



Foto-elektrische intensiteitsmetingen in het kwikspektrum

<https://hdl.handle.net/1874/299635>

A. qu. 192, 1931

FOTO-ELEKTRIESE
INTENSITEITSMETINGEN IN HET
KWIKSPEKTRUM

J. F. H. CUSTERS

qu.
2

Foto-elektrische
Intensiteitsmetingen in het Kwikspektrum

FOTO-ELEKTRIESE INTENSITEITSMETINGEN IN HET KWIKSPEKTRUM

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

Jhr. Dr. B. C. DE SAVORNIN LOHMAN
HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER RECHTS-
GELEERDHEID VOLGENS BESLUIT VAN DEN SE-
NAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDEN-
KINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NA-
TUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP DONDERDAG
9 JULI DES NAMIDDAGS TE 3 UUR, DOOR

JAN FRANS HENRI CUSTERS
GEBOREN TE EINDHOVEN

Aan de Nagedachtenis van mijn Vader
Aan mijn Moeder
Aan mijn Verloofde

Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor. Gaarne betuig ik U bij het beëindigen van mijn akademiese studie mijn grondige dank voor al hetgeen U tot mijn vorming heeft bijgedragen en voor Uw onvermoeibare leiding bij mijn onderzoek.

Hoewel ik niet het geluk had de jaren voor mijn kandidaats-examen Uw kolleges te kunnen volgen, werd ik reeds de eerste tijd, die ik in Uw laboratorium doorbracht, zo gestemd, alsof ik reeds jaren met de prettige kring Uwer medewerkers vertrouwd was. De wijze, waarop U mij al de tijd, die ik in Utrecht was, tegemoet kwam, zal mij onvergetelik blijven. Steeds zal ik mij Uw warme belangstelling voor ieder, die in Uw laboratorium werkzaam is, herinneren.

Hooggeleerde Kramers. Het dieper zien in de verschijnselen der Natuur heb ik van U mogen leren en de uren, die ik met U in persoonlijke aanraking was, stemmen mij tot grote dankbaarheid.

Hooggeleerde Moll, Zeergeleerde Burger. Gaarne dank ik U voor de tijd, die ik met U als assistent in aanraking was en voor Uw belangstelling in mijn onderzoek, die ik mocht ondervinden; de prettige uren op het praktikum doorgebracht, zullen mij steeds in gedachte blijven. In het biezonder dank ik U, Zeergeleerde Burger, vele momenten, waarin ik Uw helderheid en snelheid van geest mocht bewonderen.

Hooggeleerde Wolff. Mijn erkentelijkheid voor de tijd, gedurende welke U bij mij de belangstelling voor de moderne Analyse wakker riep, kan ik niet juister uitdrukken, dan met de wens, dat ik opnieuw Uw heldere kolleges mocht kunnen volgen.

Hooggeleerde Nijland. Voor Uw leerzame kolleges betuig ik U gaarne mijn dank.

Zeergeleerde Heren van Cittert en Minnaart, en Vrienden uit Utrecht. Mijn omgang met U blijft mij een prettige herinnering.

U, Waarde Vermeulen, mijn hartelike dank voor de prettige samenwerking in onze Utrechtse tijd en de voortdurende bereidwilligheid, waarmee U mij terzijde stond.

Gaarne betuig ik het Philips-Van der Willigenfonds, dat de eerste tijd mijn studie mogelijk maakte, mijn erkentelijkheid.

Tenslotte U, waarde Haringhuizen en Ter Horst, dank ik voor de vriendelijke wijze, waarop U mij bij de vele intensiteitsmetingen van dienst zijt geweest.

Inhoud.

	Bladzijde
	Inleiding.
HOOFDSTUK I	Fotocel en Versterker.
	§ 1 De fotocel-versterker 14
	§ 2 Toetsing van de liniariteit van de fotocel. 26
	§ 3 De relatieve en de absolute ijking der fotocel. . . . 28
HOOFDSTUK II	Dubbel-Monochromator.
	§ 4 Bepaling der dispersiekromme en der doorlatingsgebieden. 33
	§ 5 Bepaling van de absorbtie . 35
HOOFDSTUK III	Experimentele Opstelling.
	§ 6 De toegepaste ontladingsbuis. 37
	§ 7 De optiese opstelling. . . . 39
	§ 8 De meetmethode bij de inten- siteitsmetingen. 40
HOOFDSTUK IV	Metingen in het Kwikspectrum.
	§ 9 De intensiteit der tripletlijnen als functie van stroomsterkte en druk. 43
	§ 10 De intensiteitsverhouding der tripletlijnen. 49
	§ 11 De intensiteit der singuletlijn als functie van stroomsterkte en druk. 53
	§ 12 De triplet-singuletverhouding. 56
HOOFDSTUK V	Karakteristieken der Ontladingsbuis en Intensiteit.
	§ 13 De (i,V) -karakteristieken der ontladingsbuis. 59
	§ 14 Het verband tussen de inten- siteitsmetingen en de ka- rakteristieken der buis. . 61
	Zusammenfassung. 64

Inleiding.

De intensiteitsmetingen van spektraallijnen geschieden tot voor enige tijd in het Fysies Laboratorium te Utrecht zowel langs fotografiese als thermoelektriese weg. Omdat de fotografiese methode nogal tijd in beslag neemt, en de thermozuïl minder gevoelig is dan de fotocel in dat golflengtegebied, waar de fotocel gekenmerkt is door haar grote selektieve gevoeligheid, is het gewenst onder omstandigheden de fotoelektriese methode toe te passen, hetgeen mogelijk is, wanneer men met een lijnenarm spectrum te doen heeft, dat met behulp van een lichtsterke dubbelmonochromator voldoende opgelost kan worden.

Wanneer de lijnen van het te onderzoeken spectrum voldoende sterk zijn, zodat ze met behulp van een gevoelige fotocel-opstelling gemeten kunnen worden, kan men in zeer korte tijd een groot aantal intensiteitsmetingen verrichten.

Het eerste deel van dit proefschrift omvat de beschrijving der fotocel-opstelling, de ijking van de gevoeligheid dezer opstelling, en de bepaling van de absorbtie van de dubbelmonochromator, die bij het onderzoek werd toegepast.

Het tweede deel behandelt de intensiteitsmetingen, verricht aan het Kwikspektrum, dat in een gloeikathode-buis werd opgewekt en waarbij uitwendige omstandigheden, die van invloed zijn op de intensiteit der geëmitteerde spektraallijnen, zoals bijv. de druk van het gas, de stroomdichtheid e.a. gevarieerd werden.

Het doel was lijnen te onderzoeken, die van hetzelfde beginniveau van het aangeslagen atoom uitgestraald worden, omdat voor zulke lijnen de eigenschappen van dit niveau karakteristiek en gemeenschappelijk zijn.

Onderzocht werden de lijnen van het triplet $2^3P_{012} - 2^3S_1$ (Golflengten: 5461, 4358 en 4047 Å.), en de singuletlijn $2^1P_1 - 3^1S_0$ (Golflengte: 4916 Å.). De laatste lijn is de tweede uit de IIe Nevenserie en werd onderzocht, omdat het met de toegepaste opstelling niet mogelijk was de eerste lijn dezer reeks $2^1P_1 - 2^1S_0$ (Golflengte: 10140 Å) te meten.

Het onderzoek sluit zich aan bij dat van Ornstein, Burger en Kapuscinski, die onder analoge omstandigheden het gedrag van Helium bestudeerden.¹⁾

Genoemde schrijvers onderzoeken, uitgaande van een beschouwing der verschillende mogelijkheden, welke voor het ontstaan en verdwijnen van een bepaalde toestand van het atoom verantwoordelijk kunnen zijn, in hoeverre deze factoren een rol spelen.

Als lichtbron wordt bij drukken van 12 tot 40 mm. een Geisslers buisje toegepast, van 0,3 tot 7 mm. een buis met een oxydgloeikathode, waarbij de ontlading door een kapillair geleid wordt; bij drukken van 0,01 tot 0,05 mm. worden de elektronen, van een gloeikathode afkomstig, in een holle cilindervormige anode geschoten, en het hierin opgewekte licht door een zich in de anode bevindende spleet, bestudeerd.

De intensiteit van verschillende triplet- en singuletlijnen wordt thermoelektries gemeten, waarbij stroomsterkte, druk, en kapillairdiameter gevarieerd worden.

De intensiteit per mA, I/i , als functie van de stroomsterkte vertoont een maximum, dat zich met afnemende druk verschuift naar grotere stroomsterkten, en dat toegeschreven wordt aan zelfabsorbtie der lijn. Deze zelfabsorbtie is eveneens verantwoordelijk voor het afnemen van de intensiteit als functie van de druk voorbij een optimale waarde der intensiteit.

De singuletlijn 20582 Å wijkt af van de tripletlijnen; I/i daalt vanaf de kleinste stroomsterkte, zonder een maximum te vertonen.

Eveneens afwijkend is de wijze, waarop de intensiteit van een singuletlijn van de druk afhangt; de kromme (I, p) vertoont een scherp maximum, om vervolgens vrij sterk te dalen, terwijl bij een tripletlijn dit maximum vlakker is en de intensiteitsafname voorbij dit maximum veel geleidelijker plaats vindt.

Door voor het tripletniveau $2P$ de balans op te maken betreffende het ontstaan en verdwijnen van deze toestand, komen de schrijvers tot het besluit, dat met toenemende druk het uitregenen

¹⁾ L. S. Ornstein, H. C. Burger en W. Kapuscinski, ZS. f. Ph. 51, 34, 1928.

vanaf hogere niveau's minder en minder wordt, zodat de kans op direkte aanslag stijgt.

Wat betreft de triplet-singuletverhouding wordt gevonden, dat deze met toenemende druk belangrijk stijgt, waaruit volgt, dat bij kleine druk de kans op direkte aanslag van een singulettoestand waarschijnlijker is dan die van een triplettoestand, wat in verband gebracht wordt met de voor Helium verboden interkombinatie-overgangen betreffende straling.

Dat met toenemende druk de verhouding stijgt, wordt verklaard uit de overgangen van singulet - naar triplettoestanden, tengevolge van botsingen met atomen in de grondtoestand.

Dezelfde analogie, die bij het ontstaan van singulet- en triplettoestanden tengevolge van elektronenbotsing en straling wordt gevonden, doet zich voor bij de niveau's onderling van het singuletsysteem.

De aanslag door elektronenbotsing van een *P*-toestand is waarschijnlijker dan die van een *S*- of een *D*-toestand, wat blijkt uit de met de druk toenemende intensiteitsverhouding van lijnen, die door overgang vanuit de betreffende toestanden geëmitteerd worden.

Vele der verschijnselen, die zich bij Helium voordoen, blijken bij Kwik teruggevonden te worden.

HOOFDSTUK I.

Fotocel en Versterker.

§ 1. *De fotocel-versterker.*

Om de bij belichting der fotocel opgewekte fotostroom te kunnen meten, werd deze met behulp van trioden versterkt; zij kon dan met een Moll-galvanometer worden bepaald. Het voordeel dezer methode is, dat, wanneer de energetiese gevoeligheid van het systeem versterker-fotocel bekend is, zij snel en ogenblikkelijk tot het gewenste resultaat leidt.

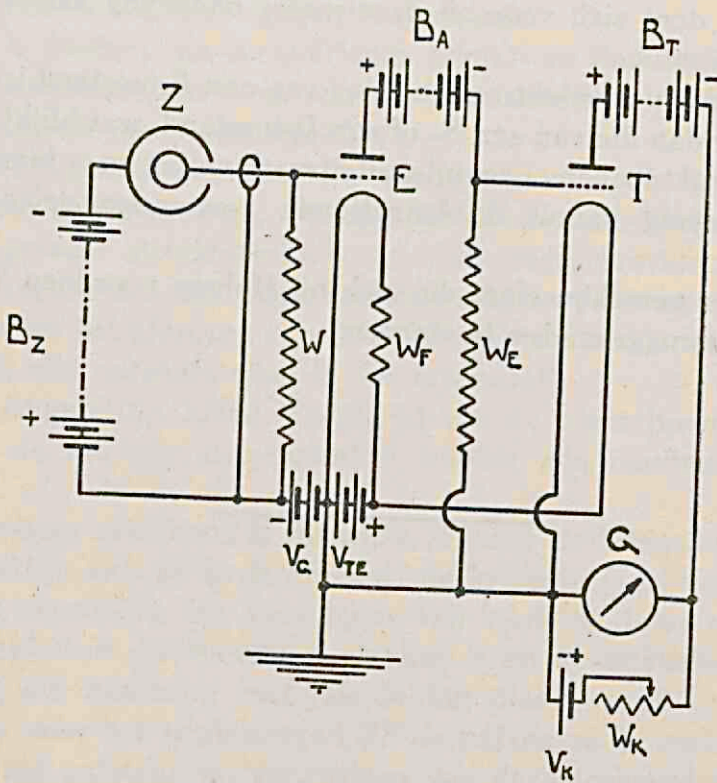


Fig. 1.

Aan de hand van fig. 1, willen we in het kort het elektrische schakelschema doorlopen, om straks op enkele punten uitvoe-riger terug te komen.

De in de fotocel Z opgewekte stroom wordt geleid door een hoge weerstand W van $2,0 \cdot 10^9$ Ohm, die zich tussen het rooster en de gloeidraad der triode E bevindt.

De spanning der fotocel-batterij B_z is 120 Volt, zodat de fotostroom verzadigd is.

V_g is een element van 2,0 Volt, dat het rooster der triode E op de gewenste potentiaal brengt ten opzichte van het negatieve einde van de gloeidraad.

