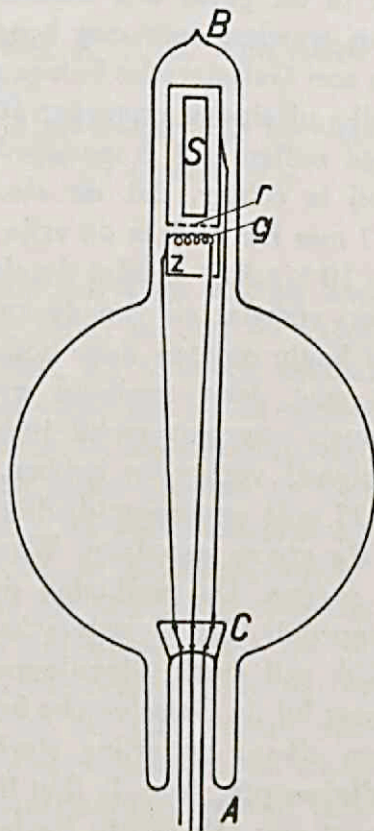


Fig. 1.

Fig. I geeft een doorsnede van de door ons gebruikte buis. De gloeispiraal *g* bevindt zich hier tegenover het rooster *r* dat de cilindervormige anode aan de onderzijde afsluit. Dit rooster bestaat uit zeer vele dunne metaal draadjes, door welks mazen de electronen kunnen passeeren. Het geheel bevindt zich in een glazen buis gevuld met 0.1 mm He. Tusschen gloeispiraal en rooster wordt een spanning aangelegd, zóó dat de door de gloeispiraal

uitgezonden electronen versneld worden, tot zij het rooster passeeren, waarna zij, daar de ruimte binnen de anode veldvrij is, met constante snelheid verder loopen tot zij een *He* atoom aanslaan of in de metalen wand van de anode treden.

In het kooitje bevindt zich een spleet *s*; het heliumlicht dat hier uittreedt kan waargenomen worden. Om het indringen van het veld in de ruimte door de spleet *s* zooveel mogelijk te voorkomen, is een dunne metalen draad spiraalvormig om de anode gewikkeld (in de figuur niet geteekend) zóódat de spleet *s* in deelen van 1 tot 2 *mm* lengte verdeeld wordt. De gloeispiraal bevindt zich ook in een metalen cylindertje *z*. Dit dient om te verhinderen dat electronen uit de spiraal komend, langs de buitenkant de anode bereiken zullen. Bij de eerste buizen die wij gebruikten, was het cylindertje niet aanwezig. Het *He* lichtte daar ook buiten de anode. De electronen die dit lichten veroorzaken, komen ook op de anode en worden dus in de electronenstroom meegemeten. Daar echter alleen de electronenstroom binnen de anode van belang is, wordt hierdoor de electronenstroom te groot gevonden.

Bij aanwezigheid van het cylindertje *z* is het lichten buiten de anode zeer zwak, waaruit volgt dat er nu weinig electronen langs de buitenkant de anode bereiken.

Ook bij deze buizen is het drukgebied waarin men kan werken beperkt; naar beneden doordat bij kleine druk de lichtsterkte klein wordt en naar boven omdat de gemiddelde vrije weglengte der electronen groot moet zijn ten opzichte van de afstand der gloeispiraal tot de plaats in de anode waar men meet. Is dit laatste niet het geval, dan zullen een belangrijk deel der electronen reeds gebotst hebben en de electronensnelheid zou weer niet bepaald zijn. Hierdoor is het drukgebied waarin deze buizen goed gebruikt kunnen worden beperkt van 0.01 *mm* tot 0.2 *mm*.

De buis werd op de volgende wijze geconstrueerd: Op het brugje *C* wordt de anode en de cylinder *z* met de gloeispiraal gemonteerd. De gloeispiraal is van *platina* die, om een sterke electronenemissie te verkrijgen, met een laagje bariumoxyde bedekt is. Het brugje wordt dan bij *A* aan de buis gesmolten. De

buis is nu bij *B* nog open, en hier wordt de buis in horizontale stand, terwijl de spleet *s* naar beneden kijkt, aan de pompinstallatie gesmolten. In de buis bevindt zich nog een nikkel plaatje, dat tegenover de spleet *s* op de glaswand rust. Dit dient om te zorgen dat bij het uitgloeien de dampen niet op het glas zullen neerslaan, waardoor juist de spleet *s* niet meer zichtbaar zou zijn (later valt dit plaatje in het onderste deel der buis). Om alle verontreinigingen uit de buis te verwijderen moest gedurende vele uren uitgloeid worden. Hierbij staat een spanning van 220 volt tusschen gloeispiraal en anode, terwijl de gloeispiraal geel gloeit. De electronen bombardeeren hierbij de anode en verwijderen zoo alle verontreinigingen. De warmteontwikkeling is zoo groot, dat de nikkelen kooitjes rood gloeien. Gedurende dit uitgloeien wordt voortdurend gepompt en dit wordt zoolang voortgezet, tot geen gassen meer vrij komen. Daarna wordt om het geheel een electrische oven aangebracht en het geheel eenige uren, onder voortdurend pompen op ongeveer 400° gehouden om ook het glas goed schoon te maken; tenslotte wordt nog weer eenige tijd gegloeid.

Eindelijk wordt de buis met *He* van de gewenschte druk gevuld en bij *B* afgesmolten.

De glazen buis sluit vrij nauw om de anode. Dit is hiervoor van belang, omdat nu het licht dat uit de spleet *s* komt slechts een korte weg in het *He* behoeft af te leggen, waardoor de absorptie klein blijft. De ballon dient om ook bij deze lage drukken nog over een groote hoeveelheid helium te beschikken. Door adsorptie van het *He* aan de wand en aan het metaal wordt de druk kleiner en deze drukvermindering zal kleiner zijn, naarmate het volume grooter is. Ook zullen eventueele gassen die na het afsmelten nog uit het metaal treden een geringere invloed hebben naarmate het volume van de buis grooter is. *)

§ 4. *Opstelling en meetmethode.*

De electrische opstelling is in fig. II geteekend. Een batterij van 6 volt gelijkspanning (1 $\frac{0}{100}$ constant) levert de stroom voor

*) De glasblazer, den heer v. d. Ley, m'n dank voor het maken der buizen.

de gloeispiraal. De spanning aan diens uiteinden wordt op V_2 afgelezen en bedraagt bij maximaal gloeien 1 volt.

De spanning tusschen gloeispiraal en anode wordt geleverd

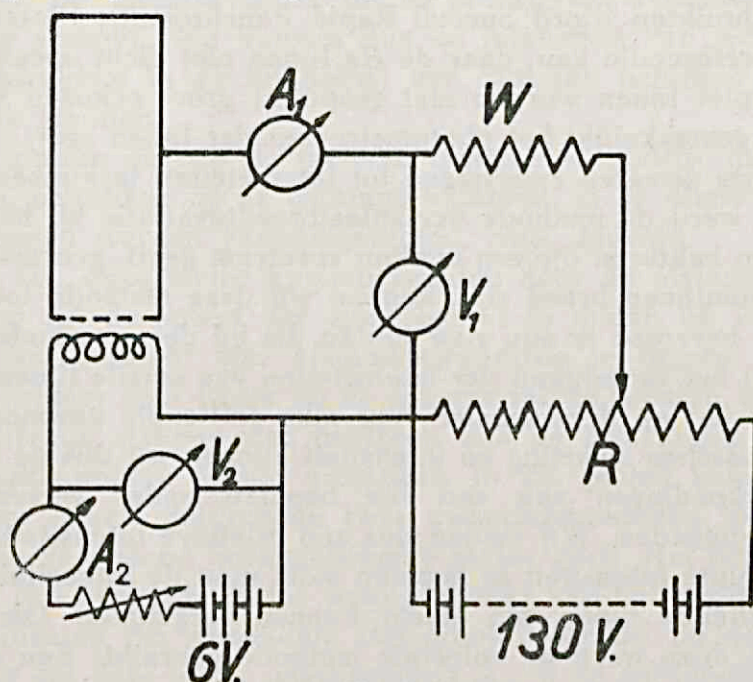


Fig. 2.

door een batterij van 130 volt gelijkspanning ($10/100$ constant). De weerstand R (440Ω) wordt in potentiometerschakeling gebruikt, terwijl de weerstand W (2200Ω) zoo groot gekozen is dat bij kortsluiting in de buis de stroomsterkte kleiner blijft dan tweemaal de maximale stroomsterkte die de milliampèremeter A_1 kan aanwijzen. Op A_1 kunnen wij de electronenstroom tusschen gloeispiraal en anode aflezen. De voltmeter V_1 geeft de spanning tusschen de anode en het negatieve einde der gloeispiraal (dit geeft dus de maximale electronensnelheid).

De buis wordt nu in horizontale stand voor de spectrograaf (Fuess) opgesteld. Dat gedeelte van de spleet s dat zich het dichtst bij het rooster bevindt wordt door een achromaaf op de spleet der spectrograaf afgebeeld. De breedte van de spleet s bepaalt dus de hoogte van het beeld op de spleet der spectrograaf. Slechts het middelste deel hiervan wordt gebruikt; het

andere gedeelte der spleet van de spectrograaf wordt afgeschermd. Op de plaat krijgen wij op deze manier korte lijnen, zoodat op één plaat 20 spectra opgenomen kunnen worden. Wij gebruikten Ilford Special Rapid Panchromatic Plates 6×9 . De spleetbreedte kan, daar de *He* lijnen niet dicht opeen liggen (de triplet lijnen worden niet gesplitst) groot gekozen worden. Dit vergemakkelijkt het photometreeren der lijnen zeer.

Om de gemeten zwartingen tot intensiteiten te kunnen omrekenen, werd de methode der spleetbreedtevariatie bij belichting met een lichtbron die een continu spectrum geeft, gebruikt. Daar de heliumlijnen breed zijn, kunnen wij deze methode toepassen zonder bevreesd te zijn voor fouten die bij deze methode optreden, bij het vergelijken der intensiteiten van smalle lijnen.

Door het op deze manier voor elke golflengte gevonden verband tusschen zwarting en intensiteit kunnen wij dus de intensiteitsverhoudingen van een lijn bepalen onder verschillende omstandigheden. Wij vinden dus zoo relatieve intensiteiten. Om de absolute intensiteit te bepalen moet men de intensiteiten der verschillende lijnen met elkaar kunnen vergelijken. Om dit te kunnen doen werd de volgende methode gebruikt: Een energetisch geijkte continue lichtbron (waarvan dus de intensiteit als functie van de golflengte bekend is) wordt op drie verschillende afstanden van de spectrograaf geplaatst en bij ieder dier afstanden worden opnamen gemaakt bij verschillende spleetbreedten. De afstanden worden zoo gekozen, dat bij de stand waarbij de afstand het kleinst is, de zwarting de juiste is in het violette gebied en die waarbij de afstand het grootst is, in het roode gebied. Bij een stand der lichtbron tusschen deze twee in is de zwarting de juiste van ongeveer $4900 \text{ \AA}$ tot $4000 \text{ \AA}$. Alle opnamen worden met dezelfde belichtingstijd gedaan. Op een tweede fotografische plaat wordt het spectrum opgenomen waarvan wij de energieverdeeling over de verschillende lijnen willen kennen en deze twee platen worden gelijk in één bak ontwikkeld.

Voor iedere golflengte waar een *He* lijn ligt kunnen wij nu, doordat wij spleetbreedtevariatie hebben toegepast, een zwartingskromme teekenen en wel voor de roode lijnen uit de spleet-

breedtevariatie bij de grootste afstand, voor het gebied 4900 — 4000 Å uit de spleetbreedtevariatie bij de middelste afstand en voor de violette lijnen uit de spleetbreedtevariatie bij de kleinste afstand. Wij kunnen dus de intensiteit van iedere *He* lijn uitdrukken in de intensiteit der continue lichtbron in één der drie standen.

Wij moeten nu nog de factoren bepalen waarmede de intensiteiten, betrokken op de continue lichtbron, in de uiterste standen moeten worden vermenigvuldigd, resp. gedeeld.

Men zou deze factor kunnen bepalen door de afstanden van de lamp tot de spleet der spectrograaf te meten en voor die factor het quotient dier afstandskwadraten te nemen. Het is echter veiliger deze factor uit de opname zelf te bepalen. Bij twee verschillende standen der lichtbron zijn de zwartingen in een gemeenschappelijk gebied bruikbaar. In dit gebied kunnen wij dus voor enkele golflengten twee zwartingskrommen teekenen, waarvan de afstand bovengenoemde factor geeft. Het blijkt dan, dat de zoo bepaalde factor weinig afwijkt van het quotient van de kwadraten der afstanden. Het groote voordeel bij deze methode is dat deze factor onafhankelijk is van de golflengte. Hiervan maken wij gebruik door deze factor die wij in het gemeenschappelijk gebied bepalen, ook aan te nemen voor het verdere gebied.

Wij hadden ook de volgende methode kunnen toepassen:

1°. Neem bij één afstand van de lichtbron tot de spleet opnamen met spleetbreedtevariatie bij enkele temperaturen der continue lichtbron. Men kiest de belichtingstijd en de afstand zoo, dat bij de hoogste temperatuur de zwarting in het violet goed is. Men kan dan de stroomsterkte der continue lichtbron zoo veranderen, dat men eveneens opnamen met bruikbare zwartingen in het middelste spectraalgebied krijgt en bij een nog lagere temperatuur zal de zwarting goed zijn in het rood. Deze methode is echter geloof ik niet zoo nauwkeurig, want hier komt een fout in de temperatuurmetingen der lichtbron geheel tot z'n recht, terwijl bij de eerste methode alleen de *energieverdeling* een rol speelt.

2^o. Maak gebruik van verzwakkers. Belichtingstijd en afstand worden weer zoo gekozen dat de zwarting in het violet goed is. Hierbij wordt spleetbreedtevariatie toegepast. Daarna wordt de lichtbron verzwakt door er een verzwakker voor te plaatsen, die zooveel doorlaat dat nu de zwarting goed is in een volgend spectraalgebied. Het bezwaar bij deze methode is dat wij hier de verzwakking moeten kennen als functie van de golflengte. Deze ijking van de verzwakker blijkt verder sterk afhankelijk van de plaats der verzwakker in het optische systeem, zoodat men eigenlijk de verzwakker telkens zou moeten ijken in den stand waarbij hij bij de meting gebruikt wordt.

Om deze reden geloof ik, dat de door mij gevolgde methode ter bepaling van de intensiteitsverhouding van ver uiteenliggende spectraallijnen de voorkeur verdient.

HOOFDSTUK III.

§ 5. De aanslagfuncties.

Om de aanslagfuncties der lijnen bij een bepaalde *He* druk te leeren kennen, moeten wij dus de intensiteiten der lijnen bepalen als functie van de electronensnelheid bij gegeven stroomdichtheid. De verdeeling der stroom over de doorsnede van de anode zal weinig van de electronensnelheid afhangen, zoodat aan de voorwaarde van constante stroomdichtheid voldaan is, als de totale stroomsterkte die we op A_1 , (fig. II) aflezen, constant blijft. Bij variatie der spanning tusschen gloeispiraal en anode kunnen wij deze electronenstroomsterkte constant houden door de gloeistroom eveneens te variëren.