De anodespanning dezer triode wordt door de batterij B_A geleverd, die een spanning heeft van 10 Volt, terwijl de anodestroom van deze triode vloeit door een weerstand W_E van $5 \cdot 10^5$ Ohm. W_E bevindt zich tussen rooster en gloeidraad van de tweede triode T , zodat bij het vloeien van een stroom in de eerste triode, het rooster der tweede triode een geschikte negatieve potentiaal krijgt ten opzichte van het negatieve einde van zijn gloeidraad.

De akkumulator V_{TE} , die de gloeistroom voor beide trioden levert, heeft een spanning van 4,0 Volt.

De anodebatterij B_T der tweede triode heeft 120 Volt spanning.

De in de anodekring der triode T vloeiende stroom wordt door de Moll-galvanometer G geleid en met behulp van het element V_K van 2,0 Volt, en de regelbare weerstand W_K gekompenseerd.

De steilheid S der opstelling wordt bepaald door het produkt $S_E \cdot S_T \cdot W_E$, waarin S_T is de steilheid der eindtriode, S_E de steilheid der eerste triode bij belasting met de uitwendige weerstand W_E . Deze steilheid S werd bepaald te zijn 0,50 mA per Volt, zodat de stroomversterkingsfaktor, die door het produkt $S \cdot W$ gegeven wordt, 10^6 bedraagt.

Bij deze hoge versterking is de eerste eis, dat de apparatuur zeer goed geïsoleerd is; dit is de reden, waarom wij in twee trappen versterkten. In het begin werd slechts een triode (Philips: A 415) toegepast, maar het was niet mogelijk de vereiste versterking te bereiken, omdat de grootte van de weerstand W begrensd

is; zodra W van dezelfde orde van grootte wordt als de isolatieweerstand, die zich tussen rooster en gloeidraad bevindt, of als de triode niet zeer goed geëvakueerd is, zodat tengevolge van gasresten merkbare roosterstromen kunnen lopen, waardoor men aan de buis een zekere inwendige roosterweerstand kan toekennen, heeft het geen zin, W nog groter te nemen.

De triode E , die Prof. Holst ons zo vriendelijk was toe te zenden, is, wat betreft de isolatie van het rooster, zeer gunstig gebouwd. In deze triode, ook wel elektrometertriode genaamd, bevindt zich de oxyd-gloeikathode tussen twee vlakke rechthoekige evenwijdige nikkelplaten, die evenver van de kathode zijn verwijderd en waarvan de bovenste afzonderlijk naar buiten is geleid, zodat deze als rooster fungerende elektrode zeer goed geïsoleerd is opgesteld. Verder bevindt zich in de buis nog een kleine gloeidraad, die dient om mogelijk optredende gasresten te binden.

Als gevolg der geringe steilheid dezer triode, is het nodig de weerstand W groot te kiezen, teneinde de gewenste versterking te verkrijgen. Deze weerstand bestond uit een mengsel van Xylol en Aethylalkohol, dat zich in een U -vormige kapillaire buis bevond, waarvan de lengte 15 cm. bedroeg met een inwendige diameter van 1 mm. De einden der kapillair waren wijder gemaakt en het elektrische contact met buiten werd tot stand gebracht door aan ieder dezer einden een platinadraad in te smelten; hierdoor is tegelijk bereikt, dat de vloeistof van de lucht is afgesloten. Om de vorming van een waterhuidje op de buitenwand der kapillair te vermijden, werd deze gedompeld in een mengsel van paraffine en kolofonium.²⁾ De weerstand was lange tijd in gebruik en goed konstant.³⁾

Ter vermindering van batterijstoringen werden uitsluitend Varta-akku's toegepast, zowel ter voeding van de gloeidraden als in de anodekringen en de celkring.

²⁾ De werking van het kolofonium is waarschijnlijk die, dat een mogelijk optredend waterhuidje niet samenhangend is, doch in fijne druppeltjes samentrekt.

³⁾ Zie verder: N. Campbell, Phil. Mag. 22, 301—302, 1911 en Phil. Mag. 23, 668, 1912.

Verder werden alle elektrische verbindingen gesoldeerd, voorzover dit mogelijk was.

De eindtriode werd van zijn huls ontdaan, en in het brugje, nadat dit zorgvuldig gereinigd was, paraffine gebracht.

De fotocel was voorzien van een schutring, die aan aarde werd gelegd (Zie fig. 1), en rondom de anodeuitvoerdraad werden paraffine en kolofonium gebracht; de celanode immers dient evengoed geïsoleerd te zijn, als het rooster der eerste triode.

Uitwendige (magnetische en elektrische) storingen werden afgeschermd door de versterker, uitgezonderd de aan aarde gelegde galvanometer, in een ijzeren, goed sluitende kast met 5 mm. wanddikte, in te bouwen; ook deze kast was geaard. Slechts de ebonietstangen, die de weerstand W_K regelden, en de geaarde loodkabel naar de galvanometer, bevonden zich buiten de kast.

De weerstand W_K bestond uit twee parallelgeschakelde draaiweerstand, waarvan de ene veel groter was dan de andere, zodat een fijne instelling van het nulpunt van de galvanometer bereikt kon worden.

Het mechanisch trillen der kast werd voorkomen, door deze op vier tennisballen te plaatsen; tengevolge van het trillen der kast, kunnen toch ook verbindingsdraden in de versterker in trilling geraken, waardoor capacatieve storingen optreden.

Ondanks al deze voorzorgen was de galvanometer op hoogste gevoeligheid niet geheel rustig, en bedroeg de onrust rond 0,2 mm.

Als de karakteristieke grootheden, zoals versterkingsfaktor en steilheid, der trioden bekend zijn, kan men de versterking der opstelling berekenen.

In bijgaande fig. 2, die de opstelling in gewijzigde vorm weergeeft, zoals die toegepast wordt bij de meting van de steilheid en andere grootheden van het systeem, beschouwen wij eens slechts de eerste trap. In deze trap is het gewenst, een zo hoog mogelijke spanningsversterking te bereiken, d.w.z. bij een verandering der roosterspanning moet de spanningsverandering aan de einden van de weerstand W_E zo groot mogelijk zijn. Als dV_e de ver-

andering is der roosterspanning, di de hierdoor opgewekte verandering in de anodestroom, dan is de spanningsverandering aan

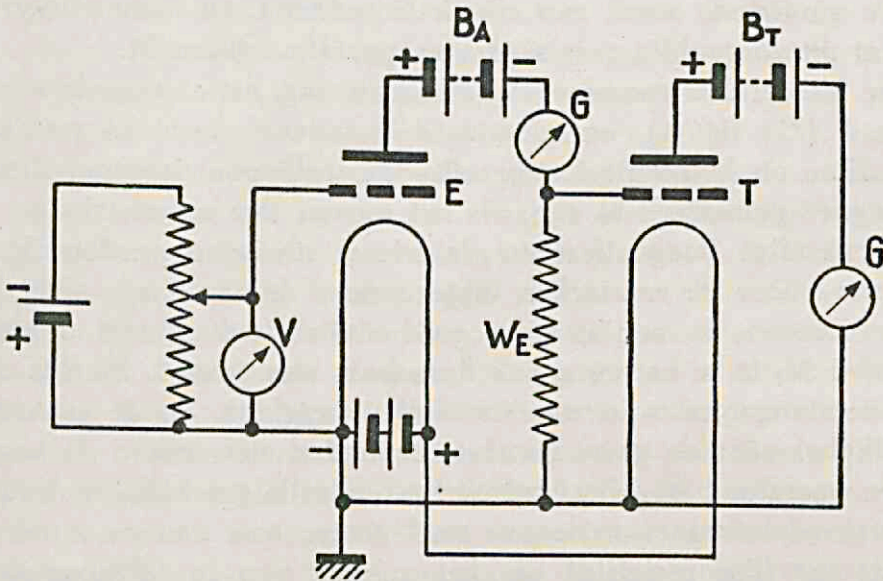


Fig. 2.

W_E dus $W_E \cdot di$, zodat de spanningsversterking is:

$$V = \frac{di}{dV_G} W_E = S_E \cdot W_E.$$

S_E is dan de steilheid der triode E bij belasting met de weerstand W_E ; deze steilheid wordt als volgt uitgedrukt in de steilheid S_o , die men heeft in het geval, $W_E = 0$:

$$S_E = S_o \cdot \frac{W_i}{W_i + W_E},$$

als W_i is de inwendige weerstand der triode. Substitueren we dit in de uitdrukking voor V , dan vinden we :

$$V = \frac{S_o \cdot W_i \cdot W_E}{W_i + W_E}.$$

Als g de versterkingsfaktor der triode is, geldt:

$S_o \cdot W_i = g$, en volgt bij substitutie:

$$V = g \cdot \frac{W_E}{W_i + W_E}.$$

Uit deze uitdrukking volgt, dat g en W_E liefst zo groot mogelijk, W_i klein moet zijn. Nu zijn echter deze grootheden nauw met elkander verwant. Bij het groeien van W_E neemt de plaatspanning (d.i. de potentiaal der plaat ten opzichte van het negatieve einde van de gloeidraad), bij vastgehouden anodebatterijen negatieve roosterspanning, sterk af.

In het geval $B_A = 10,3$ Volt, $V_G = 2,0$ Volt en $W_E = 0,485 \cdot 10^6$ Ohm, blijkt de plaatspanning slechts 0,94 Volt te zijn.

Tengevolge van het dalen der plaatspanning, stijgt W_i en neemt g af. Men moet dus een kompromis sluiten, en in ons geval werd $W_E = 0,485 \cdot 10^6$ Ohm, zo gekozen, dat een voldoende spanningsversterking in de eerste trap werd bereikt en bovendien het spanningsverval in W_E zo groot was, dat de eindtriode een geschikte negatieve roosterspanning had.

In dit geval vonden we :

$$g = 0,25,$$

$$W_i = 2,3 \cdot 10^4 \text{ Ohm, zodat de spanningsversterking bedroeg:}$$

$$V = 0,24.$$

We hebben dus niet een spanningsversterking, doch een verzwakking. Dit lijkt op het eerste gezicht vreemd, en men kan zich afvragen, welke zin de eerste trap heeft. We kunnen dit snel inzien, als we de verschillende mogelijkheden van triodeversterking beschouwen:

- 1e. Slechts een triode, met een hoge steilheid, bijv. 2,5 mA per Volt.

Bij trioden met hoge steilheid is de toepassing van een hoge anodespanning (120—150 Volt) vereist, zodat vrij sterke pos. ionenvorming optreedt; deze ionenstroom is evenredig met de druk en met de elektronenstroom, die van de gloeidraad naar de plaat vloeit.

De versterking van de fotostroom wordt bepaald door het produkt $S \cdot W$, als W is de zich tussen rooster en gloeidraad bevindende weerstand, die de fotostroom voert. Deze weerstand is echter begrensd, tengevolge van de isolatieweerstand en in het bijzonder van optredende roosterstromen in de triode, zodat hij in het geval van een goed

geëvakuëerde triode, maximaal 10^8 Ohm kan zijn en dan de versterking is: $2,5 \cdot 10^5$.

- 2e. Slechts de door ons in de eerste trap toegepaste elektrometertriode. Deze heeft een steilheid van op zijn gunstigst 0,05 mA per Volt. In dit geval wordt de weerstand niet begrensd door isolatieweerstanden e.d., tenminste niet in eerste instantie, mits de negatieve roosterspanning voldoende is, doch tengevolge van het feit, dat bij een bepaalde grootte van de weerstand de versterkte fotostroom niet meer lineair is met de fotostroom zelf; dit wordt nog nader beschouwd. Men kan, afhankelijk van de geometrische verhoudingen en de elektrische eigenschappen der triode, de weerstand niet hoger kiezen, dan $5 \cdot 10^9$ Ohm; de versterking is dan: $2,5 \cdot 10^5$.

- 3e. We passen ons schema toe.

Heeft de eindlamp een steilheid van 2,5 mA per Volt, dan is in het geval $W = 2 \cdot 10^9$ Ohm, de versterking:

$$2 \cdot 10^9 \times 2,5 \cdot 10^{-3} \times 0,24 = 1,2 \cdot 10^6.$$

Ondanks de verzwakking van de eerste trap krijgt men toch meer versterking dan in de beide andere gevallen.

Het doel der eerste triode is dus eigenlijk, bij toepassing van een zo hoog mogelijke weerstand in de kring van de fotocel, — die men bij een normale triode met hoge steilheid niet kan toepassen —, de spanningsvariaties aan die weerstand, zij het enigszins verzwakt, te brengen op het rooster van een triode met een hoge steilheid, zodat men dan toch een hoger versterking bereiken kan dan met een enkele triode. Als overbrengingstriode is de toegepaste bijzonder geschikt. Niet slechts is het rooster afzonderlijk uitgevoerd, en bevindt zich in de triode nog een hulp gloeidraad, die gasresten bindt, doch bovendien is bij de toegepaste plaatspanning van slechts 1 Volt, iedere ionisatie uitgesloten, zodat roosterstromen weinig optreden; deze worden alleen bepaald door de elektronen, die uit de gloeikathode ontsnappend, op het rooster belanden; door het rooster een voldoende negatieve spanning te geven, kan men ook deze elektronenstromen vermijden.

De karakteristieken dezer triode, bij verschillende anodespanningen en zonder uitwendige belasting opgenomen, zijn niet recht. Is dit bezwaar echter al gering, omdat bij de optredende roosterspanningschommelingen van slechts 0,01 Volt, men de karakteristiek in dat gebied als recht kan beschouwen, bovendien blijkt bij een uitwendige weerstand van $0,485 \cdot 10^6$ Ohm, de karakteristiek zo veel vlakker te worden, dat deze nu van 0 tot -8 Volt roosterspanning geheel recht is.

De steilheid bij een spanning van 10 Volt der anodebatterij, blijkt te zijn $0,525 \cdot 10^{-6}$ Amp. per Volt.

De steilheid der tweede triode bedroeg 2,2 mA per Volt.

Voor de steilheid der opstelling berekenen wij nu:

$S = S_E \cdot S_T \cdot W_E = 0,525 \cdot 10^{-6} \times 2,2 \cdot 10^{-3} \times 0,485 \cdot 10^6 = 0,56 \cdot 10^{-3}$ Amp. per Volt; eksperimenteel werd gevonden $0,50 \cdot 10^{-3}$ Amp. per Volt.

Ook deze steilheid blijkt in een belangrijk gebied der roosterspanning konstant; de karakteristiek van het systeem der beide trioden zou men negatief kunnen noemen, omdat, wanneer het rooster minder negatief wordt, de anodestroom in de eindtriode afneemt.

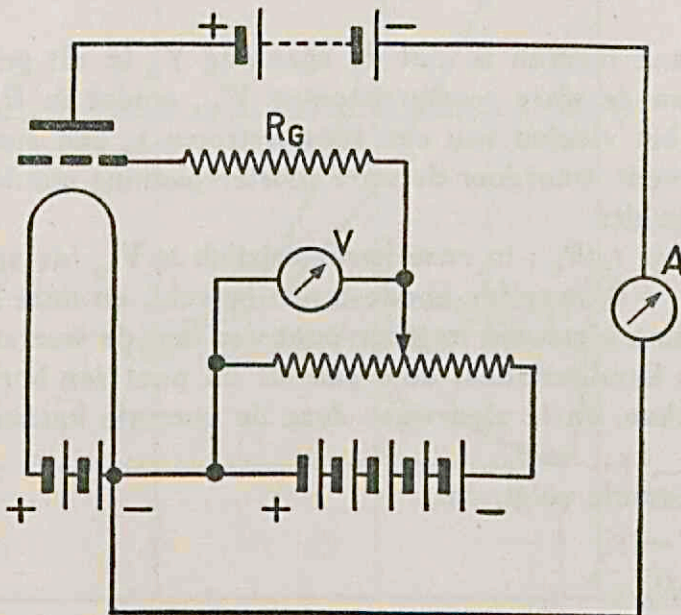


Fig. 3.

Een praktische indirekte methode om de roosterstroom van een triode te vinden als functie der roosterspanning, genaamd de roosterstroom-karakteristiek, is die met behulp van het schema van fig. 3. ⁴⁾

Behalve bekende elementen, bevindt zich hierin een rooster-spanningsbatterij van 10 à 20 Volt, in een potentiometerschakeling, die 10.000 Ohm bevat, zodat men met behulp van het glijkontakt iedere spanning kan aftakken, die op de Voltmeter V wordt afgelezen.

In de roosterkring bevindt zich al of niet de weerstand R_g , die van de orde 10^7 Ohm dient te zijn ; de grootte hiervan hangt af van de in de triode vloeiende roosterstromen.

Men neemt nu met $R_g = 0$ een plaatstroom-karakteristiek op, d.i. de anodestroom i_a als functie der negatieve roosterspanning V_g , bij konstante anodespanning. Vervolgens brengt men de weerstand R_g aan en bepaalt opnieuw i_a als functie van de op de voltmeter V af te lezen roosterspanning V_g . Men vindt dan een karakteristiek, zoals fig. 4 die weergeeft, zodat blijkt, dat in het geval R_g zich in de kring bevindt, men een sterker negatieve roosterspanning moet aanbrengen, om een zelfde anodestroom te krijgen.

De oorzaak hiervan is, dat de spanning V_g in dit geval niet gelijk is aan de ware roosterspanning V'_g , omdat in R_g tengevolge van het vloeien van een roosterstroom i_g een spanningsverval optreedt, waardoor de ware roosterspanning minder negatief is, en geldt:

$V'_g = V_g + i_g R_g$; in onze karakteristiek is V'_g de spanning, die, als $R_g = 0$, dezelfde anodestroom opwekt, en deze kan dus direkt worden afgelezen in ieder punt der met de weerstand R_g opgenomen karakteristiek, door van uit dit punt een horizontale lijn te trekken, en te zien waar deze de normale karakteristiek snijdt.

Uit de formule volgt, dat:

$$i_g = \frac{V'_g - V_g}{R_g},$$

⁴⁾ M. von Ardenne, Jahrb. d. Drahtl. Telegr., 29, 88, 1927.

zodat men op deze wijze, zonder toepassing van een gevoelige galvanometer, die ons dikwijls nog in de steek laat, snel de roosterstroom-karakteristiek kan vinden.

Uit een stel weerstanden van 10^6 , 10^7 enz. tot 10^{10} Ohm, is er altijd een te vinden, die geschikt is.

Neemt men R_g te groot, dan blijkt de plaatstroom met afnemende roosterspanning lange tijd dezelfde waarde te behouden, omdat nu ionen- en elektronenstroom elkander compenseren, tot plotseling de triode dichtklapt.

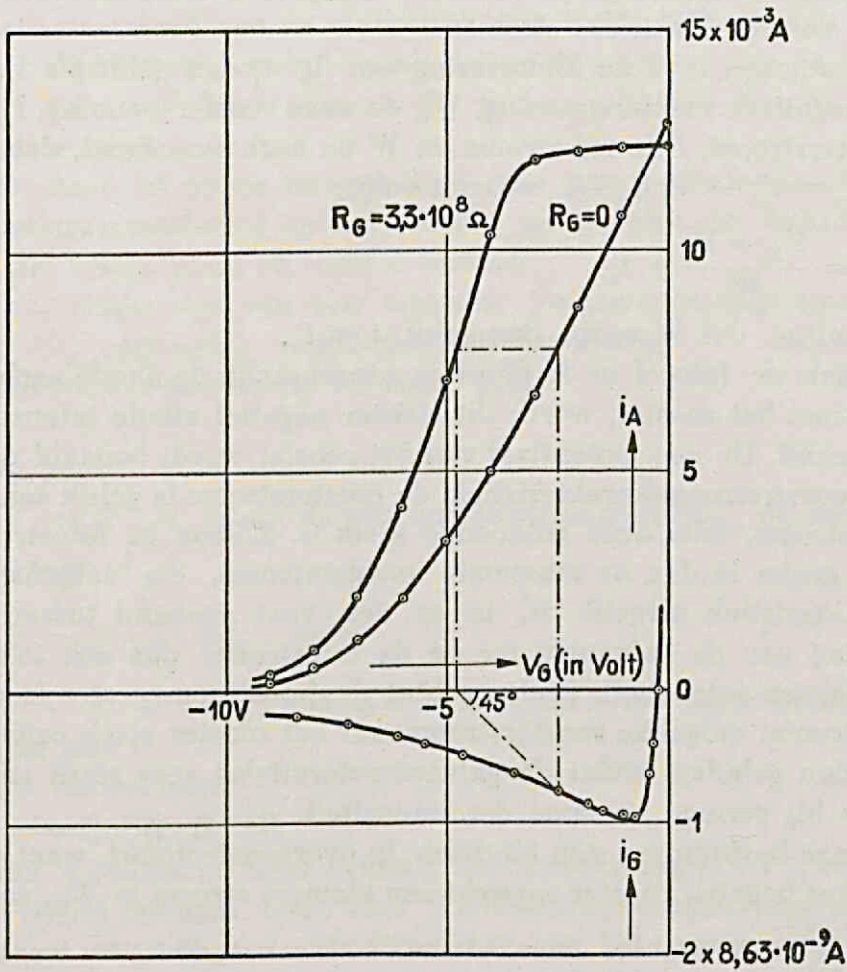


Fig. 4.

Tenslotte komen wij terug op het vermelde feit, dat men de weerstand, waardoor de fotoelektrische stroom vloeit, niet onbeperkt groot kan nemen.

Door mij werd waargenomen, dat, als deze weerstand groter dan $5 \cdot 10^9$ Ohm wordt, de uitslag van de galvanometer niet meer lineair is met de op de cel vallende lichtintensiteit, doch veel groter wordt; deze afwijking van de lineariteit is des te sterker, naarmate de weerstand toeneemt.

Voor dit feit zijn door Nottingham ⁵⁾ en Brentano ⁶⁾ verklaringen gegeven, die we beiden vermelden willen, omdat het verschijnsel van groot gewicht is bij het toepassen van triodeversterking van fotoelektrische stromen.

Beschouwt men de fotocelkring van fig. 1, dan geldt als V_e is de negatieve roosterspanning, V'_e de ware roosterspanning, i_e de roosterstroom, i de fotostroom en W de hoge weerstand, dat:

$V'_e = V_e - W \cdot (i_e - i)$, waaruit volgt:

$$i = \frac{V'_e - V_e}{W} + i_e.$$

Stel nu, dat $W = \infty$, dan geldt: $i = i_e$.

Zoals de fotocel in de figuur is aangebracht, de anode verbonden met het rooster, wordt dit sterker negatief als de intensiteit toeneemt. De neg. potentiaal van het rooster wordt bepaald door de roosterstroom-karakteristiek, de roosterstroom is gelijk aan de fotostroom, mits deze voldoende klein is. Zolang de fotostroom niet groter is dan de maximale roosterstroom, die volgens de karakteristiek mogelijk is, is er een vast verband tussen de uitslag van de galvanometer en de fotostroom, dus ook tussen uitslag en intensiteit. Zodra echter de fotostroom groter is dan de grootst mogelijke roosterstroom, zal het rooster sterk negatief worden geladen, zodat de galvanometeruitslag zeer sterk stijgt, zelfs bij geringe toename der intensiteit.

Onze bevindingen zijn hiermede in overeenstemming, want een sterker negatief rooster verwekt een kleinere stroom in W_e , zodat

⁵⁾ W. G. Nottingham, Journ. of the Franklin Inst., Vol. 209, No. 3, p. 338, 1930.

⁶⁾ J. Brentano, ZS. f. Phys. 54, 571, 1929.

het rooster der tweede triode minder negatief wordt, en dus de uitslag toeneemt.

Is de weerstand niet oneindig, dan zal men uit de bovenstaande formule en de roosterstroom-karakteristiek het te verwachten verband tussen intensiteit en galvanometeruitslag kunnen nagaan; in ieder geval is het werken met een dergelijke opstelling dan veel ingewikkelder.

Uit bovenstaande beschouwing volgt, dat men nog wel een hogere weerstand zou kunnen toepassen, als de lichtintensiteiten zeer klein zijn; bij het werken met een elektrometertriode, waarbij de maximale roosterstroom uitsluitend bepaald wordt door de isolatieweerstand van de glasballon, zijn kleine intensiteiten dan zeer zeker vereist, omdat hierbij de roosterstromen van de orde 10^{-14} tot 10^{-15} Amp. zijn, en dus nog veel kleiner dan bij een normale triode.

Brentano let op de terugwerking van een optredende plaatspanningsverandering op het rooster, ten gevolge der capaciteit C_a , die tussen plaat en rooster bestaat.

Een, tengevolge van een primaire roosterspanningsverandering δV_g opgewekte anodespanningsverandering δV_a , induceert op het rooster een lading δe , zodat geldt:

$$\delta e = C_a \cdot \delta V_a.$$

Nu is:

$\delta V_a = R \cdot \delta i_a$, als R de uitwendige weerstand en i_a de anodestroom is, of

$$\delta V_a = R \cdot \frac{\partial i_a}{\partial V_g} \cdot \delta V_g, \text{ zodat}$$

$\delta V_a = R \cdot S \cdot \delta V_g$, waarin S de steilheid is der triode bij belasting met R .

We vinden nu :

$$\delta e = C_a \cdot R \cdot S \cdot \delta V_g.$$

Met δe komt nu weer overeen een verandering van V_g , en het spel begint opnieuw. Deze door δe bepaalde terugwerking werkt als een vergroting van de capaciteit van het rooster, met het gevolg, dat bij beperkte toevoer van lading, zoals dat bij het

fotoelektries effekt plaats vindt, en grote lek van het rooster, de instelling van het evenwicht slechts langzaam tot stand komt.

Een gelijke terugwerking kan men verwachten, bij iedere plotselinge daling of stijging van V_a , tengevolge van uitwendige storingen.

Brentano sluit dus om geheel andere reden de toepassing van hoge weerstanden uit.

Inderdaad blijkt het genoemde effekt te bestaan; bij toenemende intensiteit neemt in het begin de galvanometeruitslag (de galvanometer is hierbij op zichzelf niet aperiodies) zeer snel toe, om dan vervolgens zeer langzaam naar een evenwichtstoestand te kruipen.

§ 2. *Toetsing van de lineairiteit van de fotocel.*

Van de bij het onderzoek toegepaste fotocellen was de eerste in het Fysies Laboratorium te Utrecht vervaardigd ⁷⁾ en droeg een op zilver neergeslagen Kaliumspiegel, de andere was een Philipscel (Type: No. 3510).

Beide cellen waren goed geëvakueerd en van het „black body” type; terwijl in de Kaliumcel de anode was uitgevoerd in de vorm van een ringetje, was deze in de andere cel spiraalvormig. Bij de Philipscel was in de nabijheid der anode geen schutring aangebracht, zodat we moesten volstaan met om de buis een ring van stanniool te leggen en deze met aarde te verbinden.

Omdat de versterker lineair is, d.w.z. dat de veranderingen in de uiteindelijke anodestroom evenredig zijn met de veranderingen der roosterspanning der eerste triode, kan men verwachten, dat indien de fotocel lineair is, de veranderingen in de anodestroom, d.w.z. de uitslagen van de galvanometer evenredig zijn met de op de cel vallende lichtintensiteiten, in het bijzonder, wanneer de eerste triode vrij is van roosterstromen; is dit niet het geval, dan is het niet nodig, dat de spanningsverandering aan het rooster der eerste triode bij het vloeien van een fotostroom gelijk is aan het spanningsverval in de hoge weerstand tussen rooster en gloeidraad, opgewekt door de fotostroom. ⁸⁾

⁷⁾ Drs. Willemse betuig ik gaarne mijn dank voor zijn technische hulp bij het onderzoek.