Wij maken, terwijl het deel der spleet s (fig. I) dat het dichtst

TABEL I.

$\frac{\text{Volt}}{\text{\AA}}$	28	32	38	44	52	60	70	80	95	110	125	150	200	250
6678	125	162	203	202	217,5	234	231,5	232	220	219	212	203	190	179
5876	157	203	215	196,5	199	209	203	202	200	193	188	185	180	172
5048	39,5	45,5	53,6	43,7	41,7	42,6	38,7	34,3	33,7	32,8	30,7	28,2	26	26,2
5016	147	302	534	710	825	1000	1103	1165	1220	1255				
4922	42	57,5	78	81	93	98,5	101	101	102	95	98,5	95	81	89
4713	77	77,5	61	41,5	35	28	22,5	18	12	10	9,6	8,4	8,35	8,1
4472	55	75,5	84	85,5	87	85	85	83	85,5	83	81,5	76,5	69,5	69
4438	11	14	16,3	16	14	15,5	13,5	13,8	11,5	11,1	11,4	10,5	9,7	9,6
4388	14	21,5	27	29	31	35	36	37	37	37	36,8	35,2	32	32,7
4144			9,55	10,3	12,5	13,2	13,5	13,8	13,5	13,0	13,5	12	10,5	12,3
4121	21	24	20	13	10,7	9								
4026	33	43,8	49	49	52	56,3	55,5	58	60,5	61	64,5	58,5	58	53
3965	26	45,5	72,5	98	130	152	159,5	170,5	182	191	194	191	188,5	180,5
3889	374	496	452	369	316	261	209	184	159	142	122	117	110	100

bij het rooster gelegen is op de spleet der spectrograaf afgebeeld is, verschillende opnamen met gelijke belichtingstijden, waarbij de spanning van 28 volt tot 250 volt gevarieerd wordt en de stroomsterkte voortdurend op 1 mA. (door een doorsnede van $\pm 50 \text{ mm}^2$) wordt gehouden.

TABEL II.

$\frac{\text{Volt}}{\text{\AA}}$	28	32	38	44	52	60	70	80	95	110	125	150	200	250
6678	29,7	37,2	39,5	39,6	43	42	42	40,8	39,5	38	37	31,5	26	25
5876	34	36,5	36,3	33	33	30,6	29,5	28,8	29	27,5	27,7	24,7	22,3	18,9
5048	9,8	11,6	13,1	11	11,7	10,6	10,2	9,7	9,7	9,5	9,6			
5016	39,5	63,5	103	136	149	162	175	183,5	183,5	184				
4922	9,4	12	14,9	15	17	16,7	16,2	15,6	15	13,9	13,4	11	9,4	8,4
4713	15,7	14,6	12,6	9,0	6,4	5,1	4,1	3,1	2,75					
4472	10,9	11,8	11,6	9,4	9,5	8,60	8,46	8,35	7,83	7,55	7,2	7,2	6,0	5,1
4438	2,53	3,17	3,51	3,20	3,17	3,08	2,92	2,82	2,73	2,65	2,54	2,26	1,81	1,62
4388	3,37	4,3	5,7	6,0	6,65	6,63	6,50	6,60	6,40	6,0	5,75	5,04	4,52	3,83
4121	4,02	4,15	3,78	2,74	2,05									
4026	6,7	7,1	7,7	7,0	7,0	6,7	6,45	6,4	6,45	5,9	5,65	5,5	4,15	4,25
3965	6,77	10,0	17	23	27,7	31,6	35	36	36,3	38	37	35,5	28	25
3889	93	108	105	87	72	53	42	36,6	30,6	25	24,8	24	19,8	15,6

In Tabel I zijn de intensiteiten bij een *He* druk van 0,1 mm. en een stroomsterkte van 1 mA. voor verschillende spanningen tusschen gloeispiraal en rooster opgegeven. In tabel II zijn de intensiteiten opgegeven bij 0,04 mm. *He* druk en eveneens 1 mA. Hierbij is de intensiteit der lijn $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ bij 0,1 mm. en 60 volt gelijk 1000 gesteld.

In Fig. III zijn de aanslagkrommen in logaritmische schaal voor 0,1 mm *He* druk geteekend. Dit geeft een goed overzicht hoe de intensiteitsverhoudingen met de electronensnelheid veranderen. Bij groote electronensnelheid is de groene lijn $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ (2^1S-3^1P) de sterkste lijn in het onderzochte spectraalgebied.

Bij ongeveer 36 volt wordt echter $\lambda = 3889 \text{ \AA}$ (2^3S-3^3P) de sterkste lijn.

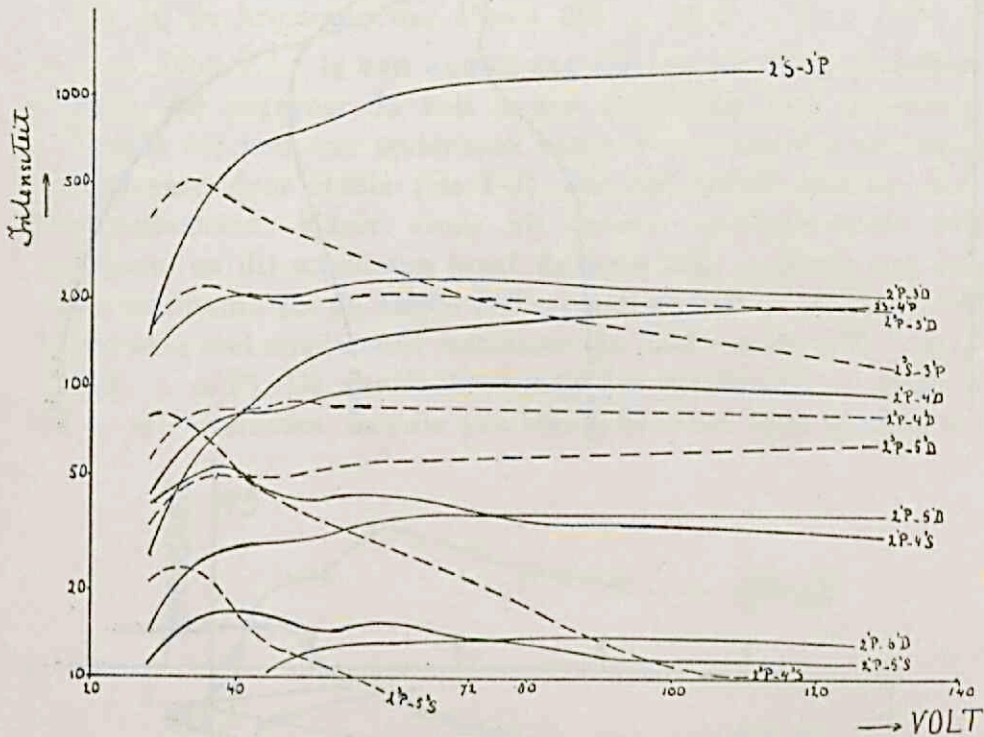


Fig. 3.

Daar bij gebruik der logarithmische schaal de vorm der aanslagkrommen niet is te overzien, is in Fig. IV en V van iedere serie één lijn geteekend in gewone schaal. In fig. IV zijn singuletlijnen geteekend en in Fig. V tripletlijnen. De intensiteiten van sommige lijnen zijn met een factor (in de figuur aangegeven) vermenigvuldigd, zóódat de maxima ongeveer even groot voorgesteld worden.

Lijnen van eenzelfde reeks hebben een gelijk verloop; wij hebben daarom van elke reeks slechts één lijn geteekend.

Alle lijnen behalve die van de serie 2^1S-m^1P hebben een maximum tusschen 30 en 40 volt. Daarop volgt echter bij grootere

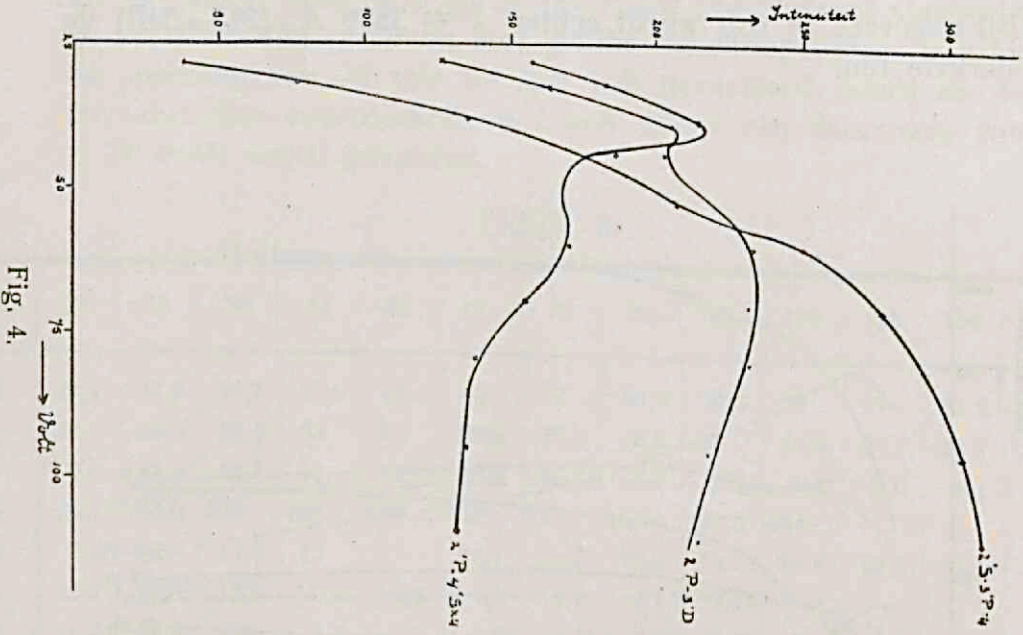


Fig. 4.

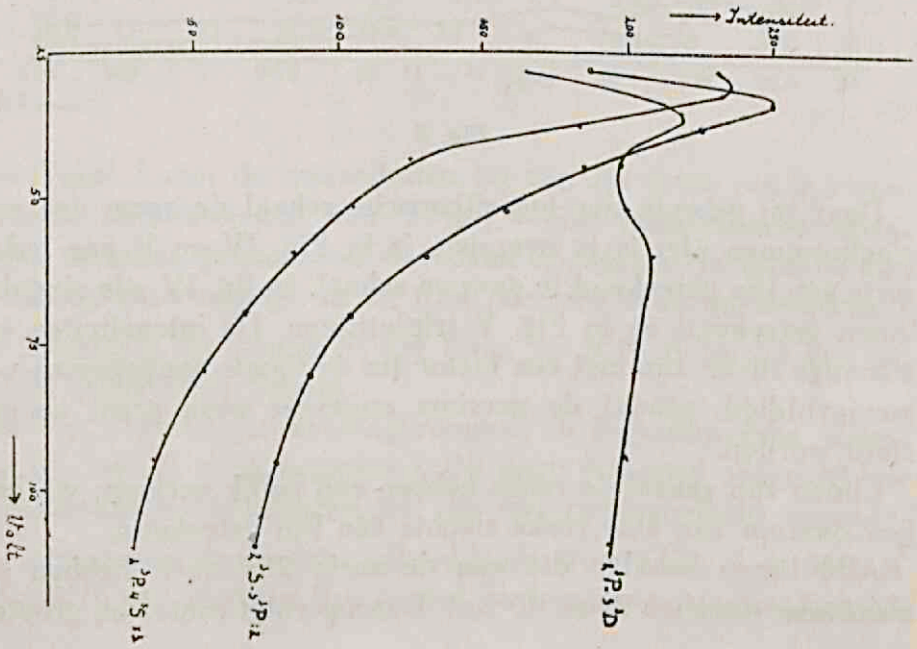


Fig. 5.

spanning nog een tweede vlakker maximum behalve bij de lijnen der seriën: 2^3P-m^3S (hiervan werden twee lijnen gemeten $\lambda = 4713 \text{ \AA}$ en $\lambda = 4121 \text{ \AA}$) en 2^3S-m^3P (hiervan werd alleen de eerste lijn $\lambda = 3889 \text{ \AA}$ gemeten).

Ook in de krommen der lijnen $2^1S - m^1P$ ($\lambda = 5016 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3965 \text{ \AA}$) is een aanwijzing dat zij uit twee gedeelten bestaan. Bij ongeveer 55 volt is een duidelijke knik aanwezig.

Terwijl wij met ons onderzoek bezig waren werden metingen gepubliceerd door Hanle (zie § 2), die niet geheel met de onze overeenstemmen. Hanle vindt bij iedere aanslagkromme één maximum, en dit maximum komt de eene keer overeen met ons eerste maximum (in de seriën $2^1P - m^1S$ en $2^3P - m^3D$) en een andere keer met ons tweede maximum (in de de seriën $2^1P - m^1D$ en $2^1S - m^1P$). De aanslagkrommen der seriën $2^3P - m^3S$ en $2^3S - m^3P$ stemmen met die van Hanle overeen. Hier vonden wij

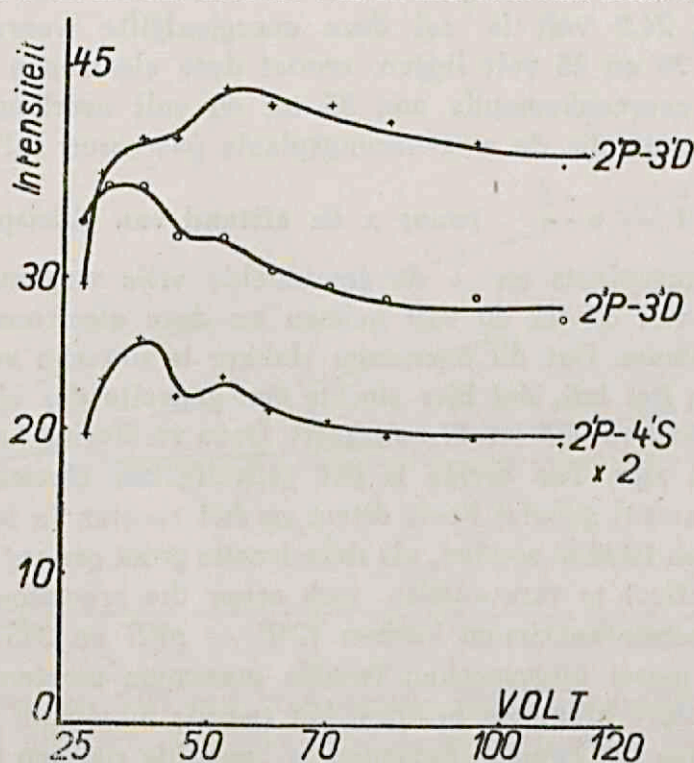


Fig. 6.

ook slechts één maximum en dit zijn ook tevens de steilste maxima.

Ook bij 0.04mm treden de beide maxima op. In fig. VI hebben wij van elke serie waarbij een tweede maximum optreedt, een aanslagkromme geteekend. Zooals wij zien treden hier ook de tweede maxima op, misschien iets minder uitgesproken.

Het zou wellicht voor de hand liggen het tweede maximum te verklaren als een herhaling van het eerste, daar de beide maxima ongeveer 25 volt uit elkaar liggen. Beschouwt men bijv. de aanslagkromme van de lijn $2^1P - 4^1S$ ($\lambda = 5048$) dan ziet men dat deze lijn een vlak maximum heeft bij aanslag met 60 volt-electronen. Nu zullen er bij deze electronen op een kleine afstand voorbij het rooster een aantal zijn die reeds eenmaal gebotst hebben en dus misschien energie hebben afgegeven. Daar het kleinste energieverschil tusschen grondtoestand en een aangeslagen toestand bij helium 19,77 volt is en de ionisatiespanning 24,5 volt is, zal deze energieafgifte waarschijnlijk tusschen 20 en 25 volt liggen, zoodat deze electronen nog een snelheid overeenkomende met 35 tot 40 volt overhouden. Bij de electronen die de waarnemingsplaats passeeren zal dus het

gedeelte $1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}$ (waar x de afstand van gloeischroef tot waarnemingsplaats en λ de gemiddelde vrije weglengte) een snelheid van 35 tot 40 volt hebben en deze electronen geven een maximum. Dat dit maximum vlakker is zou zijn verklaring vinden in het feit, dat hier slechts een gedeelte der electronen een snelheid van 35 tot 40 volt heeft. Deze verklaring kan echter niet juist zijn. Ten eerste is het gedeelte der electronen dat reeds eenmaal gebotst heeft direct na het rooster (x klein) gering en ten tweede zouden, als deze fractie groot genoeg zou zijn, om het effect te veroorzaken, toch zeker die krommen die het steilste eerste maximum hebben ($2^3P - m^3S$ en $2^3S - m^3P$) ook het meest uitgesproken tweede maximum moeten hebben, en juist deze krommen bezitten het tweede maximum niet.

Daar dus het tweede maximum in bepaalde reeksen optreedt, en ook door Hanle in eenige reeksen werd gevonden (Hanle

vond dan het eerste maximum niet) moeten wij wel aannemen dat ook dit tweede maximum als zoodanig karakteristiek is voor de aanslagkromme.

§ 6. Invloed van de druk.

Vergelijken wij de aanslagkrommen bij 0,1 mm en 0,04 mm druk, dan zien wij dat de intensiteit bij 0,04 mm sneller afneemt met toenemende spanning dan bij 0,1 mm.

Indien de *He* atomen elkaar onderling niet stoorden en er geen absorptie was, dan zou men verwachten dat de intensiteit bij 0,1 mm $2\frac{1}{2}$ maal zoo groot zou zijn als bij 0,04 mm. (de stroomdichtheid is in beide gevallen dezelfde). Immers bij een $2\frac{1}{2}$ maal zoo groote druk is het aantal botsingen van electronen met *He* atomen ook $2\frac{1}{2}$ maal zoo groot en alle niveau's worden dus ook $2\frac{1}{2}$ maal zoo sterk aangeslagen. Dit blijkt echter niet het geval te zijn. In fig. VII is de verhouding der intensiteiten

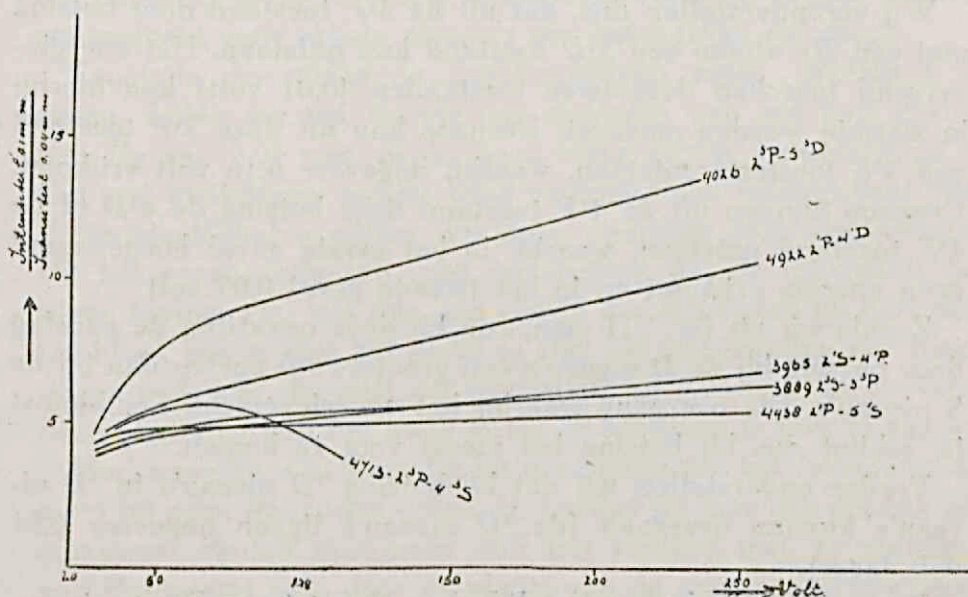


Fig. 7.

bij 0,1 mm en 0,04 mm voor eenige lijnen als functie van de spanning uitgezet. Van elke serie is de verhouding bij één lijn geteekend. De punten toonen tamelijk sterke afwijkingen van

deze lijnen maar het algemeen verloop is ondubbelzinnig. Bij grooter spanning neemt de verhouding toe, vooral voor lijnen uitgaande van D niveau's.

Het maakt de indruk dat bij de aanslagspanning der lijnen de verhouding tot $2\frac{1}{2}$ nadert.

Dat de kurven van fig. VII niet alle samenvallen tot één rechte lijn evenwijdig aan de abscis met ordinaat $2\frac{1}{2}$, kan wellicht verklaard worden door aan te nemen dat aangeslagen atomen door botsing met niet aangeslagen atomen in een andere aangeslagen toestand kunnen overgaan en dat dit proces bij grootere spanning meer voorkomt dan bij kleine spanning. Wij moeten dan aannemen dat deze aanslag door botsing plaats vindt vanuit niveau's die bij hooger spanning sterker bezet zijn. Aan deze voorwaarde voldoen de 1P niveau's, zooals wij uit de aanslagkrommen zien (fig. III en IV). Ook de absolute waarde der bezetting van de 1P niveau's is groot want de lijnen $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3965 \text{ \AA}$ zijn sterk.

Wij veronderstellen dus, dat uit de 3^1P toestand door botsing met een He atoom een 3^1D toestand kan ontstaan. Het energieverval tusschen deze twee toestanden (0,01 volt) kan hierbij in warmte worden omgezet. Evenzoo kan uit deze 3^1P toestand een 3^1S toestand ontstaan, waarbij ongeveer 0,16 volt vrijkomt. Evenzoo kunnen uit de 4^1P toestand door botsing de 4^1D of de 4^1S toestand ontstaan, waarbij in het eerste geval hoegenaamd geen energie vrijkomt en in het tweede geval 0,07 volt.

Zooals wij uit fig. VII zien, zou bij deze opvatting de aanslag door botsing bij de D niveau's een grootere rol spelen dan bij de S niveau's. Die overgang waarbij het energieverval het kleinst is, schijnt dus bij botsing het meest voor te komen.

Verder onderstellen wij dat bij botsing 1D niveau's in 3D niveau's kunnen overgaan (de 3D niveau's liggen ongeveer 0,01 volt lager).

Bij zeer hooge druk zal, gelijk door Ornstein en Burger is opgemerkt, zich juist door deze botsingen een verdeling der niveau's naar het statistisch gewicht instellen. (De 1 : 3 verhouding van singulet-triplet treedt dan meer op).

Door deze beschreven onderstellingen kan het gedrag der lijnen van de diffuse nevenseriën verklaard worden; bij groote electronensnelheid overweegt, door de sterke bezetting der 1P niveau's en de kleine directe aanslag, de aanslag door botsing over de directe aanslag zoodat de 1D niveau's een bezetting krijgen evenredig met het kwadraat van de druk en de 3D niveau's evenredig met de derde macht van de druk. Zooals wij uit fig. VII zien, is dit ook ongeveer het geval.

Bij de S en P niveau's speelt deze aanslag door botsing blijkbaar een kleinere rol.

Het zou niet onmogelijk zijn, dat de aanslag door botsing aanleiding geeft tot het tweede maximum in de aanslagcurve. Wij zouden de aanslagfuncties kunnen analyseren in een deel dat evenredig is met de druk en in een kwadratisch deel. Dit zal echter eerst goed kunnen gebeuren als wij de aanslagfuncties bij meerdere drukken kennen.

Uit deze variatie van de druk zien wij dus, dat aanslag zooals die onder 3^0 in de inleiding besproken werd, bij groote electronensnelheid voor enkele niveau's een belangrijke rol speelt.

Teneinde bovenstaande beschouwingen meer zekerheid te geven, deden wij ten laatste nog metingen aan een buis gevuld met He van $0,01\text{ mm.}$ druk. Deze bleek echter verontreinigd te zijn met kwikdamp, zoodat deze metingen niet betrouwbaar zijn. Volledigheidshalve willen wij deze metingen toch mededeelen. Uit het voorgaande zou men verwachten dat de intensiteit der lijnen kleiner zou zijn dan één vierde der intensiteit bij $0,04\text{ mm.}$ Dit bleek echter niet het geval te zijn. De intensiteiten der lijnen waren ongeveer de helft der intensiteit bij $0,04\text{ mm.}$ In hoeverre deze afwijking aan het kwik is toe te schrijven is niet te zeggen.

Merkwaardig is echter, dat bij deze metingen het tweede maximum bij geen der lijnen optreedt, zoodat wij hier ook slechts één maximum vinden (hiermede valt het verschil met de metingen van Hanle niet weg, daar de plaats van de maxima, bij die lijnen waarbij het maximum van Hanle samenviel met ons tweede maximum, niet dezelfde is).

Het feit dat hier de tweede maxima verdwijnen, maakt het

waarschijnlijker dat inderdaad de tweede maxima optreden als gevolg der botsingen met atomen in de grondtoestand.

§ 7. Stroomsterktevariatie.

Bij 0,1 mm. druk en 36 volt variëerden wij de stroomsterkte van 0,02 mA. tot 2 mA. (door een doorsnede van $\pm 50 \text{ mm}^2$). Daar de intensiteit hierbij sterk veranderde konden deze opnamen niet allen met dezelfde belichtingstijd gedaan worden. De meting geschiedde daarom als volgt: Bij een bepaalde belichtingstijd werden opnamen gemaakt bij 0,02, 0,04 en 0,10 mA., zoodat de intensiteitsverhoudingen bij deze stroomsterkten bepaald konden worden. Verder werden met een kleinere belichtingstijd opnamen gemaakt bij 0,10, 0,20 en 0,40 mA. Daar de in-

TABEL III.

$\text{\AA}$ \diagup Stroomst. in mA	2	1	0,4	0,2	0,1	0,04	0,02
6678	370	190	75	39	19,6	7,95	4,12
5876	450	215	92	43	20,8	6,15	3,7
5048	124	52	19,1	8,65	4,0	1,55	0,775
5016	1140	475	177	78	37	10,6	5,9
4922	175	73,5	22,8	9,4	3,5	1,18	0,508
4713	145	67,5	26	12,3	5,50	1,80	0,85
4472	184	84	35	16,6	7,35	2,10	1,08
4438	33,5	15,7	4,9	2,25	0,99	0,36	0,157
4388	61,5	25,7	8,7	3,9	1,68	0,68	0,284
4121	43	22,5	8,3	3,75	1,67	0,67	0,225
4026	107	48,8	16,8	7,65	3,50	1,24	0,475
3965	146	65	15,8	7,4	2,8	0,98	0,44
3889	1070	482	177	75,5	31,1	7,75	3,65

tensiteiten bij 0,10 mA. uit de vorige meting bekend zijn, zijn nu ook de intensiteiten bij 0,20 en 0,40 mA. bekend. De spectra bij twee verschillende belichtingstijden opgenomen, hebben dus steeds één stroomsterkte gemeen.

De op deze wijze verkregen intensiteiten geeft tabel III weer.

TABEL IV.

$\frac{\text{Stroomst. in mA}}{\text{\AA}}$	2	1	0,4	0,2	0,1	0,04	0,02
6678	185	190	187	195	196	199	206
5876	225	215	230	215	208	154	185
5048	62	52	47,7	43,2	40	38,7	38,7
5016	570	475	442	390	370	265	295
4922	87,5	73,5	57	47	35	29,5	25,4
4713	72,5	67,5	65	61,5	55	45	42,5
4472	92	84	87,5	83	73,5	52,5	54
4438	16,7	15,7	12,2	11,2	9,9	9,0	7,8
4388	30,7	25,7	21,7	18,5	16,8	17	14,2
4121	21,5	22,5	20,7	18,7	16,7	16,7	11,2
4026	53,5	48,8	42	38,2	35	31	23,7
3965	73	65	39,5	37	28	24,5	22
3889	535	482	440	377	311	194	182

Van meer belang is de intensiteit der lijn per eenheid van stroomsterkte als functie van de stroomsterkte. In tabel IV is de intensiteit gedeeld door de stroomsterkte voor de verschillende stroomsterkten opgeteekend. Hieruit zien wij dat de intensiteit per eenheid van stroomsterkte, afneemt bij kleinere stroomsterkte. Alleen de lijn $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ maakt hierop een uitzondering. Dit kan door de groote absorptie bij grootere stroomdichtheid verklaard worden.

Bij metingen bij 80 volt (bij 36 volt bedraagt bij maximaal gloeien der gloeispiraals de electronenstroom 4 mA., zoodat indien wij metingen bij hogere stroomsterkte willen doen, deze metingen bij hogere spanning moeten plaats hebben), werd de stroomsterkte gevarieerd van 0,2 mA. tot 20 mA.; daarbij bleek de intensiteit gedeeld door de stroomsterkte van 0,2 mA. tot ongeveer 2 mA. toe te nemen, waarna zij bij hogere stroomsterkte weer afnam. Dit is waarschijnlijk wederom het gevolg der grootere absorptie bij grootere stroomsterkte. Ook bij deze metingen vormde de lijn $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ een uitzondering, daar deze al direct vanaf 0,2 mA. afnam. Bij de lijn $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ speelt deze absorptie dus schijnbaar een grootere rol dan bij de andere lijnen. Het is echter ook mogelijk dat hier een systematische fout in de waarneming optreedt, daar deze lijn juist op het grensgebied der plaatgevoeligheid ligt.

De algemeene vorm der krommen die het nuttig effect der lijn voorstelt als functie van de stroomsterkte is dus als volgt: bij kleine stroomdichtheden (0,02 mA. tot ongeveer 2 mA. door een doorsnede van 50 mm²) neemt ze toe, terwijl ze daarna daalt door zelfabsorptie. Het toenemen van het nuttig effect bij de kleine stroomdichtheden bij vergrooting der stroomsterkte kan verklaard worden door aanslag vanuit metastabiele niveau's. Deze aanslag vanuit metastabiele niveau's is evenredig met het kwadraat van de stroomsterkte, daar het aantal atomen dat zich in deze toestand bevindt evenredig is met de stroomdichtheid, terwijl de kans dat dit metastabiele atoom nog eens door een electron getroffen wordt weer evenredig is met de stroomdichtheid. Doordat de niveau's zoowel direct vanuit de grondtoestand als ook indirect vanuit de metastabiele niveau's worden aangeslagen zal de intensiteit dus sneller toenemen dan de stroomdichtheid en weer langzamer dan het kwadraat der stroomdichtheid. Wij kunnen een schatting maken in hoeverre beide mogelijkheden een rol spelen. Stel dat bij 0,02 mA. het gedeelte 1 — α direct wordt aangeslagen en het deel α indirect. Maken wij de stroomsterkte 100 maal zoo groot dan wordt bij de meeste lijnen volgens de waarnemingen de intensiteit ongeveer 200 maal zoo

groot, zoodat voldaan moet zijn aan de vergelijking.

$$100 (1 - a) + 100^2 a = 200.$$

waaruit volgt $a = \frac{1}{99}$.