⁸⁾ Zie pag. 24.

Onder een lineaire fotocel verstaan we een zodanige cel, dat de opgewekte fotostroom evenredig is met de intensiteit van het opvallende licht.

Omgekeerd volgt dan uit de evenredigheid der uitslagen van de galvanometer met de opvallende lichtintensiteiten, dat de fotocel lineair is.

Het monochromatiese licht werd verzwakt, of met behulp van fotografiese verzwakkers of door middel van oplossingen van verschillende concentratie van nigrosine in gedestilleerd water.

De laatste methode is de meest betrouwbare, omdat in dit geval zuivere lichtabsorptie optreedt ⁹⁾ en dus de bij fotografiese verzwakkers optredende verstrooiing van het licht, wordt vermeden.

De fotografiese verzwakkers werden verkregen door fotografiese platen met verschillende ekspositietijden te belichten en deze, nadat ze ontwikkeld en gefixeerd waren, tussen twee glasplaten in te sluiten. De absorptie dezer verzwakkers was vooraf met een Moll-fotometer bepaald. Bij de meting met deze verzwakkers werden twee methoden toegepast, door de verzwakkers of vlak achter de monochromator, of vlak voor de fotocel te plaatsen. In het eerste geval komt slechts een kleine fraktie, in het tweede geval het gehele verstrooide licht op de fotocel; bij de tweede methode werden minder goede resultaten verkregen, waarschijnlijk, omdat bij het fotometreren der verzwakkers eveneens zeer weinig verstrooid licht op de thermozuil viel.

De nigrosineoplossingen werden zeer zorgvuldig vervaardigd, omdat de nauwkeurigheid van de toetsing der evenredigheid direkt afhangt van de nauwkeurigheid der bij het maken der oplossingen vereiste pipettering. Behalve aan de preciese concentratie werd zorg besteed aan de reinheid der oplossing, de reinheid van het kuvet, waarin zich de oplossing bij de meting bevond, de identieke stand van het kuvet, de konstantheid van de gloeistroom, die de trioden van de versterker voedt, als ook van de gloeispanning der belichtingslamp. Bij de metingen werd het kuvet vlak achter de monochromator geplaatst en tengevolge van de identieke stand zijn de lichtverliezen door reflectie en absorptie in het glas van het kuvet voortdurend gelijk.

⁹⁾ Zie Dreosti: Diss, Utrecht 1930, p. 33.

Uit onderstaande kromme (fig. 5), waarin uitgezet is de loga-

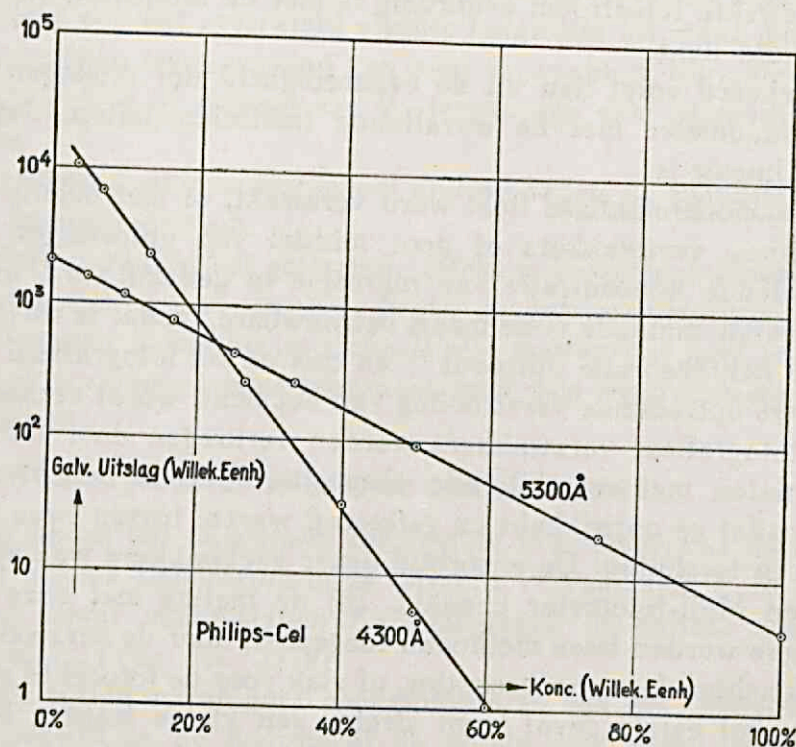


Fig. 5.

rithme der galvanometeruitslagen als funktie van de concentratie, blijkt, dat in het gehele gebied der intensiteitsverandering 1 : 10.000, de galvanometeruitslagen nauwkeurig evenredig zijn met de op de cel vallende lichtintensiteiten.

Hierbij is ondersteld, dat de nigrosineoplossing voldoet aan de wet van Beer:

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma \cdot \text{Konc.}},$$

welke voor deze oplossing door Dreosti werd getoetst.¹⁰⁾

De ijking geschiedde bij de golflengten 4300 en 5300 Å.

§ 3. De relatieve en de absolute ijking der fotocel.

Om intensiteitsverhoudingen te kunnen bepalen, met behulp der toegepaste opstelling, moet de energetiese gevoeligheid der combinatie monochromator-fotocelversterker bekend zijn.

¹⁰⁾ l. c.

Ter bepaling van de gevoeligheid van de fotocel beelden wij de draad van een gloeilamp af op de primaire spleet van de dubbelmonochromator; deze lamp was een Philips-autolampje, dat overbelast brandde; met behulp van een vacuüm-thermo-element en een thermorelais werd de relatieve energie gemeten van het achter de monochromator door een achromatische lens ontworpen lichtbeeldje, in afhankelijkheid van de golflengte.

In het beschouwde gebied mag het thermoelement als grauw beschouwd worden, terwijl de aanwijzing van het relais evenredig met de intensiteit is.

Vervolgens werd het vacuüm-thermoelement vervangen door de fotocel en bepaalden wij, bij dezelfde temperatuur van de gloeidraad, de galvanometeruitslagen, opgewekt door de versterkte fotoelektrische stroom, als functie van de golflengte.

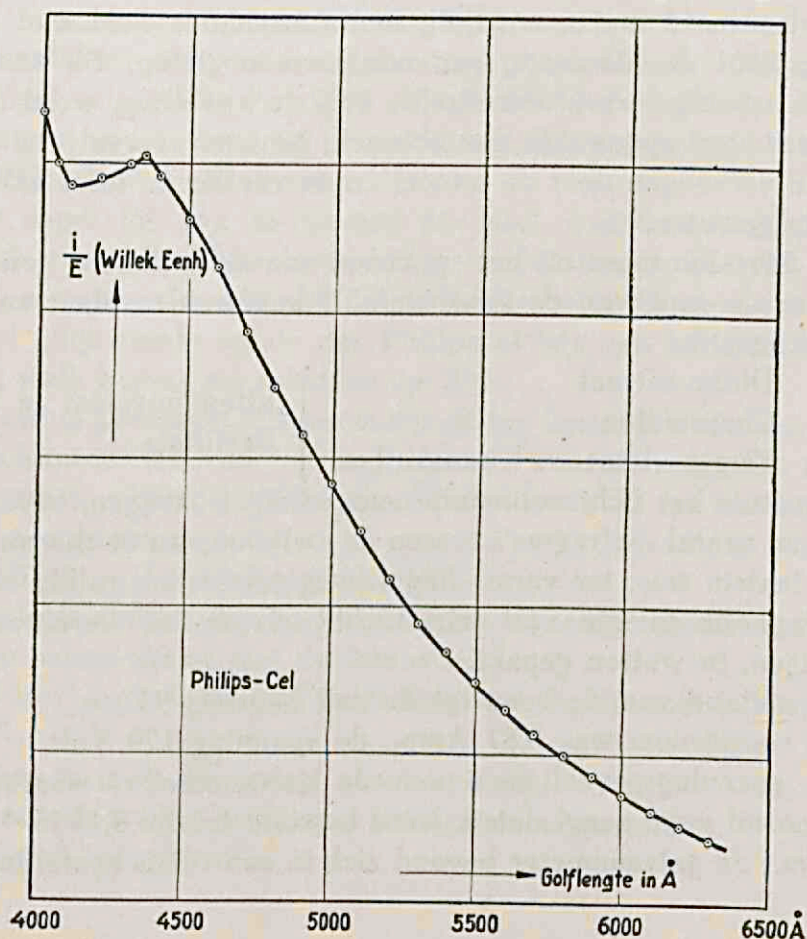


Fig. 6.

Op deze wijze krijgen wij een verband, enerzijds tussen de golflengte λ en de relatieve energie van het uit de monochromator tredende licht, anderzijds tussen λ en de door ditzelfde licht in de fotocel opgewekte stroom; hieruit is af te leiden, hoe de relatieve fotoelektrische stroom per eenheid van energie, i/E , afhangt van de golflengte, waarmee de cel energeties geijkt is. In fig. 6 vindt men het verband tussen λ en i/E voor de Philipscel.

Om een beeld te krijgen van de absolute energetiese gevoeligheid der versterkte fotocel, werd een desbetreffende meting gedaan.

Een volgens van Dyck absoluut geijkte thermozuil (No. 2705) werd bestraald met evenwijdig monochromaties licht met golflengte 5461 Å, afkomstig van een kwikbooglamp. Bij een bepaalde spanning en stroomstrekke van de kwikboog, werd de in de thermozuil opgewekte thermokracht gemeten; vervolgens werd de zuil vervangen door de fotocel en de versterkte fotoelektrische stroom gemeten.

De 5461-lijn werd uit het spektrum van de kwikboog gefilterd door in de gang van de lichtbundel 3 kuvetten te plaatsen met respectievelijk:

- | | |
|-----------------------------------|---|
| 1°. Didim-nitraat | } allen opgelost in aqua
destillata. |
| 2°. Chrysoïdine | |
| 3°. Kopersulfaat en Kininesulfaat | |

Teneinde het licht voldoende evenwijdig te krijgen, bevonden zich een aantal diafragma's tussen de kwiklamp en de thermozuil; deze laatste was, ter vermindering van ongewenste straling en om onafhankelijk te zijn van door luchtdrukvariaties veroorzaakte storingen, in watten gepakt.

De afstand van de boog tot de zuil bedroeg 93 cm.

De boogstroom was 0,87 Amp., de spanning 170 Volt.

De spanningsgevoeligheid van de galvanometer, waarop de thermozuil werd aangesloten, werd bepaald te zijn $5,18 \cdot 10^{-8}$ Volt per cm.; de galvanometer bevond zich in een relais-opstelling.

Van de thermozuïl was bekend, dat een thermokracht van 0,1 mVolt werd opgewekt door een straling van 0,000395 Watts per cm^2 , achter het dekglas. Bij bestraling van de zuïl met de 5461-lijn, onder de genoemde kondities, bedroeg de uit enige waarnemingen gemiddelde galvanometeruitslag 9,4 cm., hetgeen overeenkomt met een thermokracht van $4,87 \cdot 10^{-7}$ Volt, terwijl de hieruit volgende lichtintensiteit $19,2 \text{ erg/sek/cm}^2$ is.

Bij de opstelling van de kwikboog voor de fotocel, hetgeen in een ander vertrek plaats vond, was de afstand van de boog tot de gevoelige laag van de cel slechts 72 cm., terwijl deze bij de opstelling voor de zuïl 93 cm. bedroeg, voor welk verschil een korrektie zal worden aangebracht.

Bij bestraling der fotocel met de groene kwiklijn bedroeg de uitslag van de galvanometer (schaalafstand: 52 cm.) op gevoeligheid $1/1000$, gemiddeld 11,72 cm., hetgeen, in verband met een omrekenfaktor 816 van het galvanometer-shuntbankje, overeenkomt met een uitslag van 9560 cm op volle gevoeligheid 1/1. Zou de afstand van de boog tot de cel 93 cm zijn, dan was de uitslag: $(72/93)^2 \cdot 9560 = 5740 \text{ cm.}$

Het oppervlak van de opening der kast, waardoor het licht in de zich vlak hierachter bevindende fotocel treedt, bedroeg $1,09 \text{ cm}^2$; we stellen dit echter $1,0 \text{ cm}^2$, omdat de in de vorm van een spiraal uitgevoerde anode der Philipscel iets van het licht wegvangt, welk bedrag we schatten op 10%.

De aldus gevonden galvanometeruitslag komt dus overeen met een lichtintensiteit van $19,2 \text{ erg/sek/cm}^2$, waaruit volgt dat 1 cm galvanometeruitslag bij een schaalafstand van 52 cm korrespondeert met de intensiteit:

$$19,2/5740 = 3,34 \cdot 10^{-3} \text{ erg/sek/cm}^2.$$

Tenslotte vinden we, dat 1 cm uitslag bij een schaalafstand van 100 cm overeenkomt met de intensiteit:

$$1,74 \cdot 10^{-3} \text{ erg/sek/cm}^2, \text{ bij bestraling met de lijn met golflengte } 5461 \text{ \AA}.$$

Hiermede is de Philipscel absoluut geijkt.

Op dezelfde wijze werd voor de Kaliumcel gevonden:

$$8,75 \cdot 10^{-3} \text{ erg/sek/cm}^2.$$

De eerstgenoemde cel is dus 5 maal gevoeliger dan de laatste.

Uit de bekende versterking van 10^6 en de gevoeligheid van de galvanometer, die bij een schaalafstand van 100 cm $2,02 \cdot 10^{-7}$ Amp. per cm bedroeg, kan men nagaan, welke de „Ausbeute” is voor de beide cellen, d.w.z. hoeveel lichtkwanten van een bepaalde frekwentie vereist zijn, om 1 elektron uit het lichtgevoelige oppervlak vrij te maken.

Voor de 5461-lijn vinden we dan in de Philipscel, dat $2,02 \cdot 10^{-13}$ Amp. overeenkomt met $1,74 \cdot 10^{-3}$ erg/sek.

Nu geldt:

$$2,02 \cdot 10^{-13} \text{ Amp.} = \frac{2,02 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{19}}{1,59} = 1,27 \cdot 10^6 \text{ Elektronen/sek.}$$

$$1,74 \cdot 10^{-3} \text{ erg/sek.} = 1,74 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{5461 \cdot 10^{-8}}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{1}{6,55 \cdot 10^{-27}} = 4,83 \cdot 10^8$$

Kwanten/sek.

Hieruit volgt, dat $\frac{4,83 \cdot 10^2}{1,27} = 380$ Kwanten, overeenkomend met de golflengte 5461 Å, juist 1 elektron vrij maken.

HOOFDSTUK II.

Dubbel-Monochromator.

§ 4. *Bepaling der dispersiekromme en der doorlatingsgebieden.*

Bij de intensiteitsvergelijking is kennis van de dispersie en de absorptie van de gebruikte monochromator als functie van de golflengte vereist.

De dispersiekromme werd visueel bepaald met behulp van lijnen uit het Kwik- en het Heliumspektrum.

Het ontladingsbuisje, dat het spektrum voortbrengt, werd vlak voor de primaire spleet van de dubbelmonochromator volgens van Cittert¹¹⁾, opgesteld en de uitreespleet werd met een loupe waargenomen; alle drie de spleten van de monochromator waren even wijd gesteld. De nonius van het instrument werd zo ingesteld, dat de beschouwde lijn in het hart der laatste spleet werd afgebeeld, waarbij met veranderende golflengte deze spleet een weinig in haar eigen vlak versteld moest worden, tengevolge van het feit, dat het instrument niet geheel symmetries is.

Ter bepaling van de absorptie van de monochromator moet bij iedere golflengte het gebied bekend zijn, dat door het instrument wordt doorgelaten. Dit golflengtegebied werd met behulp der methode der gekruiste prisma's bepaald. Deze methode zij met enkele woorden vermeld.

Tussen de lens, die het uit de monochromator tredende licht afbeeldt op de spleet van een spektroskoop en deze laatste, worden twee gekruiste prisma's in de lichtbundel geplaatst, waardoor deze over een hoek van 90° wordt gedraaid met behoud van zijn richting. In de spektroskoop neemt men nu een parallelogram waar, waarvan de linker onder- en de rechterbovenpunt (of omgekeerd) de grensgolflengten aangeven, die de monochromator

¹¹⁾ P. H. van Cittert, *Revue d'Optique*, 2 (1923), p. 57; 5 (1926), p. 293

nog juist doorlaat. Uit de waarnemingen van de vier hoekpunten van het lichtende parallelogram kan men het effectieve golf-

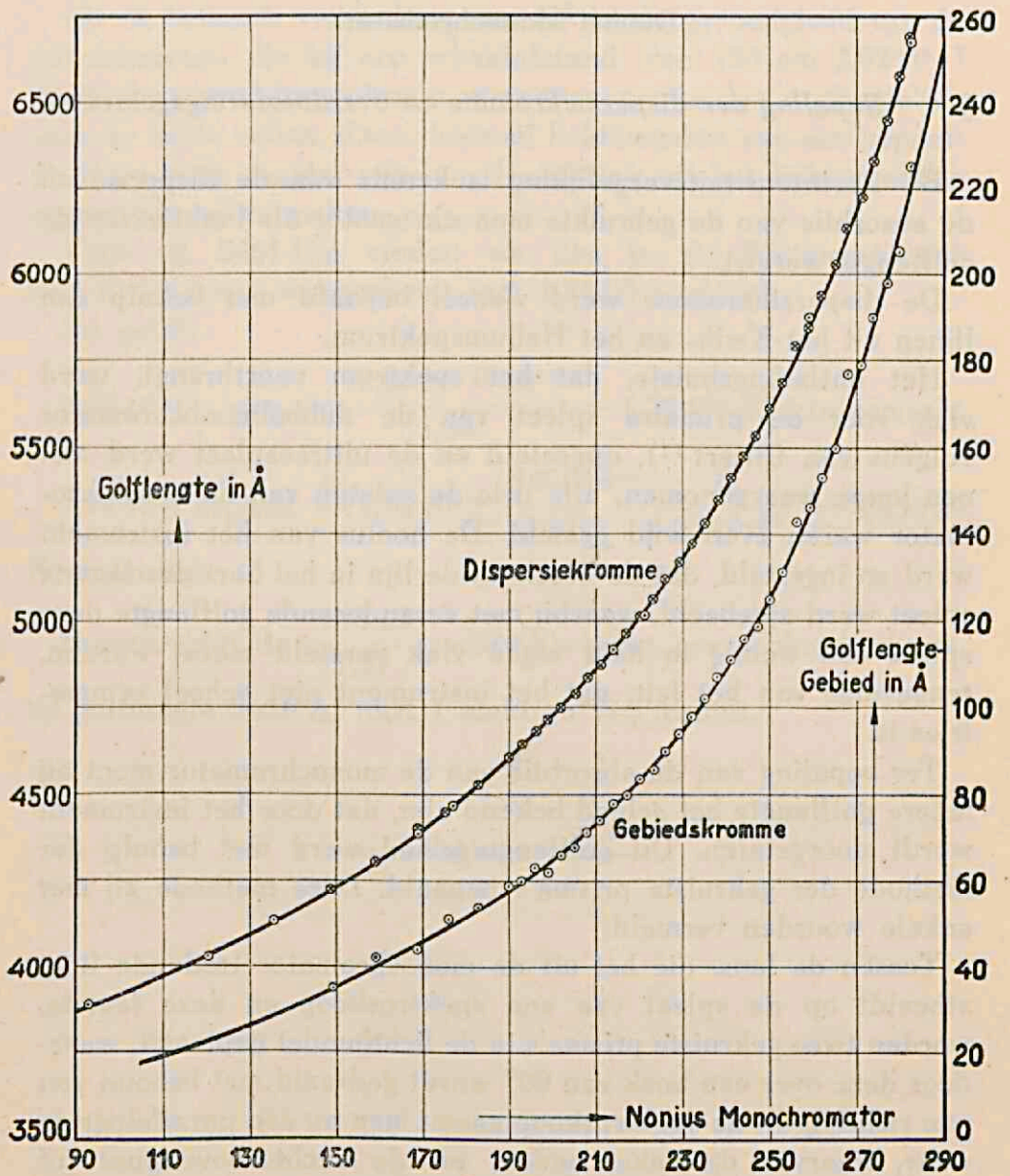


Fig. 7.

lengtegebied afleiden, waaronder we verstaan een gebied zodanig, dat aan elke golfengte hiervan een gelijke intensiteit wordt

toegekend, terwijl de totale intensiteit gelijk is aan die van het werkelijk uit de monochromator tredende golflengtegebied.¹²⁾

De lichtbron was een gloeilamp, terwijl voor de kortere golflengten een koolboog werd toegepast, om het parallelogram te kunnen zien.

De gebiedskromme, d.i. de kromme, die het verband aangeeft tussen het effectieve golflengtegebied en de golflengte, werd bepaald van 3950 tot 6000 Å. De bij de ijking toegepaste spektroskoop was vooraf op golflengte geijkt, zodat met de bepaling van de gebiedskromme, eveneens de dispersiekromme van de monochromator bekend is. De aldus gevonden dispersiekromme stemde nauwkeurig overeen met de langs direkte weg bepaalde

In fig. 7 zijn dispersie- en gebiedskromme beide uitgezet.

§ 5. *Bepaling van de absorbtie van de dubbelmonochromator.*

De absorbtie van de monochromator werd op de volgende wijze nagegaan.

De gloeiende band van een Wolframbandlamp werd afgebeeld op de primaire spleet. Van deze band was bekend de relatieve energie-verdeling als functie der golflengte, zodat men bij iedere golflengte de relatieve energie kon vinden, die de monochromator binnentrad, omdat hiervan het effectieve golflengtegebied was bepaald. De relatieve energie van het uit de monochromator tredende licht werd met een vacuüm-thermoelement volgens Moll en Burger en een thermorelais¹³⁾ gemeten. Daartoe werd de uittreespleet van de monochromator door een achromaties lenzenstelsel afgebeeld op het vacuüm-thermoelement, dat met behulp van watten thermies goed geïsoleerd was. Omdat de monochromator bij 4000 Å sterke absorbtie vertoonde, waren hier de uitslagen van de versterkte galvanometer slechts enkele mm bij de hoogst mogelijke stroomsterkte van de bandlamp, zodat het nodig was de uitslag te registreren. Met toenemende golflengte

¹²⁾ Zie verder H. v. Alphen, Diss. Utrecht, 1927.

¹³⁾ Ook voor deze metingen is het thermoelement als niet-selektief absorberend te beschouwen.

neemt de uitslag sterk toe, zodat telkens de gloeistroom teruggevoerd moest worden; bij golflengten vanaf 5200 Å werd het mogelijk met een enkele galvanometer te werken.

Als de golflengte veranderde, was het van tijd tot tijd vereist het vakuum-thermoelement iets te verplaatsen, omdat om dezelfde reden de uittreespleet versteld moest worden, wilde men maximale energie-output behouden. Dit werd visueel gecontroleerd.

Van de gebruikte bandlamp was gegeven de kleurtemperatuur als functie van de gloeistroom, zodat men bij iedere kleurtemperatuur met behulp van Planck'se energiekrommen, de energie per Å als functie van de golflengte kon vinden.

De doorlating D van de monochromator werd bij 4800 Å gelijk 100% gesteld.

Bij 4047 Å werd dan nog slechts 5% van het licht doorgelaten: Dr. van Cittert achtte het mogelijk, dat het witte flintglas, waarvan de prisma's zijn vervaardigd, enigermate geel is.

De gevonden doorlatingskromme vindt men in fig. 8.

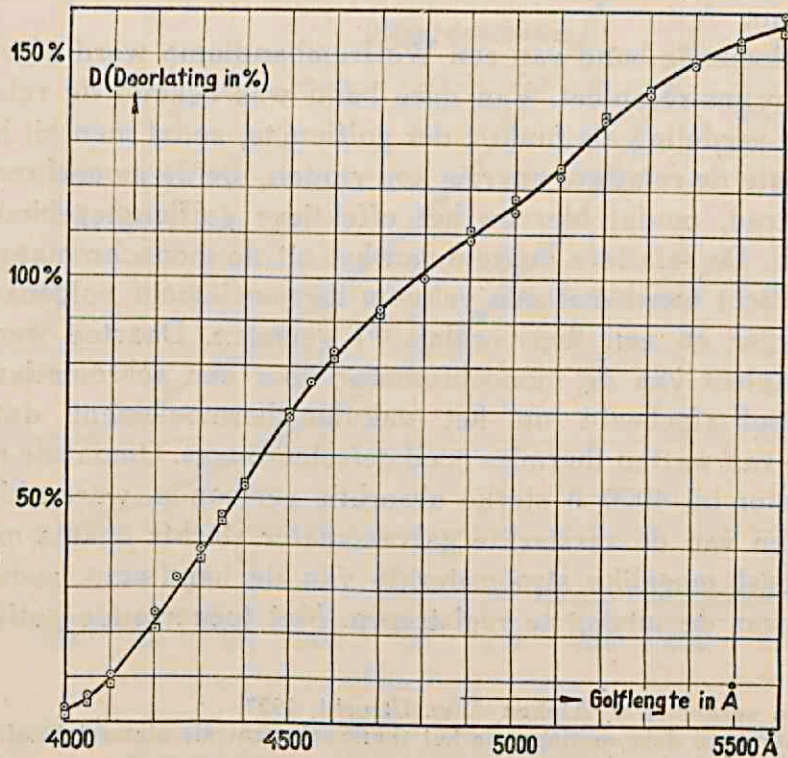


Fig. 8.

HOOFDSTUK III.

Eksperimentele Opstelling.

§ 6. *De toegepaste ontladingsbuis.*

De lichtbron was een buis van dezelfde konstruktie, zoals die door Ornstein, Burger en Kapuscinski werd toegepast, slechts

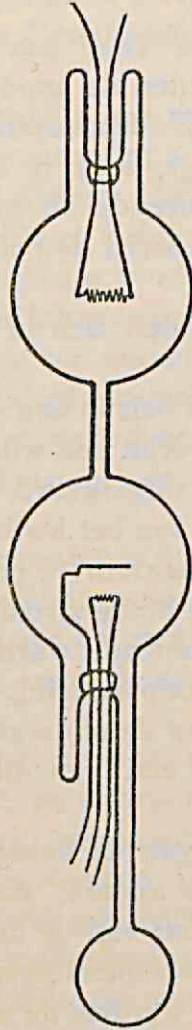


Fig. 9.

met dit verschil, dat zich aan de onderzijde van de buis een glazen

verlengstukje bevond, waarvan het doel nog nader wordt omschreven. In bijgaande fig. 9 is de buis op schaal getekend; de kapillair had een lengte van 3 cm, terwijl de inwendige diameter 1,5 mm bedroeg. In de bovenzijde bevond zich de oxyd-gloeikathode, uitgevoerd in de vorm van een platinaspiraal, waarop een geschikt oxyde was gebracht. De onderzijde der buis bevatte de anode, in de vorm van een rond nikkelplaatje, terwijl een Wolfram-gloeispiraal zich in de nabijheid bevond en diende om de anode te ontgassen.

De buis werd gedurende twee uur zorgvuldig gepompt bij 400° C. Dan werd 30 minuten de anode tot rood gloeihitte verwarmd, met behulp der Wolfram-spiraal; vervolgens werd de oxyd-kathode 15 minuten gegloeid, in de buis een druppel kwik gedestilleerd, waarna gedurende 30 minuten de boogontlading werd doorgeleid. Tenslotte werd de buis nog enige tijd gepompt en vervolgens afgesmolten.