Bij deze kleine stroomsterkte speelt de indirecte aanslag dus slechts een kleine rol (1 %). Bij de grootere stroomdichtheid wordt de indirecte aanslag voortdurend belangrijker tot bij 2 mA. beide van dezelfde orde van grootte zijn.

Voor de aanslag door electronenstoot vanuit een aangeslagen niveau komen alleen de metastabiele niveau's in aanmerking, daar de levensduur der andere aangeslagen toestanden zoo klein is, dat de kans om in die tijd door een tweede electron getroffen te worden wel zeer gering is.

Als de indirecte aanslag plaats heeft van uit de metastabiele 2S niveau's, dan moet men verwachten dat lijnen uitgaande van P niveau's sterk afhankelijk zullen zijn van de stroomsterkte, omdat ook bij aanslag door electronenstoot de overgang van S niveau's naar P niveau's de voorkeur hebben. Zooals wij uit tabel IV kunnen vinden is het quotient van intensiteit en stroomsterkte bij deze lijnen bij 2 mA. gemiddeld 2,7 maal zoo groot als bij 0,02 mA. dus inderdaad groter dan het gemiddelde bij de overige lijnen.

§ 8. *Vergelijking met de emissie van Geisslersche buizen.*

Bij een spanning van 28 volt en een stroomsterkte van 1 mA. vergeleken wij de 0,1 mm. buis met twee Geisslersche buizen. De eene was gevuld met He van 6,9 mm. druk en had een capillairdoorsnede van 2,18 mm², terwijl de andere He van 12 mm. druk bevatte en een capillair doorsnede had van 6 mm². De stroomdichtheid werd in de drie buizen dezelfde gekozen. Dit gaf voor de Geisslersche buizen een stroomsterkte van 0,047 resp. 0,129 mA. Aan de uiteinden der Geisslersche buizen was hiervoor een gelijkspanning noodig van ongeveer 1000 volt.

De meting geschiedde als volgt: De drie buizen werden achtereenvolgens voor de spectrograaf geplaatst, waarbij het midden van de capillair der Geisslersche buizen op dezelfde plaats gebracht werd als dat deel der spleet s van de $0,1\text{ mm}$. buis dat zich het dichtst bij het rooster bevindt. Er werden nu opnamen gemaakt met dezelfde belichtingstijden. Daar echter hierbij de sterke lijnen bij de Geisslersche buizen overbelicht werden, moesten tevens opnamen gemaakt worden waarbij het licht der Geisslersche buis verzwakt werd, eveneens met dezelfde belichtingstijd.

Daar de intensiteit der lijnen bij $0,1\text{ mm}$ 28 volt en 1 mA bekend was, konden wij dus de intensiteiten der lijnen bij de Geisslersche buizen vinden.

TABEL V.

$\text{\AA}$	Combinatie	12 mm	6,9 mm	0,1 mm 28 Volt	6,9 mm/0,1 mm	12 mm/6,9 mm
6678	$2^1P - 3^1D$	777	6550	125	52,3	0,118
4922	$2^1P - 4^1D$	38,7	460	42	11,2	0,084
4388	$2^1P - 5^1D$	7,1	88	14	6,2	0,080
4144	$2^1P - 6^1D$	2,08	33,8			0,061
5048	$2^1P - 4^1S$	16,5	285	39,5	7,2	0,058
4438	$2^1P - 5^1S$	2,6	42,4	11	3,85	0,061
5016	$2^1S - 3^1P$	162,5	2550	147	17,4	0,064
3965	$2^1S - 4^1P$	7,6	131	26	5	0,058
5876	$2^3P - 3^3D$	1540	7200	157	46	0,214
4472	$2^3P - 4^3D$	171	1790	55	32,5	0,096
4026	$2^3P - 5^3D$	22,5	300	33	9,1	0,075
4713	$2^3P - 4^3S$	55,5	575	77	7,45	0,096
4121	$2^3P - 5^3S$	5,5	83	21	3,95	0,066
3889	$2^3S - 3^3P$	990	8500	374	22,8	0,116

De gebruikte verzwakker werd geijkt als functie van de golflengte, terwijl de verzwakker precies op dezelfde plaats stond als bij de eerste opname.

Dat men de Geisslersche buizen vrij nauwkeurig op dezelfde plaats kan brengen als de 0,1 mm buis, volgt hieruit dat de intensiteiten die wij bij twee verschillende opnamen vonden, zeer weinig uiteenliepen. De afwijkingen die optreden moeten dus aan toevallige fouten worden toegeschreven, daar sommige lijnen bij de eene opname een iets grootere intensiteit geven en andere lijnen bij dezelfde opname een iets kleinere intensiteit, dan bij de andere opname.

In tabel V zijn de intensiteiten der lijnen bij 12 mm, 6,9 mm en 0,1 mm 28 volt, terwijl de stroomdichtheid in deze drie gevallen $\frac{1}{50} \frac{\text{m.A.}}{\text{mm}^2}$ bedroeg ingevuld. De lijnen zijn hier in de verschillende seriën gerangschikt.

Wij vergeleken de emissie der Geisslersche buizen met de 0,1 mm buis bij de laagst gemeten spanning, omdat de electronensnelheid in de capillair der Geisslersche buis waarschijnlijk vrij klein is. Om dit te doen zien trachten wij hierover een schatting te maken. Aan de uiteinden der buis staat een spanning van ongeveer 1000 volt. De lengte der buis is ongeveer 10 c.M. Daar het spanningsverval bij de kathode grooter is, zal dus in de capillair het spanningsverval zeker kleiner zijn dan 100 volt per c.M. Nu is de vrije weglengte der electronen in He van 7 mm. druk ongeveer 0,01 c.M. Liep het electron dus juist in de lengterichting van de capillair dan zou zijn energietoename tusschen twee botsingen kleiner zijn dan een volt. In werkelijkheid zal dus de gemiddelde energietoename tusschen twee botsingen van een electron in de capillair van de orde van $\frac{1}{2}$ volt zijn. Heeft het electron een energie van 20 volt, dan kan het aanslaan, wanneer het echter aanslaat is niet te zeggen. Om echter zijn energie van 20 tot bijv. 30 volt te vermeerderen zal het electron reeds vele malen gebotst hebben en waarschijnlijk bij één van deze botsingen zijn energie afgeven.

In de zesde kolom van tabel V is de verhouding der inten-

siteiten bij 6,9 *mm.* en 0,1 *mm.* opgenomen, terwijl de laatste kolom deze verhouding geeft voor 12 *mm.* en 6,9 *mm.* In elke reeks nemen de factoren dezer kolommen af. Dit beteekent dat bij hogere druk de eerste lijnen in de serie relatief sterker zijn. Het verval in de reeks neemt dus bij hogere druk toe.

Zooals wij uit de tabellen I en II kunnen berekenen maar ook goed aan fig. III kunnen zien, waar de onderlinge afstand der lijnen van één serie weinig met de spanning verandert, is het verval in de serie weinig van de electronensnelheid afhankelijk.

Het verval in de reeks wordt dus hoofdzakelijk door de druk bepaald.

De verhouding der intensiteiten bij 6,9 *mm.* en 0,1 *mm.* (kolom 6 tabel V) is voor alle lijnen kleiner dan 69. Bij de lage drukken (0,1 *mm.* en 0.04 *mm.*) steeg de intensiteit juist sneller dan de druk (ook bij de kleine electronensnelheden). Dat dit hier niet meer het geval is, is waarschijnlijk het gevolg van grootere zelf-absorptie.

Bij 12 *mm.* zijn de intensiteiten nog slechts 0.05 tot 0,2 der intensiteiten bij 6,9 *mm.* Waarschijnlijk is dit ook voor een groot gedeelte het gevolg van de kleinere electronensnelheid. Ook de grootere druk en de grootere capillairdoorsnede, die beide een vergrooting der zelfabsorptie geven, zijn hiervan de oorzaak.

Dat *He* Geisslersche buizen geel licht geven is waarschijnlijk wel het gevolg van de kleine electronensnelheid in de capillair. Zooals we uit fig. III zien, wordt onder 28 volt de gele lijn $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ de sterkste lijn van het zichtbare spectrum (de lijn $\lambda = 3889 \text{ \AA}$ is niet zichtbaar). Dat het gele lichten der *He* Geisslersche buizen niet aan de hoge druk moet worden toegeschreven volgt uit het feit, dat alleen het licht in de capillair helgeel is, terwijl dit bij de kathode waar de druk dezelfde is, maar de electronensnelheid grooter, de kleur meer geelgroen is. Dat de lijn $5876 \text{ \AA}$ geen bijzonder gedrag vertoont bij druk-

verandering volgt ook uit een vergelijking der intensiteiten bij 0,1 mm. en 0,04 mm.

Hanle ¹⁾ schrijft het gele licht geven der He Geisslersche buizen aan de hooge druk toe.

§ 9. De triplet-singulet verhoudingen.

Uit de tabellen I en II kunnen wij voor de verschillende electronensnelheden de intensiteitsverhoudingen opmaken van overeenkomstige lijnen in het triplet- en het singuletsysteem. Daar men de door ν^4 (ν = trillingsgetal) gedeelde intensiteiten moet vergelijken, maken wij dus op de verhouding der intensiteiten ieder vermenigvuldigd met λ^4 (λ = golflengte).

TABEL VI.

Volt	28	32	38	44	52	60	70	80	95	110	125	150	200	250
$\frac{2^3S - 3^3P}{2^1S - 3^1P} \left(\frac{3889}{5016} \right)^4$	0,91	0,59	0,305	0,187	0,138	0,094	0,066	0,056	0,047	0,041				
$\frac{2^3P - 3^3D}{2^1P - 3^1D} \left(\frac{5876}{6678} \right)^4$	0,75	0,75	0,63	0,58	0,55	0,53	0,53	0,52	0,54	0,53	0,53	0,54	0,57	0,57
$\frac{2^3P - 4^3D}{2^1P - 4^1D} \left(\frac{4472}{4922} \right)^4$	0,90	0,91	0,74	0,73	0,64	0,59	0,58	0,56	0,56	0,60	0,57	0,55	0,59	0,53
$\frac{2^3P - 5^3D}{2^1P - 5^1D} \left(\frac{4026}{4388} \right)^4$	1,70	1,46	1,31	1,21	1,21	1,16	1,19	1,13	1,18	1,18	1,28	1,20	1,30	1,17
$\frac{2^3P - 4^3S}{2^1P - 4^1S} \left(\frac{4713}{5048} \right)^4$	1,48	1,29	0,86	0,72	0,64	0,50	0,44	0,40	0,27	0,23	0,22	0,22	0,22	0,22
$\frac{2^3P - 5^3S}{2^1P - 5^1S} \left(\frac{4121}{4438} \right)^4$	1,42	1,27	0,55	0,60	0,54	0,43								

In tabel VI en VII zijn de triplet-singuletverhoudingen bij

¹⁾ Z. W. Hanle. Zs. f. Phys. 56, 94, 1929.

0,1mm. en 0,04 mm. voor de verschillende electronensnelheden

TABEL VII.

V_{olt}	28	32	38	44	52	60	70	80	95	110	125	150	200	250
$2^3S - 3^3P$ $2'S - 3'P$ $\left(\frac{3889}{5016}\right)^4$	0,85	0,61	0,36	0,23	0,17	0,12	0,086	0,072	0,060	0,049				
$2^3P - 3^3D$ $2'P - 3'D$ $\left(\frac{5876}{6678}\right)^4$	0,69	0,59	0,55	0,50	0,46	0,44	0,42	0,42	0,44	0,43	0,45	0,47	0,51	0,45
$2^3P - 4^3D$ $2'P - 4'D$ $\left(\frac{4472}{4922}\right)^4$	0,80	0,68	0,54	0,43	0,39	0,36	0,36	0,37	0,36	0,37	0,37	0,45	0,44	0,42
$2^3P - 5^3D$ $2'P - 5'D$ $\left(\frac{4026}{4388}\right)^4$	1,41	1,19	0,97	0,84	0,75	0,72	0,71	0,69	0,72	0,71	0,70	0,78	0,66	0,80
$2^3P - 4^3S$ $2'P - 4'S$ $\left(\frac{4713}{5048}\right)^4$	1,21	0,95	0,73	0,62	0,41	0,36	0,30	0,24	0,26	0,20				
$2^3P - 5^3S$ $2'P - 5'S$ $\left(\frac{4121}{4438}\right)^4$	1,19	0,98	0,80	0,64	0,48									

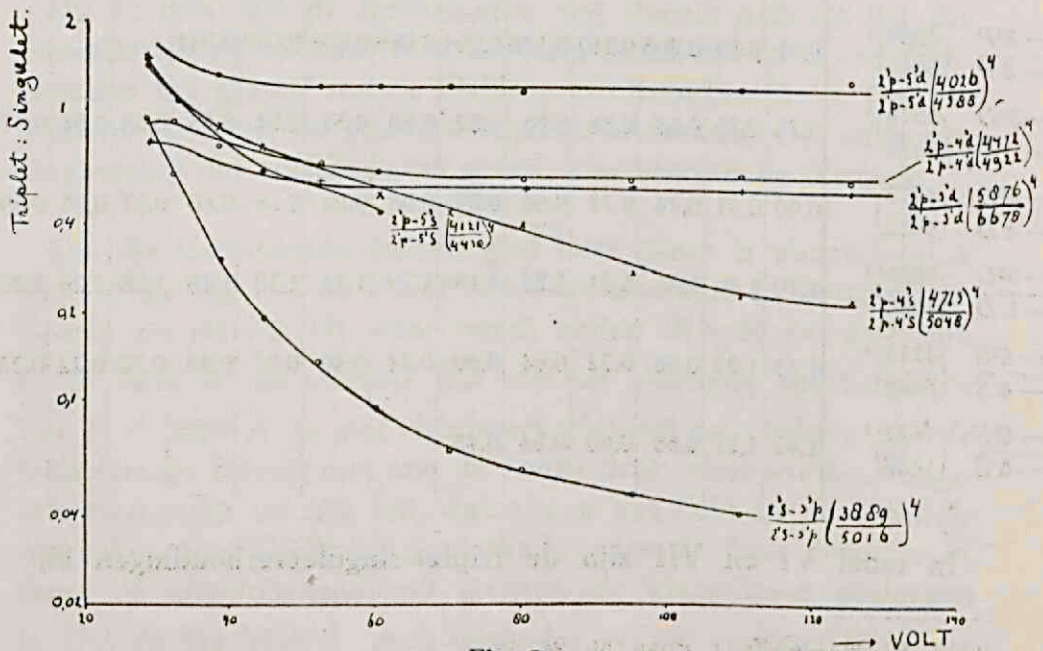


Fig. 8.

gegeven. In fig. VIII zijn de triplet-singuletverhoudingen in logaritmische schaal als functie van de electronensnelheid geteekend voor 0,1 mm. Bij 0,04 mm. vinden wij hetzelfde beeld. Alleen liggen hier de krommen iets lager. (een uitzondering hierop vormt $\frac{2^3S - 3^3P}{2^1S - 3^1P} \left(\frac{3889}{5016}\right)^4$ bij groote electronensnelheid).