Zelfs na maanden bevonden zich in het spektrum der ontleding geen vreemde lijnen.

Bij de metingen werd de buis in een elektrisch verwarmde oven geplaatst, die tot 200° C. verhit kon worden. In de oven was een met glas bedekte opening uitgespaard, waardoor het licht naar buiten trad. De dampdruk van het kwik werd verkregen door de oven op de gewenste temperatuur te brengen. Hierbij ondervonden wij de moeilijkheid, dat bij de stroomdoorgang der boogontlading, tengevolge der vrijkomende warmte de temperatuur in de oven steeg en tegelijk de dampspanning. Om de spanning konstant te kunnen houden, werd aan de onderzijde van de buis het hulpreservoir gesmolten en in een van de bovenoven geïsoleerde onderoven opgesteld.

Wordt de temperatuur van de bovenoven rond 20° C. hoger gehouden, dan die van de andere, dan wordt de dampdruk bepaald door de temperatuur van de onderoven, ook wanneer in de buis zelf temperatuurschommelingen optreden.

Met behulp van asbest werden de ovens thermies goed van elkander geïsoleerd, waardoor het mogelijk was, de temperatuur van de benedenste tot op $0,2^{\circ}$ C. konstant te houden.

Voor de verwarming van het benedenste oventje werd gebruik gemaakt van een konstante batterij.

§ 7. *De optiese opstelling.*

De kapillair K der ontladingsbuis werd door een achromatische lens L_1 afgebeeld op de primaire spleet van de dubbelmonochromator, zodanig, dat de kollimatorlens hiervan met licht gevuld was.

Vervolgens werd met behulp van een tweede achromaat L_2 de uittreespleet van de monochromator afgebeeld iets achter het vlak van de opening der kast (Diam. 11,8 mm), waarin zich de versterker bevond, zodat op het lichtgevoelige oppervlak van de fotocel Z een onscherp beeldje werd gevormd. (Zie fig. 10.)

Bij het werken met een fotocel-opstelling is de toepassing van een dubbelmonochromator ter ontleding van het licht zeer belangrijk, omdat enkelvoudige monochromatoren altijd nog een fraktie vals licht doorlaten, waardoor men geheel foutieve resultaten kan krijgen in verband met de selektieve gevoeligheid van de fotocel.

De toegepaste monochromator is in het Fys. Laboratorium vervaardigd en bevat uitstekende achromatische lenzen, waardoor deze bij iedere golflengte van het zichtbare gebied dezelfde stand kunnen blijven behouden, zodat de energie-output van het instrument goed konstant is.

In de opstelling bevond zich verder een planparallel glasplaatje P , dat vast was opgesteld, en waardoor het mogelijk was het licht van een, op een controleerbare spanning brandende gloeidraad G afkomstig, op de fotocel te werpen. Op deze wijze had men een controle wat betreft de konstantheid van de versterker.

Teneinde het licht uit het vertrek af te schermen, werd bij de meeste metingen het gedeelte der opstelling, dat zich tussen de monochromator en de versterkerkast bevindt, omhuld door een zwarte koker, zodat bij matig kamerlicht gewerkt kon worden;

waar het soms ging om galvanometeruitslagen van enkele *mm.*, was vermindering van vals licht zeer vereist.

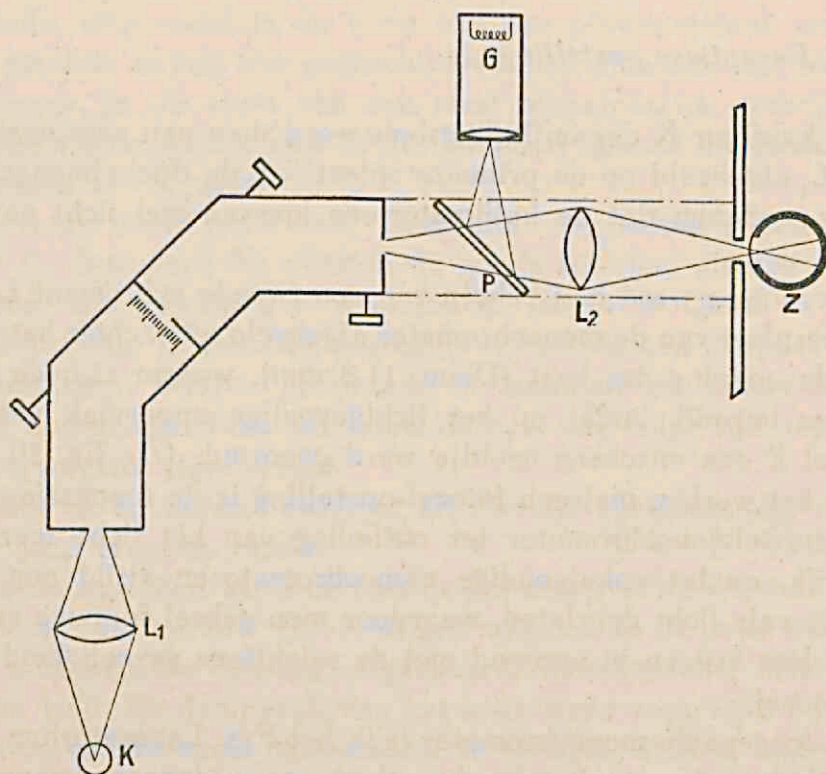


Fig. 10.

§ 8. *De methode bij de intensiteitsmetingen.*

In het geval bij de meting gewerkt werd met de galvanometer op volle gevoeligheid, vertoonde deze een merkbare gang, waarvoor verschillende oorzaken verantwoordelijk kunnen zijn. De gang ontstaat voornamelijk tengevolge van het ontladen van de gloeistroomakkumulator en van het compensatieelement. De gloeistroomakkumulator, die een capaciteit had van 35 Ampère-

uren, diende ter voeding van beide trioden, zodat een stroom van ruim 1 Amp. werd afgenomen. Tengevolge hiervan daalde de klemspanning van de akku voortdurend; hoewel deze daling in de praktijk zelden een rol speelt, is hij, bij de toegepaste versterking van gewicht.

De invloed van het kompensatieelement (klein type Varta van 2 Volt), dat de stroom leverde ter kompensatie van de in de laatste triode vloeiende anodestroom, was minder, tengevolge der veel geringere stroomafname.

Ondanks deze gang, die soms een halve *cm* per minuut bedroeg, kon men voldoende nauwkeurig waarnemen, indien op het einde van vaste tijdsintervallen telkens de uitslag van de galvanometer werd waargenomen. Op deze wijze werd een reeks aflezingen verricht, die telkens 10 sekunden uiteenlagen. We gaven aan deze visuele methode de voorkeur, omdat ze ons direkt het resultaat der waarneming verschaft, terwijl registreren omslachtiger is. De meting geschiedde dan als volgt:

Nadat de cel korte tijd belicht was, werd ze afgedekt gedurende 10 sek.; op het einde van dit interval werd de uitslag waargenomen en tegelijk het afdekscherm verwijderd, zodat het licht op de cel viel; na 10 sek. werd dan opnieuw de uitslag afgelezen en gelijktijd de cel afgedekt, enz. Dit gebeurde dan, afhankelijk van de grootte van de, door het opvallende licht opgewekte uitslag, 5 of 7 of 9 maal. Dergelijke meetreeksen, achtereen genomen, gaven goede overeenstemmende uitkomsten. Was de lichtintensiteit voldoende, zodat de galvanometer op 1/10 van zijn gevoeligheid gebruikt kon worden, dan kon men met een enkele aflezing van de uitslag volstaan.

Voor en na iedere meetreeks werden de stroom der boogontlading en de beide thermometers afgelezen. De boogontlading werd slechts gedurende de tijd van een meetreeks in stand gehouden; gecontroleerd werd, dat in dit geval de metingen goed reproduceerbaar waren.

De lijnen werden bij een bepaalde druk gemeten als funktie van de stroomsterkte. Het verband tussen de intensiteiten bij verschillende drukken werd gelegd, door bij een konstante

stroomsterkte de intensiteit der lijnen te meten als funktie van de druk, zodat hiermede de intensiteit als funktie van stroomsterkte en druk, bekend is.

Het meten van de intensiteit van een lijn in afhankelijkheid van de stroomsterkte bij een vaste druk, leverde geen biezondere moeilijkheden, omdat gedurende deze tijd (ca. 1,5 uur) de versterker voldoende konstant bleef. Werd echter de intensiteit van een lijn bepaald als funktie van de druk, dan was men gedwongen telkens ruim een uur te wachten tot de ovens een konstante temperatuur bereikt hadden. Omdat bij 12 tot 15 verschillende drukken werd gemeten, werd geëist, dat de versterking gedurende een dag konstant was, waaronder wij verstaan, dat de uitslag van de galvanometer bij belichting met een konstante intensiteit in de loop van de tijd dezelfde is. Dit werd met behulp van het planparallele glasplaatje (zie fig. 10) nagegaan. Voor de in sommige gevallen optredende geringe afwijking van de konstantheid der versterking, werd gekorrigeerd.

De druk varieerde van 0,0025 tot 10 *mm Hg*, de stroomsterkte van 0,1—400 mA., afhankelijk van de druk.

HOOFDSTUK IV.

Metingen in het Kwikspektrum.

§ 9. *De intensiteit der tripletlijnen als functie van stroomsterkte en druk.*

De afhankelijkheid der intensiteit van een tripletlijn (2^3P_{012} — 2^3S_1) als functie van de stroomsterkte bij konstante druk

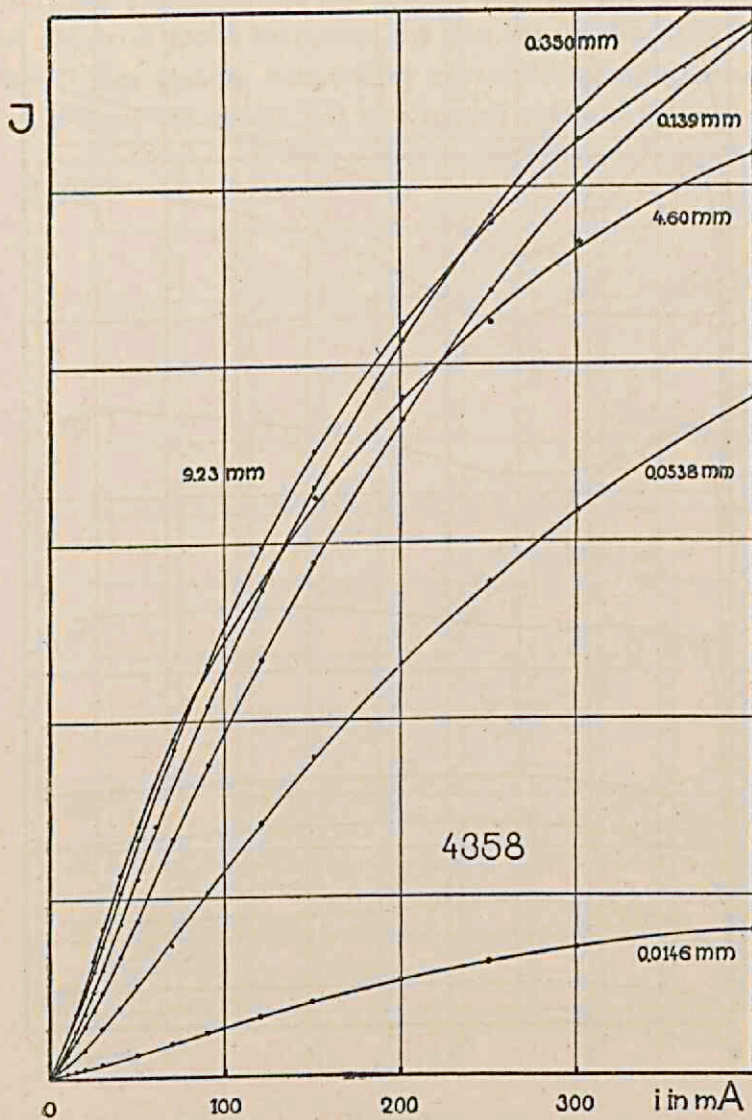


Fig. 11.

heeft in het algemeen hetzelfde karakter, onafhankelijk van de druk.

In fig. 11 vindt men de intensiteit I der lijn 4358 als functie der stroomsterkte i , met de druk p als parameter. Zoals in bijna alle volgende figuren is de eenheid der intensiteit I willekeurig genomen.

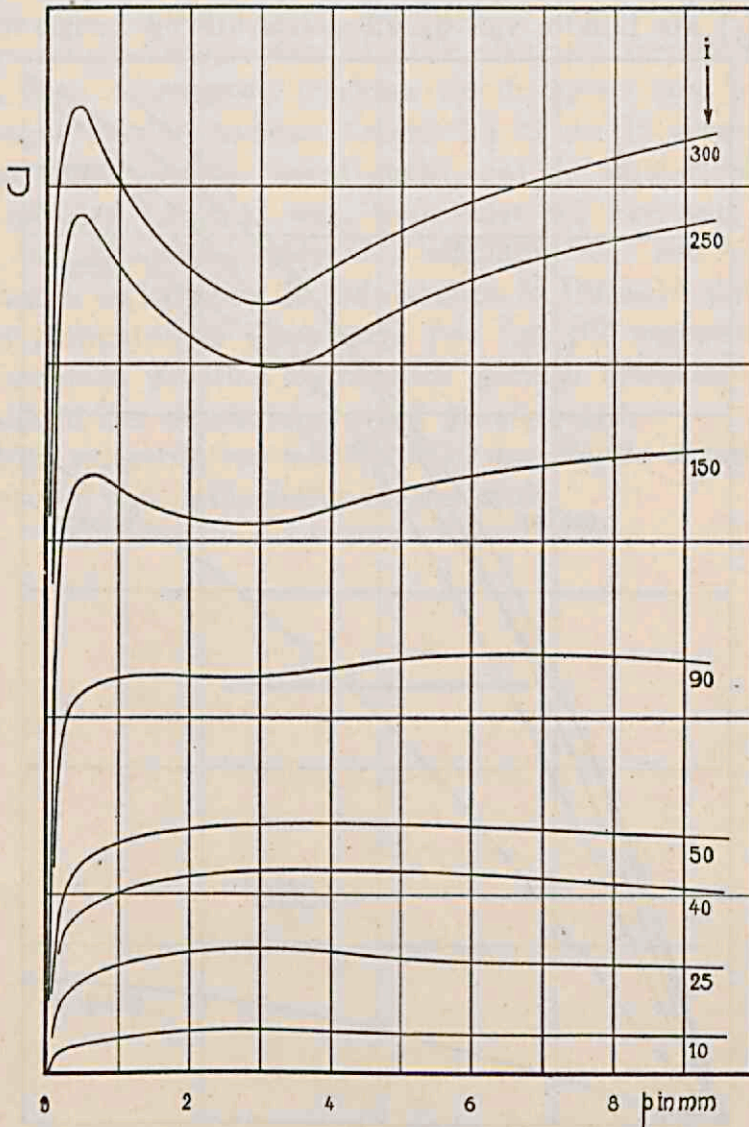


Fig. 12.

Uit het stelsel krommen blijkt, dat bij kleine stroomsterkten de intensiteit sneller dan lineair met de stroomsterkte toeneemt, tot deze een waarde bereikt, waar de kromme ombuigt. De waarde van deze stroom hangt af van de druk en houdt waarschijnlijk verband met de zelfabsorbtie der lijn; als de druk afneemt, schuift het buigpunt op naar grotere stroomsterkten, zoals dit ook bij Helium gevonden werd.

Evenals bij Helium blijkt ook hier, dat de intensiteit van een lijn met de druk eerst toeneemt en dan bij verder stijgen van de druk daalt. Het gedrag kan echter verschillend zijn, zooals blijkt uit fig. 12, waar de intensiteit is uitgezet als funktie van de druk,

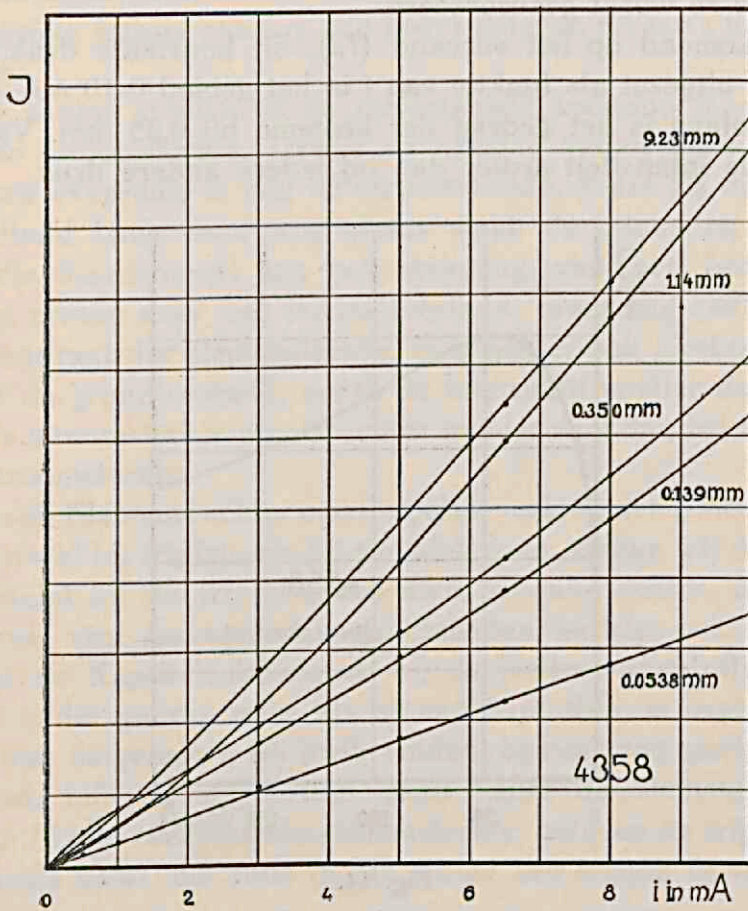


Fig. 13.

bij verschillende stroomsterkten. Als de stroomsterkte voldoende groot is, stijgt de intensiteit opnieuw met de druk, nadat een minimum is bereikt.

Opmerkelijk is, hoe snel in het begin de intensiteit met de druk vermeerderd; bij 0,5—1,0 mm druk is prakties reeds de grootste waarde der intensiteit bereikt, in het biezonder bij de hogere stroomsterkten. Verder valt het op, dat na dit maximum de intensiteit ongeveer dezelfde waarde blijft behouden, hoewel de druk stijgt; men zou immers verwachten, dat tengevolge van zelf-absorbtie de intensiteit afneemt; het is echter mogelijk, dat we hiervan niets merken, omdat de lijn even sterk gereëmitteerd wordt als ze wordt geabsorbeerd.

Terugkomend op het verband (I, i), bij konstante druk, is in fig. 13, I uitgezet als funktie van i in het gebied 0-10 mA.

Van belang is het gedrag der kromme bij 0,35 mm. Van 0-1 mA. is de intensiteit groter dan bij iedere andere druk.

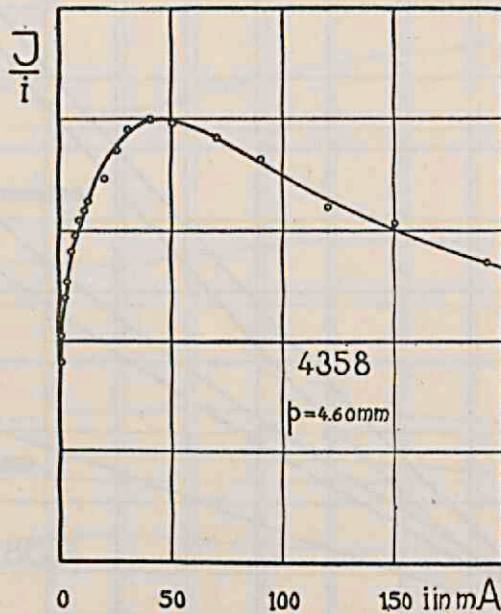


Fig. 14.

Dit gedrag blijkt nog duidelijker, als men de krommen beschouwt (zie fig. 14), waarin I/i uitgezet is als funktie van i ; het

maximum is een functie van stroomsterke en druk; I/i begint groter te worden, d.w.z., dat I in dit gebied sneller toeneemt dan de stroomsterkte, terwijl voorbij het maximum het omgekeerde het geval is. Dit gedrag vindt men bij iedere tripletlijn terug, onafhankelijk van de druk.

Het toenemen van I/i , bij kleine stroomdichtheid, met toenemende stroomsterkte werd ook bij Helium door Ornstein, Burger en Kapuscinski ¹⁴⁾ en verder door Elenbaas ¹⁵⁾ waargenomen; deze laatste, die de Heliumlijnen onder gedefinieerde omstandigheden onderzocht, verklaarde dit gedrag der $(I/i,i)$ -kromme, door de metastabiliteit der niveau's te beschouwen, uit welke voor een belangrijke fraktie aanslag van hoger gelegen niveau's kan plaats vinden.

Het aantal atomen in de metastabiele toestand is evenredig met de stroomsterkte, terwijl de aanslag vanuit deze toestand opnieuw evenredig is met de stroomsterkte, zodat als de aanslag uitsluitend langs deze weg plaats vond, de intensiteit van een lijn, die beantwoordt aan een overgang van het beschouwde hogere niveau naar een lagere toestand, evenredig zou zijn met het kwadraat der stroomsterkte; er is echter ook direkte aanslag vanuit de grondtoestand, zodat de intensiteit sneller dan lineair met de stroomsterkte groeit, echter minder snel dan het kwadraat der stroomsterkte.

Terwijl Elenbaas echter een dergelijk verloop der $(I/i,i)$ -kromme vond zowel bij triplet- als bij singuletlijnen, vinden wij dit gedrag uitsluitend bij de tripletlijnen; men bedenke echter, dat Elenbaas met veel geringer stroomdichtheden werkte; ook Ornstein, Burger en Kapuscinski namen bij de Helium-singuletlijn 20582 Å een ander gedrag waar als bij een tripletlijn, in overeenstemming met hetgeen wij bij kwik vinden, hoewel nog sterker uitgesproken; bij een singuletlijn daalt vanaf de kleinste stroomsterkte I/i met toenemende stroomsterkte, hetgeen de tripletlijnen ten goede komt, die juist in dit gebied een stijgen vertonen van

¹⁴⁾ l. c.

¹⁵⁾ W. Elenbaas. Intensiteitsmetingen in het Heliumspectrum, Diss. Utrecht 1930, p. 42.

I/i met toenemende i . Genoemde schrijvers vinden ook bij de tripletlijnen in het geval van Helium hetzelfde gedrag als wij bij Kwik aantreffen.

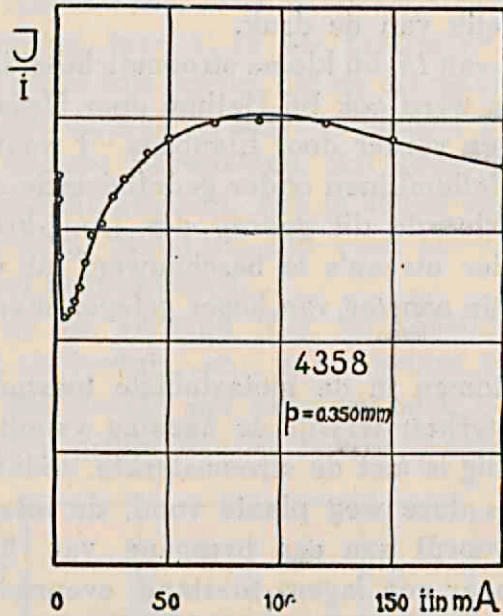


Fig. 15.

Beschouwt men nu echter fig. 15, waarbij de druk $0,35 \text{ mm}$ is, dan vindt men een geheel ander gedrag. Hier neemt eveneens vanaf het maximum, I/i met dalende stroomsterkte af, bereikt echter een minimum en neemt dan opnieuw snel toe; ook dit minimum is een functie van stroomsterkte en druk.

In het begin van ons werk werd gevonden, dat dit gedrag slechts in de nabijheid van een druk $0,35 \text{ mm}$ optrad; bij toepassing echter van een gevoeliger fotocel werd gevonden, dat dit verschijnsel bij iedere druk plaats vindt, mits de stroomsterkte voldoende klein is. Dit verschijnsel houdt verband met de stroomspanning-karakteristiek der ontladingsbuis; men vindt, dat met afnemende stroomsterkte de spanning aan de buis bij een bepaalde stroomwaarde plotseling sterk stijgt. (Zie pag. 60.)

Hoewel het niet uitgesloten is, dat bij deze hoge spanning de

kathodeval aanzienlijk is, kan men toch aannemen, dat ook de spanning aan de einden van de kapillair belangrijk stijgt. Als gevolg hiervan zal de gemiddelde elektronensnelheid in de zuil belangrijk zijn toegenomen, zodat een elektron vele malen meer zal kunnen aanslaan en bovendien de verschillende niveau's door elektronen met gemiddeld hogere snelheid worden aangeslagen. Het zijn dan ook deze beide factoren, het verhoogde aantal aanslaande botsingen en de aanslagfunctie van het betreffende niveau, die tot gevolg hebben, dat de intensiteit per eenheid van stroomsterkte sterk stijgt met afnemende stroomsterkte, op het moment, dat i zo klein is, dat de spanning aan de buis hoog is.

§ 10. De intensiteitsverhouding der tripletlijnen.

De intensiteitsverhouding der componenten kon direkt bepaald worden uit de uitslagen der galvanometer, omdat de energetiese

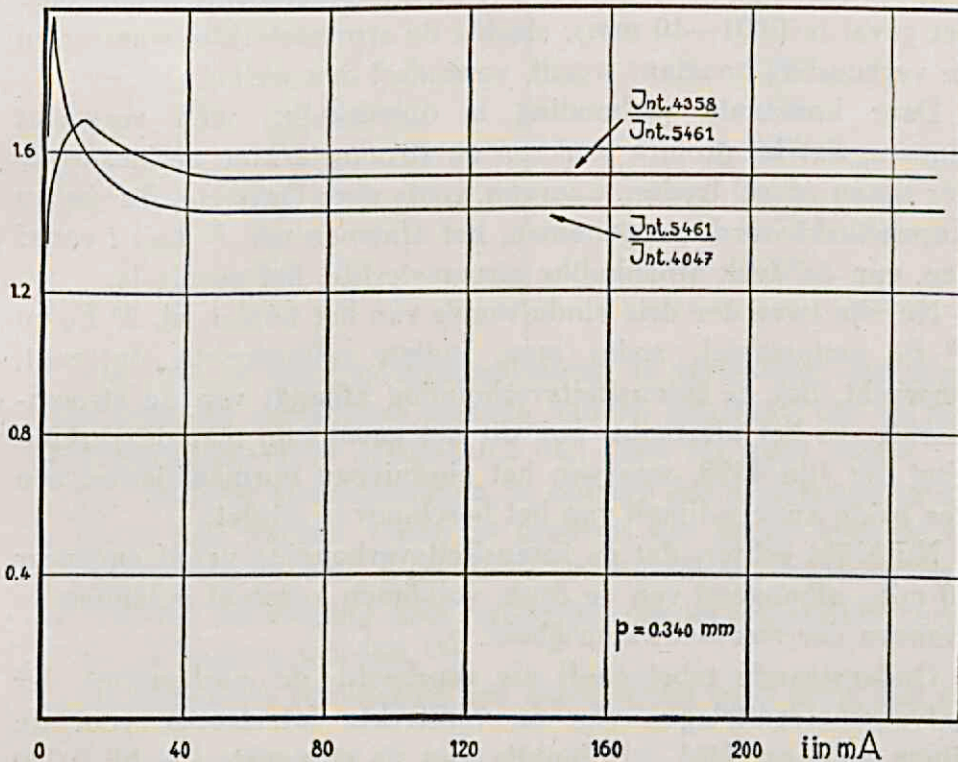


Fig. 16.

gevoeligheid van het systeem monochromator-fotocel bekend is.