Zooals wij uit fig. VIII zien, neemt de triplet-singuletverhouding bij kleinere snelheid toe, vooral de verhouding $\frac{2^3S - 3^3P}{2^1S - 3^1P} \left(\frac{3889}{5016}\right)^4$. Deze verhouding is bij 28 volt 22 maal zoo groot als bij 110 volt.

In tabel VIII zijn de triplet-singuletverhoudingen bij de verschillende drukken vergeleken. De waarden bij 12 mm. en 6,9 mm. zijn uit tabel V berekend en die bij 0,1 mm. 28 volt en 0,04 mm. 28 volt resp. uit tabel I en II.

TABEL VIII.

	12 m.m.	6,9 m.m.	0,1 m.m. 28 V.	0,04 m.m. 28 V.
$\frac{2^3S - 3^3P}{2^1S - 3^1P} \left(\frac{3889}{5016}\right)^4$	2,2	1,2	0,91	0,85
$\frac{2^3P - 3^3D}{2^1P - 3^1D} \left(\frac{5876}{6678}\right)^4$	1,17	0,66	0,75	0,69
$\frac{2^3P - 4^3D}{2^1P - 4^1D} \left(\frac{4472}{4922}\right)^4$	3,05	2,67	0,90	0,80
$\frac{2^3P - 5^3D}{2^1P - 5^1D} \left(\frac{4026}{4388}\right)^4$	2,28	2,45	1,70	1,41
$\frac{2^3P - 4^3S}{2^1P - 4^1S} \left(\frac{4713}{5048}\right)^4$	2,55	1,53	1,48	1,21
$\frac{2^3P - 5^3S}{2^1P - 5^1S} \left(\frac{4121}{4438}\right)^4$	1,57	1,46	1,42	1,19

Zooals wij uit tabel VIII zien, neemt de triplet-singuletverhouding met de druk toe. Dat de verhouding bij 12 mm. grooter is dan bij 6,9 mm. kan behalve door de grootere druk ook door de kleinere electronensnelheid veroorzaakt zijn.

Dat de triplet-singuletverhouding bij hogere druk toeneemt, werd door Ornstein en Burger ¹⁾ verklaard door de hypothese dat evenals bij overgang door absorptie van straling ook bij electronenstoot, vanuit de grondtoestand, die een singuleettoestand is, in het algemeen een singulettoestand zal worden aangeslagen. Het tripletsysteem wordt voor een deel direct aangeslagen maar voor een ander deel ontstaan de triplet niveau's uit de singulet niveau's door botsing met atomen in de grondtoestand. Bij hogere druk zal doordat het aantal botsingen toeneemt de triplet-singulet verhouding dus ook toenemen.

§ 10. De aanslagfunctie van de vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA}$.

Bij 80 volt trad ook de vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ op

($\nu = 4N_{He} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right)$). Bij deze spanning was haar intensiteit nog zeer klein.

In tabel IX is de intensiteit der vonklijn bij verschillende spanningen ingevuld voor 0,1 mm. He druk. De eenheid van intensiteit is hier dezelfde gekozen als bij de booglijnen, zoodat wij zien dat de vonklijn zwakker is dan de zwakste gemeten booglijn bij 0,1 mm.

TABEL IX.

spanning	intensiteit
80	0,22
90	0,87
100	1,53
110	2,01
125	2,40
150	2,85
200	3,27
250	3,55

¹⁾ L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. Kapuscinski, Zs. f. Phys. 51, 34, 1928.

Fig. IX stelt de intensiteit der vonklijn als functie van de spanning voor.

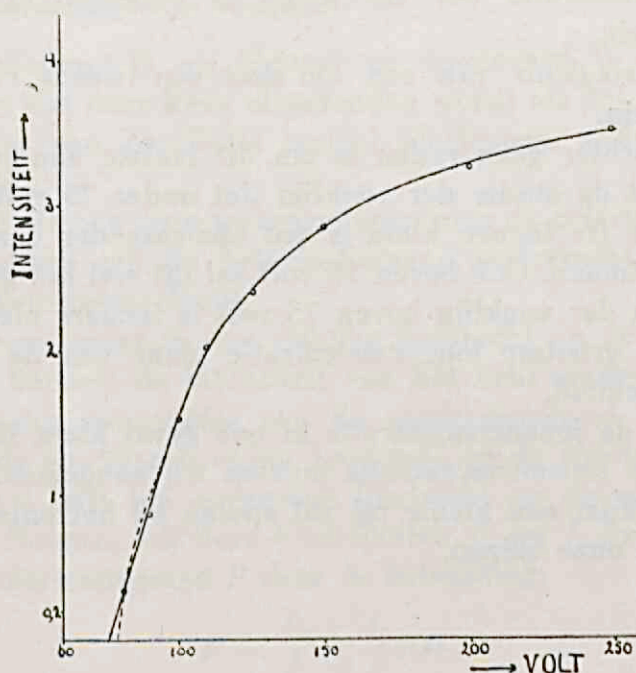


Fig. 9.

Om het beginniveau van de vonklijn aan te slaan is een spanning noodig van 75,3 volt, terwijl dubbele ionisatie bij 78,7 volt kan plaats vinden. Uit de figuur is niet af te leiden of de kromme bij 75,3 of bij 78,7 volt in de as komt. *) Wij kunnen echter wel zeggen dat de intensiteit onder 75 volt zeer klein zal zijn. Het blijkt dus zeer onwaarschijnlijk te zijn dat de aanslag der vonklijn in twee opeenvolgende processen plaats vindt, want dan zou de vonklijn reeds boven 50 volt moeten verschijnen. Bij 55 volt bijv. zou een electron eerst een *He* atoom kunnen ioniseeren en een volgend electron zou dan het beginniveau der vonklijn kunnen aanslaan of het atoom dubbel kunnen ioniseeren.

De aanslag van de vonklijn geschiedt dus hoofdzakelijk door botsing met één electron.

*) Zie echter § 12.

Het feit dat de vonklijn eerst bij 75 volt verschijnt kan op twee manieren verklaard worden:

- 1^o. De concentratie der *He* ionen is beneden 75 volt nog zeer klein.
- 2^o. De aanslagkans van een ion door een tweede electron is zeer klein.

Daar er echter geen reden is om dit laatste aan te nemen, volgt dus uit de studie der vonklijn dat onder 75 volt de concentratie der *He* ionen klein is ten opzichte der concentratie van de *He* atomen. Ook boven 75 volt zal dit wel het geval zijn; het optreden der vonklijn boven 75 volt is immers niet het gevolg van de grootere ionenconcentratie maar van de grootere electronensnelheid.

Daar dus de ionenconcentratie in ons geval klein is ten opzichte van de atoomconcentratie moeten wij aannemen, dat het uitregenspectrum een kleine rol zal spelen bij het ontstaan der booglijnen in onze buizen.

HOOFDSTUK IV.

§ 11. *De polarisatie der booglijnen.*

Zooals Skinner ¹⁾ en Skinner en Appleyard ²⁾ aantoonen, is het licht dat door kwik uitgezonden wordt als het aangeslagen wordt door een parallelle bundel electronen, gedeeltelijk gepolariseerd.

Daar bij *He* nog geen waarnemingen over de polarisatie gedaan waren, hebben wij de polarisatiegraad onderzocht als functie van de electronensnelheid.

Men neemt waar in een richting loodrecht op de electronenstraal en bepaalt de intensiteit van het licht waarvan de elektrische vector evenwijdig aan de electronenstraal trilt en die waarvan de elektrische vector loodrecht op de richting der electronenstraal trilt (en bovendien loodrecht op de waarnemingsrichting). Noemen wij deze intensiteiten $I_{\parallel}$ en $I_{\perp}$ dan definiëert men de polarisatiegraad P door de betrekking:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} 100$$

Om de polarisatiegraad te bepalen werd weer dat gedeelte der spleet s (fig. I) dat zich het dichtst bij het rooster bevindt, met behulp van een achromaat op de spleet der spectrograaf afgebeeld. Wij beeldden dat deel der spleet af, omdat niet alleen de lichtsterkte daar grooter is, doch ook omdat de electronenbundel direct achter het rooster nog het nauwkeurigste als een evenwijdige bundel te beschouwen is.

Tusschen lichtbron en achromaat, direct voor de lichtbron werd een Nicolsch prisma geplaatst. De opening hiervan was zóó gekozen, dat bij kleine verplaatsing van de Nicol geen licht werd afgesneden dat daarvoor nog door de lens viel. Dit is natuurlijk noodzakelijk omdat men anders niet zeker is dat de beide standen van het Nicolsche prisma gelijkwaardig zijn.

1) H. W. B. Skinner Proc. Roy. Soc. 112 642 1926.

2) H. W. B. Skinner and E. T. S. Appleyard Proc. Roy. Soc. 117 224 1927.

Nu bleek dat bij draaiing van het Nicolsche prisma het beeld van de lichtbron iets over de spleet der spectrograaf verschoof. Om hieraan zooveel mogelijk tegemoet te komen werd met onscherpe afbeelding gewerkt.

De bundels waarmede wij werkten hadden een zoo kleine opening (de achromaat die wij bij deze opnamen gebruikten had een brandpuntsafstand van 26 cM.) dat de spectrograaf niet gevuld was. Ook deze voorzorg was noodzakelijk, omdat anders niet de zekerheid bestaat dat bij beide standen van de Nicol evenveel licht in de spectrograaf afgesneden wordt.

Doordat wij gebruik maakten van zwak divergente bundels, Nicol en onscherpe afbeelding, werd de belichtingstijd zeer lang voor kleine stroomsterkten; daarom deden wij deze waarnemingen met een grootere stroomsterkte dan de vorige waarnemingen, nl. bij 3 mA. (deze electronenstroomsterkte stelde zich in bij 28 volt en maximaal gloeien der gloeispiraal). Bij 0,04 mm. Hg druk moesten wij 24 uur belichten om voor de sterkere lijnen een voldoende zwarting te krijgen. De zwakke lijnen werden niet gemeten.

Bij verschillende spanningen maakten wij telkens twee opnamen die alleen verschilden in de stand van het Nicolsche prisma; bij de eerste werd licht waarvan de elektrische vector evenwijdig aan de electronenstroom trilde doorgelaten, bij de andere licht waarvan de elektrische vector loodrecht hierop trilde.

Om onafhankelijk te zijn van polarisatie in de spectrograaf, werden op iedere plaat ook twee opnamen gemaakt bij de twee standen van het Nicolsche prisma met een gloeilamp. Deze werd dan op precies dezelfde plaats gezet als de spleet s der buizen. Het bleek dat de intensiteit bij de eene stand van de Nicol (als de Nicol licht doorliet waarvan de elektrische vector trilde evenwijdig aan de electronenstraal) 10% grooter was dan bij de andere stand. Dit bedrag moesten wij dus altijd van de intensiteit der lijnen aftrekken als de Nicol in de eerste stand was. $I_{||}$ moest dus steeds met 10% verminderd worden.

Uit de waarden voor $I_{||}$ en $I_{\perp}$ kunnen wij dan de polarisatiegraad berekenen. Daar het hier aankomt op een verschil in

intensiteit bij de twee standen van de Nicol is de waarde die wij voor P vinden niet zeer nauwkeurig.

In fig X is de polarisatiegraad van enkele lijnen geteekend als functie van de spanning bij 0,1 mm. druk en in fig. XI bij 0,04 mm. druk.

Zooals wij zien treedt er bij alle lijnen een maximum op tusschen 35 en 55 volt. De polarisatiegraad schijnt bij de aanslagspanning van de lijnen naar nul te loopen.

Een negatieve polarisatiegraad (waarbij dus de intensiteit van het licht waarvan de elektrische vector loodrecht op de elektronenstraal trilt het grootst is) werd bij geen der lijnen waargenomen. Het is echter zeer goed mogelijk dat deze eerst op-

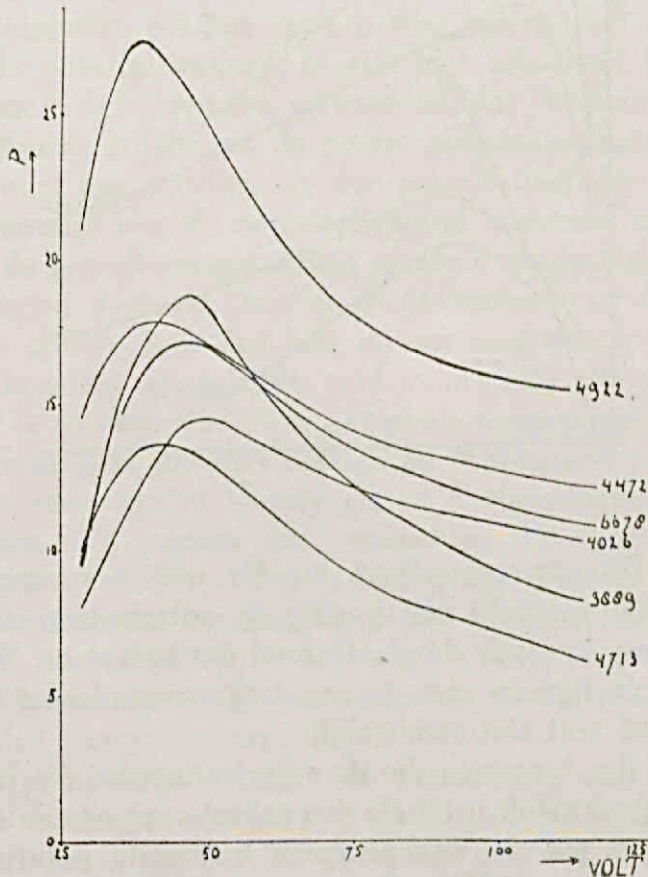


Fig. 10.

treden bij hogere spanningen. Skinner vond dat het teeken van P veranderde bij ongeveer 9 maal de aanslagspanning

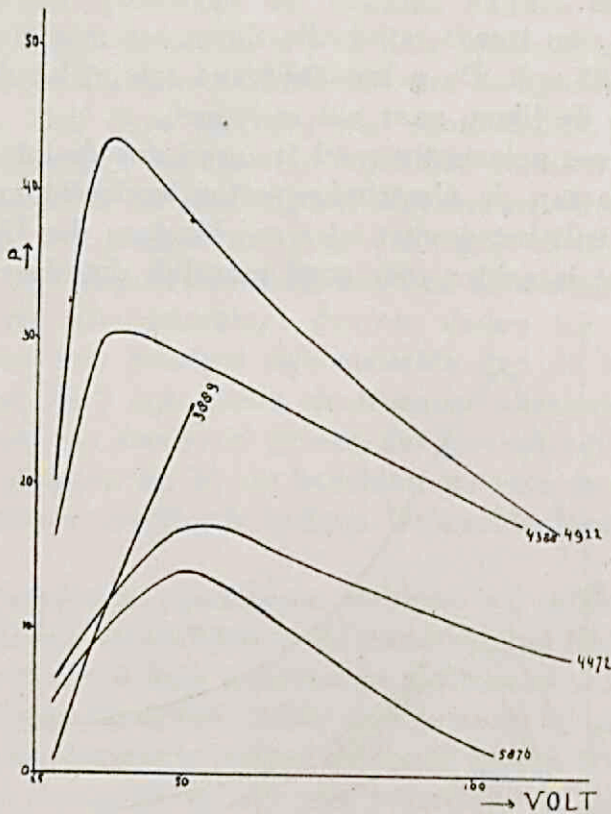


Fig. 11.

der lijn. Dit correspondeert bij He met een spanning van ongeveer 200 volt. Bij een poging de polarisatiegraad tot 250 volt te meten, brandde de gloeispiraal der buis door. Zooals men echter uit de figuren ziet, is een teekenverandering van P bij ongeveer 200 volt niet onmogelijk.

De vorm der krommen die de polarisatiegraad als functie van de spanning voorstelt is bij He dus geheel analoog aan die bij Hg .

Vergelijken wij de waargenomen maximale polarisatiegraad met de theorie van Heisenberg, zooals die ook door Skinner

en Appleyard is toegepast (zie § 2) dan zal blijken dat de overeenstemming niet mooi is.

Ook de resultaten van Skinner en Appleyard weken sterk van de door de theorie voorspelde waarden af. In het algemeen was de waargenomen maximale polarisatiegraad ongeveer de helft van de berekende.

De theorie omvat niet het verloop van de polarisatiegraad met de electronensnelheid en wordt getoetst door vergelijking met de waargenomen maximum polarisatiegraad. Wij kunnen dus ook niet verwachten dat de overeenstemming goed zal zijn, temeer daar de theorie de polarisatiegraad berekent met de onderstelling dat alleen directe aanslag vanuit het grondniveau plaats heeft. Nu zagen wij in hoofdstuk III, dat bij *He* indirecte aanslag ook een belangrijke rol kan spelen. Wat hiervan het gevolg zal zijn voor de polarisatiegraad, is niet met zekerheid te zeggen. Wel zou men in het algemeen verwachten, dat hierdoor de kleine polarisatiegraden groter en de groote polarisatiegraden kleiner worden, zoodat een nivelleering der polarisatiegraden optreedt.

Ter berekening van de polarisatiegraad onderstellen wij dus dat vanuit de grondtoestand alleen niveau's aangeslagen kunnen worden waarbij $\Delta m = 0$. Daar de grondtoestand van *He* een 1S_0 toestand is, splitst deze dus niet in een magnetisch veld (hier in het denkbeeldig aangelegde veld evenwijdig de electronenstroom) en er worden dus alleen niveau's aangeslagen, waarvan $m = 0$. Vanuit deze niveau's hebben nu overgangen plaats naar niveau's met $m = 0, \pm 1$ waarbij π en σ componenten geëmitteerd worden. Wij moeten dus verwachten dat lijnen der singulet scherpe nevenserie ongepolariseerd zijn. Immers vanuit de 1S_0 niveau's kunnen overgangen plaats hebben naar de drie niveau's $2P_1$ met m resp. $0, \pm 1$. Hierbij is de som der intensiteiten der σ componenten gelijk aan de intensiteit der π component. Dit geeft dus ongepolariseerd licht.

De singulet hoofdserie geeft een polarisatiegraad $P = 100$, daar alleen P niveau's met $m = 0$ worden aangeslagen en de S niveau's niet gesplitst zijn. Dit geeft dus een overgang waarbij $\Delta m = 0$ is, dus licht waarvan de elektrische vector trilt even-

wijdig aan het denkbeeldig aangelegde magneetveld en dus ook evenwijdig aan de electronenstraal.

Bij de singulet diffuse nevenserie hebben overgangen plaats vanuit een 1D_2 niveau met $m = 0$ naar drie 2^1P niveau's met $m = -1, 0$ en $+1$. De overgangen met $\Delta m = \pm 1$ hebben elk een intensiteit 1 tegen die met $\Delta m = 0$ een intensiteit 8.

De polarisatiegraad wordt dus $100 \frac{8-2}{8+2} = 60$ met de maximale elektrische vector evenwijdig aan de electronenstraal.

Beschouwen wij nu de tripletlijnen. De lijnen der hoofdserie bestaan uit 3 componenten: $2^3S_1 - m^3P_0$, $2^3S_1 - m^3P_1$ en $2^3S_1 - m^3P_2$ waarvan de intensiteiten zich verhouden als 1 : 3 : 5. Voor elk dezer lijnen moeten wij de polarisatie berekenen. De eerste component geeft ongepolariseerd licht, de tweede totaal gepolariseerd met de elektrische vector loodrecht op de electronenstraal en de derde component geeft een intensiteit 80 evenwijdig de electronenstraal en 20 loodrecht hierop. Voor de intensiteit van het licht waarvan de elektrische vector evenwijdig de electronenstraal trilt vinden wij dus: $50 + 5 \times 80 = 450$ en voor het loodrecht op deze richting trillende licht $50 + 3 \times 100 + 5 \times 20 = 450$. Wij vinden dus een polarisatiegraad nul.

Bij lijnen van de scherpe nevenserie hebben wij te doen met de drie componenten $2^3P_0 - m^3S_1$, $2^3P_1 - m^3S_1$ en $2^3P_2 - m^3S_1$. De eerste component is totaal gepolariseerd met de elektrische vector evenwijdig de electronenstraal en de tweede totaal met de elektrische vector loodrecht op de electronenstraal, terwijl de laatste een intensiteit 8 evenwijdig en 6 loodrecht op de electronenstroom heeft. Brengen wij weer in rekening dat de intensiteiten der componenten zich verhouden als 1 : 3 : 5 dan vinden wij dat de intensiteit van het licht waarvan de elektrische vector evenwijdig de electronenstraal trilt staat tot dat van het licht waarvan de elektrische vector loodrecht op deze richting trilt als 54 : 72 waaruit $P = -\frac{100}{7} = -14.3$.

Bij de triplet $p - d$ overgang (diffuse nevenserie) treden 6

componenten op, daar nu zoowel begin- als eindniveau gesplitst zijn.

In nevenstaand schema hebben wij de intensiteiten ingevuld der 6 lijnen berekend P volgens de bekende intensiteitsformules ¹⁾.

		D		
j	j	1	2	3
0	0	$20 \begin{pmatrix} \pi=100 \\ \sigma=0 \end{pmatrix}$	0	0
1	1	$15 \begin{pmatrix} \pi=0 \\ \sigma=100 \end{pmatrix}$	$45 \begin{pmatrix} \pi=80 \\ \sigma=20 \end{pmatrix}$	0
2	2	$1 \begin{pmatrix} \pi=57 \\ \sigma=43 \end{pmatrix}$	$15 \begin{pmatrix} \pi=0 \\ \sigma=100 \end{pmatrix}$	$84 \begin{pmatrix} \pi=75 \\ \sigma=25 \end{pmatrix}$

(Verwaarloost men de splitsing der D niveau's dan vindt men voor het triplet weer een intensiteitsverhouding $20 : 60 : 100 = 1 : 3 : 5$).

Van elk dezer 6 componenten moet de polarisatie weer berekend worden. Voor elke lijn is het percentage dat evenwijdig en dat loodrecht de electronenstraal trilt tusschen haakjes ingevuld. Wij vinden zoo een verhouding der π en σ componenten van 11957 : 6043 en dus een polarisatiegraad $P = 32.8$.

In tabel X is de berekende polarisatiegraad met de waargenomen maximale polarisatiegraad bij 0,1 mm. voor de verschillende seriën vergeleken.

TABEL X.

Serie	berekend	waargenomen
$2^1P - m^1S$	0	11
$2^1S - m^1P$	100	26
$2^1P - m^1D$	60	28
$2^3P - m^3S$	-14.3	13
$2^3S - m^3P$	0	18
$2^3P - m^3D$	32.8	17

Zooals men ziet kloppen theorie en waarneming zeer slecht.

¹⁾ Vergl. bijv. H. Hönl Ann. d. Phys. 79 273 1926.

Hoewel de metingen niet zeer nauwkeurig zijn, is het verschil toch te groot om aan waarnemingsfouten toe te kunnen schrijven. Zooals wij echter reeds opmerkten is een overeenstemming ook nauwelijks te verwachten daar indirecte aanslag zeker een rol zal spelen, te meer daar deze metingen bij een tamelijk groote stroomsterkte gedaan zijn.

§ 12. *De polarisatiegraad der vonklijn.*

Bij 0,1 mm. werd ook de polarisatiegraad der vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ gemeten. Daar deze lijn zooveel zwakker is dan de booglijnen, maakten wij hier van meer divergente bundels gebruik, zoodat de spectrograaf geheel gevuld werd. De gevonden waarde voor de polarisatiegraad is daarom minder nauwkeurig.

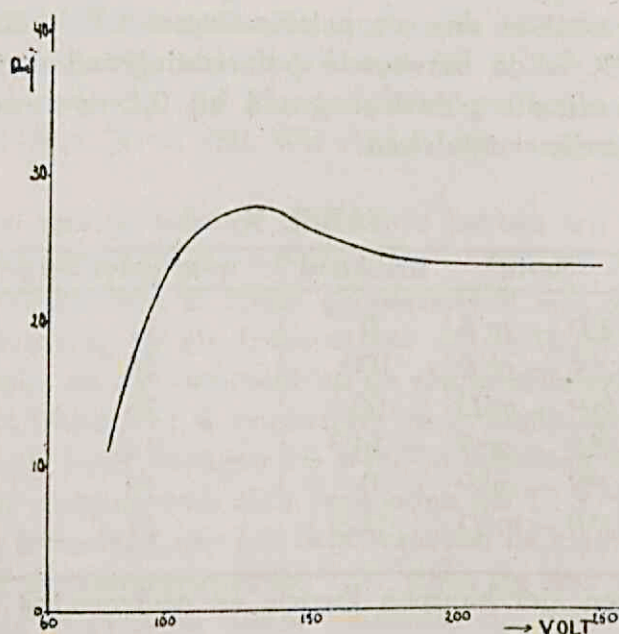


Fig. 12.

Het resultaat is in fig. XII voorgesteld. Ook hier loopt de pola-

risatiegraad bij de aanslagspanning naar de waarde nul. Hieruit zou men de gevolgtrekking kunnen maken dat de lijn van fig. IX bij 75,3 volt in de as moet komen. Als de vonklijn ontstaan zou als het gevolg van dubbele ionisatie, waarna uitregenen plaats vindt, is een sterke afhankelijkheid der polarisatiegraad dicht bij de aanslagspanning onbegrijpelijk.

Veel meer zou men dan verwachten dat òf de vonklijn heelemaal niet gepolariseerd zou zijn en indien zij dat wel ware, dan zou men weinig afhankelijkheid verwachten van de spanning.

HOOFDSTUK V.

§ 13. *Optische methode ter bepaling van de gemiddelde vrije weglengte van electronen in gassen.*

Bij de buizen van het type zooals fig. I aangeeft, viel het op dat de lichtsterkte der spleet s het grootst was direct achter het rooster, terwijl de lichtsterkte afnam met de afstand tot het rooster.

Daar de ruimte veldvrij is en dientengevolge de snelheid der electronen constant, ligt het voor de hand deze vermindering der intensiteit toe te schrijven aan een vermindering der electronenstroomdichtheid.

De vermindering van de dichtheid der electronen moet toegeschreven worden aan botsingen der electronen met *He* atomen, waardoor eerstgenoemden uit hun baan afwijken of hun snelheid verliezen. Als deze onderstelling juist is, dan moeten wij dus uit de intensiteitsafname in de lengterichting der spleet s de gemiddelde vrije weglengte der electronen kunnen bepalen.

Als de vrije weglengte der electronen in *He* λ is en x de coördinaat voorstelt langs de lengterichting der cylinder dan zal door de botsingen de electronenstroomdichtheid afnemen als

$e^{-\frac{x}{\lambda}}$. Stellen wij in eerste benadering de intensiteit der lijnen evenredig aan de stroomdichtheid (zooals wij uit § 7 weten is dit niet het geval, maar voor een klein gebied van de stroomdichtheid is dit wel bij benadering het geval) dan moet dus ook de intensiteit der lijnen in de lengterichting der spleet afnemen

als $e^{-\frac{x}{\lambda}}$. Door dus na te gaan of de intensiteit der lijnen exponentiëel afneemt, kunnen wij nagaan of de intensiteitsvermindering inderdaad door botsingen bepaald is.

Zetten wij de intensiteiten der lijnen dus in logaritmische schaal af tegen de afstand tot het rooster, dan verwachten wij een rechte lijn te vinden. Uit de helling van deze lijn volgt dan de gemiddelde vrije weglengte.

Om na te gaan of dit inderdaad het geval is, deden wij eerst metingen aan de tot nu toe gebruikte 0,1 mm. buis. De lengte der spleet is hier ongeveer 15 mm. De buis werd nu verticaal geplaatst en door de achromaat zóó afgebeeld, dat de lengte van het beeld der spleet s juist iets kleiner was dan de hoogte der spleet van de spectrograaf. De draden, die om het ingrijpen van het veld door de spleet s zooveel mogelijk te verhinderen, om de cylinder gewikkeld waren, vergemakkelijkten het scherp stellen zeer. Op de plaat krijgen wij nu dus lange lijnen, die door de afbeelding der draden in vele stukjes verdeeld zijn. Op een aantal plaatsen worden deze lijnen, tusschen de afbeelding van twee draden gephotometreerd. De afbeelding dier draden vergemakkelijkt tevens het opzoeken van overeenkomstige plaatsen bij de verschillende lijnen.

TABEL XI.

afstand A	30 Volt						76 Volt					
	0	2,47	5,45	9,05	11,27	13,5	0	2,47	5,45	9,05	11,27	13,5
5876	100	68	43	26,5	21,5	17	100	76,5	50,5	35,5	31,5	27,5
5016	100	66	41,5	30	24,2	19,1	100	73	51	35,5	30	25
4922	100	73,5	47	31	26,6	21,5	100	81,5	60	42,5	35	30,5
4713	100	71	42,8	35	29,8	24,8	100	80	61,5	46,5	46	45
4472	100	71,5	43	31,5	24,5	19,2	100	68,5	43,7	32,5	25,9	21,2
4438	100	70	43,8	29,7	24,4	20,6	100	70,5	46,5	36,3	31,4	29,4
4388	100	66	40,5	29	24,2	19	100	65	42,3	32	24,8	20,3
4026	100	63	40	28,2	21,5	17,6	100	71,3	49,2	35,5	29,2	24,5
3965	100	73,5	43	29,5	24,3	19	100	67,5	44	31	25,3	20,5
3889	100	73	48	33,2	26	21	100	74	52	39,4	33,7	28,5
gemiddeld	100	69,7	43,3	30,4	24,7	20,8	100	72,7	50,1	36,7	31,3	27,3

De op deze wijze bepaalde intensiteiten der verschillende lijnen op 6 afstanden van het rooster zijn in tabel XI voor electronen van 30 volt en 76 volt ingevuld. Iets voorbij het rooster stellen wij de intensiteit van alle lijnen 100 (deze plaats noemen wij $x = 0$; het einde van de cylinder ligt dan bij $x = 15$ mm).

Zooals wij zien loopt het intensiteitsverval voor de verschillende lijnen iets uiteen. Daar er echter geen systematisch verschil optreedt tusschen lijnen van verschillende seriën of tusschen triplet- en singuletlijnen, mogen wij deze afwijkingen aan meetfouten toeschrijven en kunnen dus het gemiddelde aanzien als de electronendichtheid, als wij deze ook aan het begin der cylinder 100 stellen.

In fig. XIII is dit gemiddelde in logarithmische schaal als functie van de afstand x tot het begin der spleet uitgezet voor electronen van 30 volt snelheid. Zooals men ziet is het eerste gedeelte der lijn inderdaad recht. Bij grootere x treedt echter een afwijking der experimenteele lijn van de doorgetrokken rechte lijn op (de experimenteele punten zijn door O aangegeven).

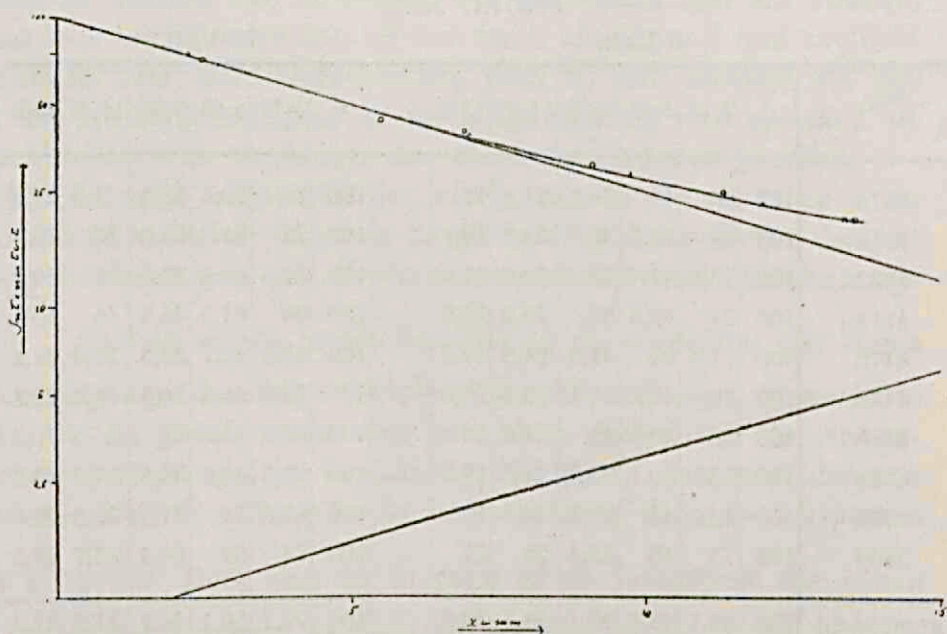


Fig. 13.

Daar het eerste deel wel recht is, ligt het dus voor de hand de afname der intensiteit toe te schrijven aan de botsingen der electronen met *He* atomen, en de afwijking van de rechte bij grootere x aan een nevenverschijnsel.

Om de afwijking van de rechte te verklaren, passen wij de theorie der achterwaartsche diffusie toe, zooals die ontwikkeld is bij de doorgang van electronen door metaalfolien. Dit leidt tot de volgende formule:

$$J = Z^+ + Z^- = J_0 \frac{(1 + p)}{1 - p^2 e^{-2a\xi}} \left(1 - p e^{-2a(\xi-x)} \right) e^{-ax} \quad 1)$$

Hierin is: J de totale electronenstroom en J_0 die bij $x = 0$
 Z^+ en Z^- de electronenstroom in heengaande en
 teruglopende richting;

p de constante der terugdiffusie.

a de absorptiecoëfficiënt

ξ de totale laagdikte

(in Wien Harms staat opgegeven $Z^+ - Z^-$; hier komt het echter alleen aan op de electronendichtheid, terwijl de richting er niet toe doet.)

Het deel dat van x afhangt kunnen wij schrijven als:

$$\begin{aligned} & \left(1 - p e^{-2a(\xi-x)} \right) e^{-ax} = \\ & = e^{-ax} - k e^{ax} \text{ als wij } p e^{-2a\xi} = k \text{ noemen.} \end{aligned}$$

Deze grootheid als functie van x levert juist een afwijking van de rechte naar de andere kant op, zoodat achterwaartsche diffusie niet de oorzaak kan zijn van de door ons gevonden afwijking.

Trachten wij nu het verschijnsel te verklaren door aan te nemen dat bij de doorgang der electronen in een laag He van dikte dx een gedeelte αdx achterwaarts wordt verstrooid en βdx naar voren, dan krijgen wij dus twee stroomen in de cylinder: een heengaande I en een teruggaande I' .

1) Wien Harms Handb. d. Exp. Phys. 14 blz. 363.

Hiervoor geldt dan:

$$\frac{dI}{dx} = - (a + \beta) I + \beta I'$$

$$\frac{dI'}{dx} = - \beta I + (a + \beta) I'$$

Stellen wij $a + \beta = a'$ dan kunnen wij dus schrijven:

$$\frac{dI}{dx} = - a' I + \beta I'$$

$$\frac{dI'}{dx} = - \beta I + a' I'$$

Wij kunnen nu het accent bij a' wel weer weglaten. Wij moeten dan alleen onthouden dat

$$a > \beta.$$

De oplossing der vergelijkingen geschiedt als volgt:

$$\frac{d(I + pI')}{dx} = - (a + p\beta) I + (\beta + pa) I'$$

Kies nu p zóó, dat $-(a + p\beta) = \frac{\beta + pa}{p}$

$$\therefore p^2 + 2p \frac{a}{\beta} + 1 = 0$$

waaruit volgt: $p = - \frac{a}{\beta} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{\beta}\right)^2 - 1}$

Daar $a > \beta$ zijn de waarden die wij voor p_1 en p_2 vinden dus reëel.

Nu is dus:

$$\frac{d(I + pI')}{dx} = \left(\frac{\beta}{p} + a\right) (I + pI')$$

$$I + pI' = A e^{\left(a + \frac{\beta}{p}\right)x} \quad 1)$$

Daar p twee waarden p_1 en p_2 heeft, hebben wij hier dus twee vergelijkingen.

Voor de vergelijking met p_2 kunnen wij schrijven:

$$I + p_2 I' = B e^{\left(a + \frac{\beta}{p_2}\right)x}$$

Nu volgt uit de vierkantsvgl. voor p

$$p_1 p_2 = 1 \text{ dus } p_2 = \frac{1}{p_1}$$

$$\therefore a + \frac{\beta}{p_2} = a + \beta p_1 = -\frac{\beta + p_1 a}{p_1}$$

Vergelijking (1) wordt dus:

$$I + \frac{I'}{p_1} = B e^{-\left(a + \frac{\beta}{p_1}\right)x} \quad (2)$$

Uit vgl. (1) (waar p vervangen door p_1) en (2) volgt dan

$$I + I' = \frac{p_1}{p_1 + 1} B e^{-\left(a + \frac{\beta}{p_1}\right)x} + \frac{A}{p_1 + 1} e^{\left(a + \frac{\beta}{p_1}\right)x}$$

De eerste term is de afnemende term en dit is natuurlijk de hoofdterm. $\frac{p_1}{p_1 + 1}$ is dus positief. Dan is echter $\frac{1}{p_1 + 1}$ nega-

tief, daar wij uit de vierkantsvgl. zien dat de som der wortels neg. is en het product pos. en beide wortels dus neg. zijn.

Het tweede deel van $I + I'$ is dus negatief (A en B zijn positief), zoodat wij hier weer een afwijking van de rechte vinden in de andere richting als bij onze experimenten.

Een andere mogelijkheid om het verschijnsel te verklaren geeft de reflectie der electronen aan de oppervlakte en in het metaal (in ons geval Ni) aan het uiteinde van de cylinder.

Voor 30 volt's electronen bedraagt de totale reflectie bij nikkel ongeveer 50%.¹⁾

1) Wien Harms Handb. d. Exp. Phys. 14 blz. 342.

Wij nemen dus aan dat van het einde van de cylinder een secundaire electronenstroom uitgaat, waarvan de sterkte de helft is van de opvallende stroom en dat ook deze secundaire stroom weer op dezelfde wijze verzwakt wordt als de primaire stroom.

In fig. XIII is dit voor 30 volt grafisch voorgesteld. De rechte lijn in de onderste helft der fig. stelt deze secundaire stroom voor. De helling van deze lijn is tegengesteld gelijk aan de helling van de eerste rechte. Tellen wij nu de stroomdichtheden dezer heengaannde en teruglopende stroom op dan vinden wij de punten die door kruisjes in de figuur zijn aangegeven. Zooals men ziet liggen deze goed op de experimenteele kromme.

De reflectie kan dus het verschijnsel goed verklaren.

In fig. XIV is hetzelfde voor 76 volt geteekend. Een reflectie

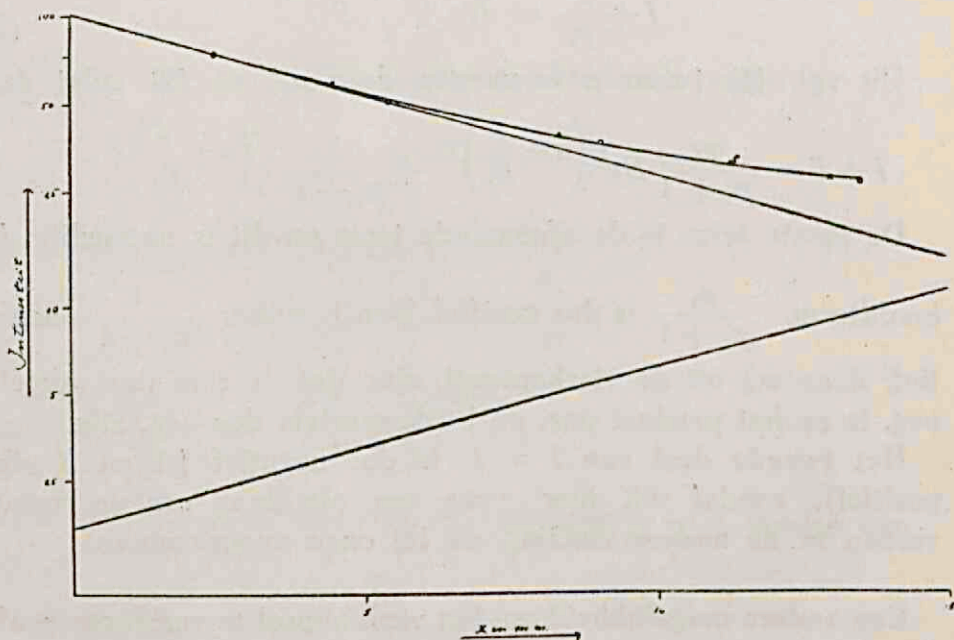


Fig. 14.

van 50% zou hier een te kleine waarde voor de som der heen- en teruglopende stroom geven. Uit de grafiek in Wien Harms volgt echter dat de reflectie bij deze electronensnelheid 80% bedraagt. Met deze reflectie vinden wij de door kruisjes aan-

gegeven punten en deze vallen weer goed op de experimenteele kromme. Hieruit volgt dus dat het zeer waarschijnlijk is, dat de afwijking van de rechte het gevolg is van de reflectie der electronen aan het uiteinde. Uit de helling van het rechte stuk kunnen wij dus de vrije weglengte bepalen.

Wij vinden dan hieruit voor 0,1 mm He druk en electronen van 30 volt snelheid een vrije weglengte.

$$\lambda_{30} = 0,72 \text{ cM.}$$

Uit de rechte van fig. XIV volgt:

$$\lambda_{76} = 0,78 \text{ cM.}$$

Dat de gemiddelde vrije weglengte bij 76 volt grooter is dan bij 30 volt is in overeenstemming met de resultaten van Ramsauer ¹⁾, waar de vrije weglengte der electronen in He na 4 volt toeneemt.

§ 14. *Meting der vrije weglengte in He volgens de optische methode.*

Om te controleeren of de afwijking van de rechte inderdaad door reflectie der electronen veroorzaakt wordt en om een nauwkeuriger meting van de gemiddelde vrije weglengte te doen, deden wij metingen aan een langere cylinder van 35 mm lengte.

Indien de afwijking inderdaad door de reflectie veroorzaakt is, moet de afwijking hier eerst bij grootere waarden der abscis merkbaar worden. De afwijking moet immers ongeveer op dezelfde afstand van het einde van de cylinder beginnen.

Om de intensiteit der lijnen langs de geheele lengte der spleet s te meten, moest deze in 3 gedeelten op de spleet der spectrograaf worden afgebeeld. Twee opeenvolgende deelen hadden daarbij een gemeenschappelijk gebied, zoodat de intensiteit der lijnen langs de geheele lengte der spleet s was te vinden.

¹⁾ C. Ramsauer. Ann. d. Phys. 66 1921 546.

Het resultaat bij een snelheid overeenkomende met 30 volt geeft fig. XV. Wij hebben hier weer het gemiddelde der intensiteiten als wij alle lijnen bij $x = 0$ 100 stellen, tegen x uitgezet.

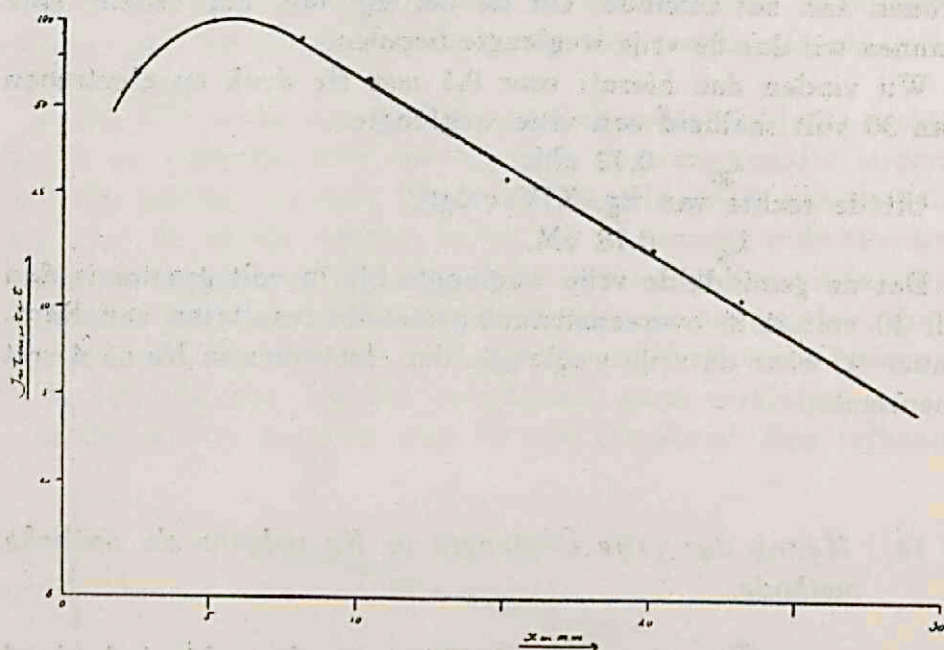


Fig. 15.

Wij zien dat de punten tot op 20 mm afstand van het rooster op een rechte liggen. Dit bewijst dus inderdaad dat de afwijking van de rechte niet door het gas wordt veroorzaakt, maar bepaald is door de afmetingen van de cylinder.

Aan het begin van de cylinder, dus even voorbij het rooster, treedt een merkwaardig effect op. De intensiteit der lijnen neemt eerst toe, terwijl eerst daarna een exponentieele afname plaats heeft. Dit feit kan verklaard worden als men een binnentreden van het veld door het rooster in aanmerking neemt. In het begin van de cylinder hebben de electronen dan nog een kleinere snelheid dan met 30 volt overeenkomt. Nu weten wij uit § 5 dat de aanslagfuncties van alle lijnen onder 30 volt snel afnemen, zoodat hiermede bovengenoemd effect verklaard kan worden. Wij kunnen deze verklaring controleeren door dezelfde proef te doen met electronen van 36 volt. Daar nu niet meer alle aan-

slagfuncties onder 36 volt afnemen, moet dit effect hier in het gemiddelde niet meer aanwezig zijn en dit blijkt ook inderdaad het geval te zijn.

Om dus uit de intensiteit der lijnen te besluiten op de electronenstroombichtheid moeten wij voor iedere lijn de snelheidsverandering in het gebied $0 < x < 8$ (dat het in dit gebied plaats heeft volgt uit fig. XV) in aanmerking nemen en met behulp der bekende aanslagfuncties corrigeren.

Tenslotte moeten wij nog een tweede correctie toepassen. Wij hebben hiervoor uit de intensiteit op de stroomdichtheid besloten, door een lineair verband tusschen deze twee grootheden aan te nemen. Zooals wij echter uit § 7 weten, is dit niet het geval. Wij moeten dus voor iedere lijn een grafische voorstelling maken van de intensiteit als functie van de stroomdichtheid en zoo bij de gevonden intensiteit de stroomdichtheid aflezen.

TABEL XII.

$\text{\AA}$ \diagup Afstand	4	6,5	9	12	14,3	17	19	22	24	27	29,5	32
6678	100	64	45	32	23,5	17,4	13,6	10,8	9,35	7,65	6,20	4,7
5876	100	69	45	30	20,0	14,2	10,2	7,3	5,30	4,10	2,85	2,14
5016	100	66	43	23,5	13,4	9,0	7,2	5,25	4,05	3,17	2,17	1,44
4922	100	69	52	31	22,2	16,8	12,8	11,2	9,80	7,8	6,40	5,05
4713	100	81	56	37	25,5	17,4	13,3	11,3	9,10	7,2	5,60	4,00
4472	100	75	46,5	29,5	18,5	12,3	8,3	6,4	5,10	4,0	3,10	2,25
4438	100	71	50	34,5	26,7	20,0	15,1	12,5	10,9	9,6	7,55	5,90
4388	100	76	54	36,5	25,2	21,0	13,9	11,4	10,4	7,9	6,20	5,05
4121	100	69	47,5	36	28,6	21,0	14,0	9,75	7,75	6,35	4,50	2,65
4026	100	72	47	34	24	19,4	12,2	9,9	8,50	6,30	5,20	3,90
3965	100	71	48	30	22	17,2	13,3	9,65	8,80	7,0	5,60	4,00
3889	100	69,5	45	29	20,4	14,4	9,3	6,70	5,75	4,65	3,35	2,53
gemiddeld	100	71,0	48,1	31,9	22,5	16,7	11,9	9,35	7,89	6,31	4,88	3,63

Tabel XII geeft de op deze wijze gecorrigeerde (ook gecorrigeerd voor het indringen van het veld) intensiteiten voor verschillende lijnen op een aantal afstanden van het rooster. Deze

getallen geven dus stroomdichtheden aan en zouden dus uit alle lijnen dezelfde gevonden moeten worden. De afwijkingen van het gemiddelde vertoonen geen verband met de aard van het beginniveau zoodat wij de verschillen aan meetfouten moeten toeschrijven. Het gemiddelde zal daarom wel vrij nauwkeurig de stroomdichtheid aangeven.

In fig. XVI is dit gemiddelde in logarithmische schaal als

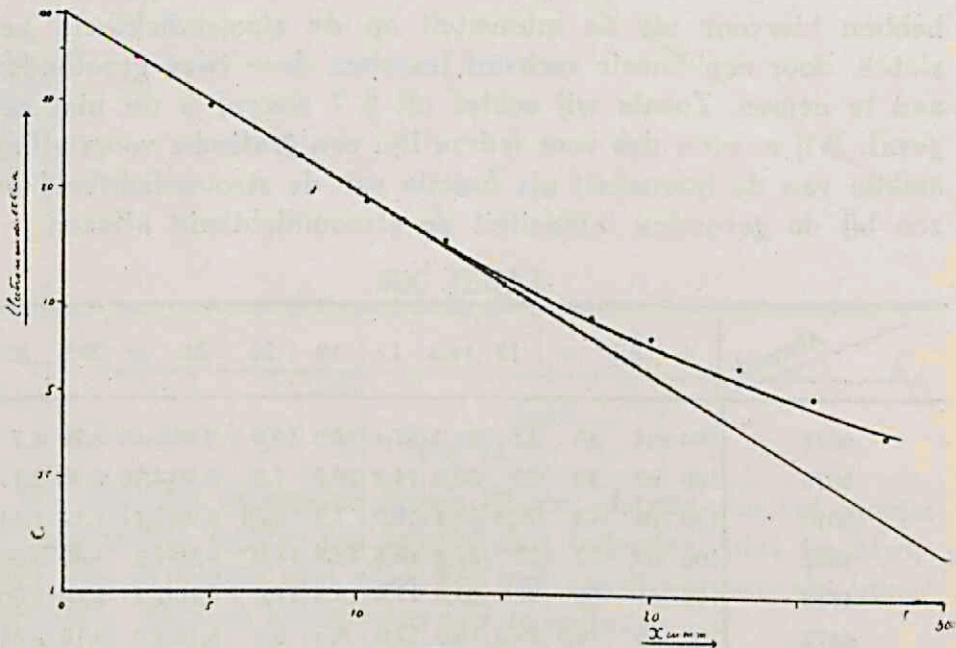


Fig. 16.

functie van de afstand tot het rooster uitgezet.

Uit de rechte volgt dat de stroomdichtheid na 20 mm nog 0.058 maal de beginwaarde is. De gemiddelde vrije weglengte volgt dus uit de formule:

$$e^{-\frac{2}{\lambda}} = 0,058$$

$$\lambda = 0,70 \text{ cm.}$$

§ 15. *Vergelijking met de electriche methode ter bepaling van de gemiddelde vrije weglengte.*

Lenard ¹⁾ gebruikte de volgende methode:

Een gloeispiraal emitteert electronen die door een veld, aangebracht tusschen deze spiraal en een rooster, versneld worden. Met constante snelheid treden ze in een veldvrije ruimte (Stoßraum) aan welks einde ze worden opgevangen en door een galvanometer worden gemeten. Het geheel bevindt zich in gas van bepaalde druk. Door de lengte der veldvrije ruimte te variëren en de electronenstroom die het einde bereikt te meten bij deze verschillende lengten, kan men dus het aantal electronen op verschillende afstanden van het rooster meten, waaruit de vrije weglengte te berekenen is.

H. F. Mayer ²⁾ gebruikte de door Lenard aangegeven methode van een tegenveld aan het einde van de veldvrije ruimte. Hier bevinden zich dan twee roosters met een zoodanig potentiaal verschil dat alleen de electronen die in de veldvrije ruimte geen energie verloren hebben, tegen het veld tusschen de roosters kunnen oploopen. Door dit aantal weer te meten bij verschillende lengten van de „Stoßraum“ kan de vrije weglengte gevonden worden.

Om ook die electronen die slechts een kleine richtingsverandering door botsingen verkregen hebben te verhinderen in de opvanger te komen, gebruikte Ramsauer ³⁾ de volgende methode:

Foto-electronen worden door een electricch veld versneld en dan door een magnetisch veld dat loodrecht op de snelheid wordt aangebracht, gedwongen langs een cirkelbaan te loopen. Deze is door een aantal spleten bepaald. Het magneetveld moet dus een bepaalde sterkte hebben. Electronen die of iets van hun snelheid verloren hebben of iets zijn afgeweken, kunnen niet

1) P. Lenard. Ann. d. Phys. 2 359 1900
8 149 1902
12 449 en 714 1903.

2) H. F. Mayer. Ann. d. Phys. 64 451 1921

3) C. Ramsauer. Ann. d. Phys. 66 546 1921

door al deze spleten passeeren. Door de electronenstroom te meten die twee verschillende spleten passeeren is dus het aantal dat tusschen deze twee afgeweken is bekend, waaruit weer de vrije weglengte bepaald kan worden.

Ramsauer geeft niet op de vrije weglengte maar de som der doorsneden van alle atomen in 1 cM.³ bij een druk van 1 mm (de grootheid „ α ” bij Ramsauer). Hier verstaan wij onder de doorsnede, de werkzame doorsnede (Wirkungsquerschnitt).

De doorsnede van één atoom hangt met de vrije weglengte op de volgende wijze samen:

$$\pi r^2 = \frac{1}{\lambda N}$$

waarin N het aantal atomen per cM.³ bij een bepaalde druk en λ de vrije weglengte bij deze druk.

Berekenen wij uit de gevonden waarde van $\lambda = 0,70$ cM. bij 0,1 mm de grootheid „ α ” dan vinden wij daar het aantal atomen in 1 cM.³ van 1 mm druk 10 N is (als wij het aantal bij 0,1 mm N noemen):

$$„\alpha” = 10 N \pi r^2 = \frac{10 N}{\lambda N} = \frac{10}{\lambda} = \frac{10}{0,70} = 14,3 \frac{\text{cM}^2}{\text{cM}^3}$$

Uit de curven van Ramsauer ¹⁾ volgt voor electronen van 36 volt een waarde van „ α ” = $9 \frac{\text{cM}^2}{\text{cM}^3}$.

De afwijking tusschen beide waarden is vrij groot, maar de orde van grootte komt goed overeen.

Een bezwaar tegen de optische methode zou kunnen zijn dat bij deze methode alleen de vrije weglengte bepaald kan worden voor electronensnelheden grooter dan de aanslagspanning van het gas. Bij He dus niet onder 20 volt, terwijl het interessante gebied juist bij de kleine snelheden ligt.

¹⁾ C. Ramsauer. Ann. d. Phys. 66 555 1921

Het is echter in principe mogelijk om onder de aanslagspanning metingen te doen en wel op de volgende wijze:

Bij het helium van bijv. 0,1 mm druk voegt men een kleine hoeveelheid van een gas toe, waarvan de aanslagspanningen klein zijn. De druk van dit bijmengsel moet zoo klein zijn, dat het aantal botsingen van electronen met atomen van dit gas te verwaarloozen is ten opzichte van het aantal botsingen met *He* atomen.

De electronendichtheid wordt dan door de vrije weglengte in het *He* bepaald en wordt gemeten aan de intensiteit der lijnen van het vreemde gas.

Metingen hierover zullen in het Fysisch Lab. te Utrecht gedaan worden, waarbij voor het bijmengsel kwikdamp zal worden gebruikt.

ZUSAMMENFASSUNG.

Bei 0,1 mm und 0,04 mm He Druck werden die Anregungsfunktionen der sichtbaren He Linien gemessen. Alle Linien, ausgenommen die der Tripletts Hauptserie und Tripletts scharfen Nebenserie, welche ein scharfes Maximum haben, zeigen zwei Maxima. Linien derselben Serie haben ähnliche Anregungskurven. Das Verhältnis der Intensitäten bei 0,1 mm und 0,04 mm Druck nimmt bei grösserer Elektronengeschwindigkeit zu, zumal für die Linien der diffusen Nebenserien. Das Triplettsingulett Verhältnis nimmt bei kleinerer Elektronengeschwindigkeit zu, vor Allem das Verhältnis $\frac{2^3 S - 3^3 P}{2^1 S - 3^1 P}$. Der Abfall in den Serien ist wenig von der Elektronengeschwindigkeit, aber stark vom Druck abhängig. Das Triplettsingulett Verhältnis nimmt bei grösserem Druck zu. Die Anregungsfunktion der Funkenlinie $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ wird gemessen. Unterhalb 75 Volt wurde diese Linie nicht gefunden.

Die Polarisation der Bogenlinien und der Funkenlinie wird als Funktion der Elektronengeschwindigkeit untersucht. Der Polarisationsgrad $P = 100 \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}}$ ist null bei der Anregungsspannung und hat ein Maximum bei ungefähr der doppelten Anregungsspannung.

Aus dem Abfall der Intensität der Heliumlinien in grösserem Abstand vom Gitter eines feldfreien Raumes wird der Wirkungsquerschnitt der He Atome gegenüber Elektronen bestimmt und ziemlich gute Übereinstimmung mit den von Ramsauer gefundenen Werte gefunden.

Stellingen.

I.

De wijze waarop Fürth uit de onnauwkeurighedsrelatie van Heisenberg de verhouding van de straal van het electron tot die van het proton berekent is niet van willekeur vrij te pleiten.

R. Fürth, Zs. f. Phys. 57 429 1929.

II.

Bij voortschrijdende associatie van watermoleculen tot grootere complexen, neemt evenals bij alcoholen de moleculaire polarisatie eerst toe, daarna af.

P. Debye, Polare Molekeln 1929.

M. Jona, Phys. Zeitschr. 20 14 1919.

III.

Uit een bewijs van Routh volgt dat bij een systeem van n vrijheidsgraden waarvan men er één vast houdt, de nieuwe frequenties inliggen tusschen de oude. Dit is eenvoudig in te zien.

E. J. Routh, Advanced rigid dynamics.

6th Ed. 1905 p. 57 art. 78.

IV.

De critiek van Honda op de theorie van Langevin is onjuist.

K. Honda, Zs. f. Phys. 47 691 1928.

V.

Bij de verkaring van de paradox van St. Petersburg, is die van Condorcet en Poisson te verkiezen boven die van Bertrand en die van Daniel Bernoulli.

Bertrand, Calcul des probabilités, 2me Ed.

1907 p. 59.

VI.

De verklaring die Mitchell geeft voor het feit dat de polarisatiegraad van het corona-licht afhankelijk is van de golflengte, is onjuist.

S. A. Mitchell, Eclipses of the sun. New-

York 1923 p. 340.

VII.

Bij het bepalen der intensiteitsverhouding van ver uiteenliggende spectraallijnen, is de methode der spleetbreedtevariatie gecombineerd met afstandsvariatie te verkiezen boven genoemde methode gecombineerd met verzwakkers.

U
19