Noemen we D_λ de doorlating van de monochromator, i_λ de versterkte fotostroom, dan geldt voor de intensiteitsverhouding van twee lijnen met golflengten λ_1 en λ_2 :

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{i_{\lambda_1}}{i_{\lambda_2}} \cdot \frac{\left(\frac{i}{E}\right)_{\lambda_2}}{\left(\frac{i}{E}\right)_{\lambda_1}} \cdot \frac{D_{\lambda_2}}{D_{\lambda_1}}$$

Men neemt i_λ waar; $(i/E)_\lambda$ volgt uit de gevoeligheidskromme der fotocel, terwijl D_λ gevonden wordt uit de doorlatingskromme van de monochromator.

In het geval de stroomsterkte groter is dan 50 mA. (Zie fig. 16) vonden wij voor de intensiteitsverhouding der tripletlijnen 5461, 4358 en 4047 gemiddeld:

100 : 152 : 70, welke verhouding na toepassing der ν^4 -korrektie in de theoretiese verhouding:

5 : 3 : 1 overgaat, hetgeen in het gehele onderzochte drukgebied het geval is (0,01—10 mm); slechts de stroomsterkte, waarboven de verhouding konstant wordt, verandert een weinig.

Deze konstante verhouding is opmerkelijk; men verwacht immers, dat bij grotere drukken en stroomsterkten zelfabsorbtie der lijnen op zal treden, waarvan, zoals door Ornstein, Burger en Kapuscinski wordt aangenomen, het afnemen van I/i met i vanaf een, van de druk afhankelijke stroomsterkte, het gevolg is.

Nu zijn twee der drie eindniveau's van het triplet, nl. $2^3 P_0$ en $2^3 P_2$ metastabiel, zodat men, indien zelfabsorbtie optreedt, verwacht, dat de intensiteitsverhouding afhangt van de stroomsterkte. In het bijzonder zou dit het geval zijn met de verhouding der lijn 4358, waarvan het eindniveau normaal is, en een der beide andere lijnen van het beschouwde triplet.

Nu blijkt echter, dat de intensiteitsverhouding vanaf ongeveer 50 mA., afhangend van de druk, volkomen konstant is binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid.

Onderstaande tabel geeft als voorbeeld de verhouding der galvanometeruitslagen van de versterkte fotostroom, voor de lijnen 4358 en 5461, als functie van de stroomsterkte bij 0.340 mm druk.

Stroomsterkte in mA.	Verhouding der galvanometeruitslagen voor de lijnen 4358 en 5461.
400	1,25
300	1,24
250	1,26
200	1,27
150	1,28
100	1,24
80	1,23
60	1,23
40	1,26
20	1,33
10	1,39
3	1,31
2	1,26
1	1,25
0,8	1,24
0,6	1,18
0,4	1,13
0,2	1,10

Het feit, dat bij hoge stroomsterkten de verhouding der tripletlijnen tot de theoretiese waarde nadert, betekent, dat de metastabiliteit der beide $2P$ -niveau's dan geen rol meer speelt.

Dat bij hoge stroomsterkten de botsing der elektronen in deze richting kan werken, tonen de proeven van Snoek over de fijnstructuur van H_α aan, waar zowel in emissie als in absorbtie de theoretiese verhouding door verhoging der stroomsterkte bereikt blijkt te kunnen worden.¹⁶⁾

De konstante verhouding der tripletlijnen wijst erop, dat er of

¹⁶⁾ J. L. Snoek, Absorptiemetingen in de Balmerreeks, Diss, Utrecht 1929, p. 71.

geen absorbtie is of een voor alle lijnen gelijke absorbtie-coëfficiënt. In dit laatste geval zou de bezetting der $2^3 P$ -niveau's niet gelijk zijn aan de verhouding der statistiese gewichten.

De absorbties per atoom verhouden zich voor de betreffende overgangen als $B_0 : B_1 : B_2$, als B_0 , B_1 en B_2 zijn de absorbtie-waarschijnlijkheden betreffende de overgangen van het $2^3 P_0$, $2^3 P_1$ resp. $2^3 P_2$ -niveau naar het $2^3 S_1$ -niveau, waarbij die absorbtie zodanig is, dat:

$$B_0 \nu_0^3 = B_1 \nu_1^3 = B_2 \nu_2^3 = C.^{17)}$$

Hierin zijn ν_0 , ν_1 en ν_2 de overgangsfrekwenties.

Zijn N_0 , N_1 en N_2 de respektievelijke bezettingsgetallen der niveau's, dan verhouden zich de absorbtie-coëfficiënten voor de beschouwde lijnen als:

$b_0 : b_1 : b_2 = N_0 B_0 \nu_0 : N_1 B_1 \nu_1 : N_2 B_2 \nu_2$, zodat in verband met de bovenstaande gelijkheid geldt :

$$b_0 : b_1 : b_2 = N_0 / \nu_0^2 : N_1 / \nu_1^2 : N_2 / \nu_2^2.$$

Is nu de bezetting der niveau's volgens de statistiese gewichten, zodat:

$$N_0 : N_1 : N_2 = 1 : 3 : 5, \text{ dan zou:}$$

$$b_0 : b_1 : b_2 = \frac{1}{\nu_0^2} : \frac{3}{\nu_1^2} : \frac{5}{\nu_2^2}$$

we vinden echter:

$$b_0 : b_1 : b_2 = 1 : 1 : 1,$$

zodat, zo absorbtie een rol speelt, te verklaren is waarom:

$$\frac{N_0}{\nu_0^2} = \frac{N_1}{\nu_1^2} = \frac{N_2}{\nu_2^2}.$$

Dat absorbtie een rol speelt zou men geneigd zijn af te leiden uit het dalen van I/i voor elk der lijnen, als i groot wordt; doch het is denkbaar, dat dit niet juist is en dat bij het groter worden van i , de spanning op de vrije weglengte groter wordt en hierin een verklaring van het dalen van I/i is te zoeken. Het is zeer gewenst deze kwestie nader te onderzoeken.

¹⁷⁾ Zie: L. S. Ornstein en H. C. Burger, ZS. f. Phys. 24, 41, 1924.

§ 11. *De intensiteit der singuletlijn als functie van stroomsterkte en druk.*

In het bijzonder voor de kleine stroomsterkten is de afhankelijkheid der intensiteit van de stroomsterkte bij een singuletlijn, verschillend van die der tripletlijnen.

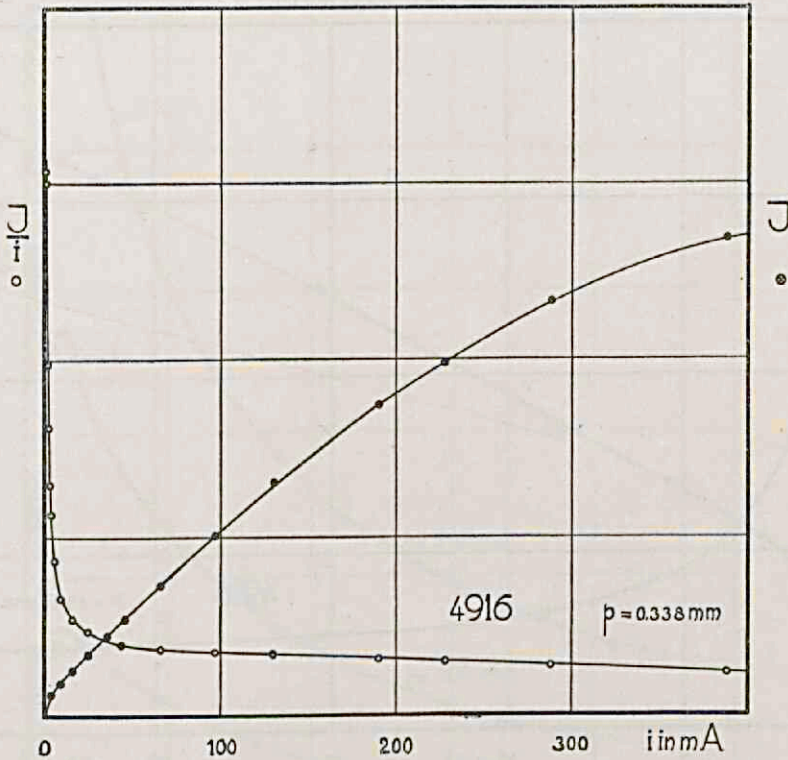


Fig. 17.

Vanaf de kleinste stroomsterkten neemt de intensiteit minder dan lineair toe met de stroomsterkte. Deze afwijking is het sterkst bij kleine stroomdichtheid, om vervolgens minder en minder te worden, totdat bij grotere stroomsterkten de afwijking opnieuw merkbaar wordt. In fig. 17 en 18 vindt men het verband tussen I en i , I/i en i .

Behalve de lijn 4916 ($2^1P_1-3^1S_0$), waarvan de intensiteit fotoelektrisch werd gemeten, werd langs fotografische weg (methode

der spleetbreedte-variatie) ook de singuletlijn 6717 ($2^1S_0-4^1P_1$) onderzocht; beide lijnen hebben, wat betreft de afhankelijkheid der intensiteit van de stroomsterkte bij een vaste druk, geheel hetzelfde karakter, zodat het gedrag der $(I/i, i)$ -kromme, karakteristiek is voor een singuletlijn, wat uitgedrukt wordt in het vanaf de kleinste stroomsterkten sterke afnemen van I/i met stijgende i , zonder ergens een maximum te vertonen.

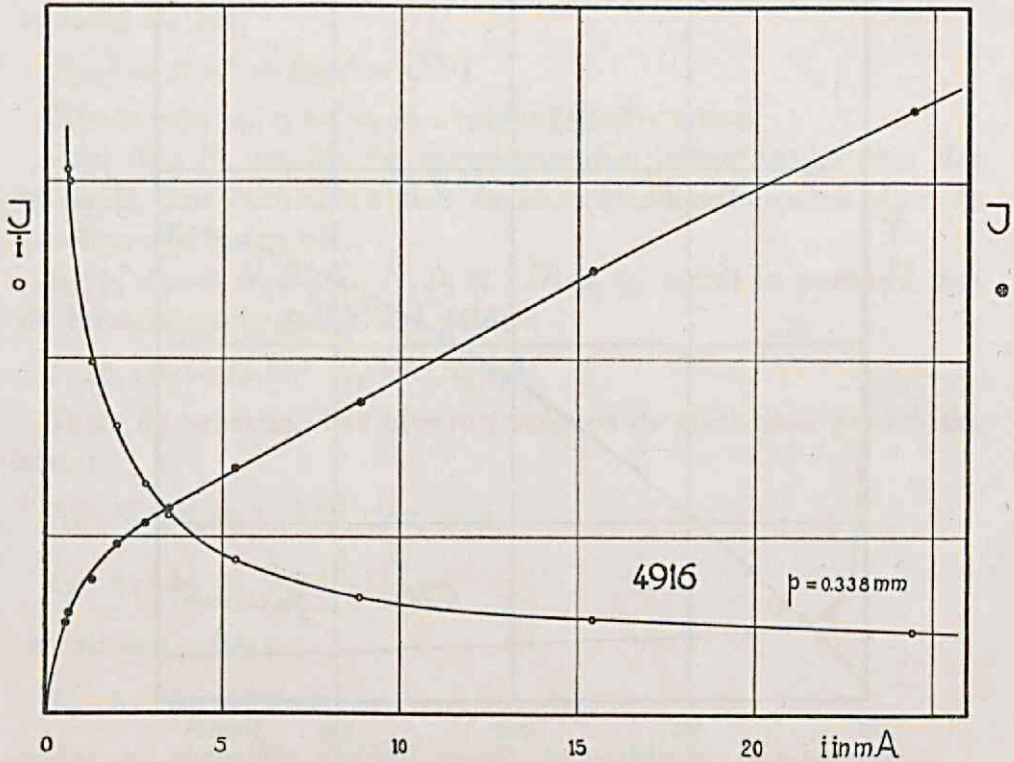


Fig. 18.

Het afnemen van I/i met toenemende i is niet het gevolg van de sterk afnemende spanning der ontladingsbuis bij de kleinste stroomsterkten, waarvan bij de tripletlijnen de plotselinge stijging van I/i het gevolg is; slechts bij de kleinste stroomsterkten (vanaf 0,5 mA bij $p = 0,330 \text{ mm}$), wordt I/i nog steiler, zoals blijkt uit fig. 18. Voorbij de stroomsterkte, die beantwoordt aan de spanningsprong, (Zie fig. 22), verandert de spanning der buis niet zeer sterk, en blijft I/i afnemen, terwijl dit quotient in het geval der tripletlijnen dan juist begint te stijgen met toenemende stroomsterkte.

Hoewel de tot het multiplet $2P-2S$, behorende lijn 10140 ($2^1P_1-2^1S_0$) niet is onderzocht, omdat deze te ver in het rood ligt om nog met de fotocel gemeten te kunnen worden, kan men verwachten, dat het gedrag dezer lijn hetzelfde is als dat der lijn 4916, die het tweede lid is der scherpe singulet-nevenserie.

Ook wat betreft de afhankelijkheid der intensiteit der singulet-

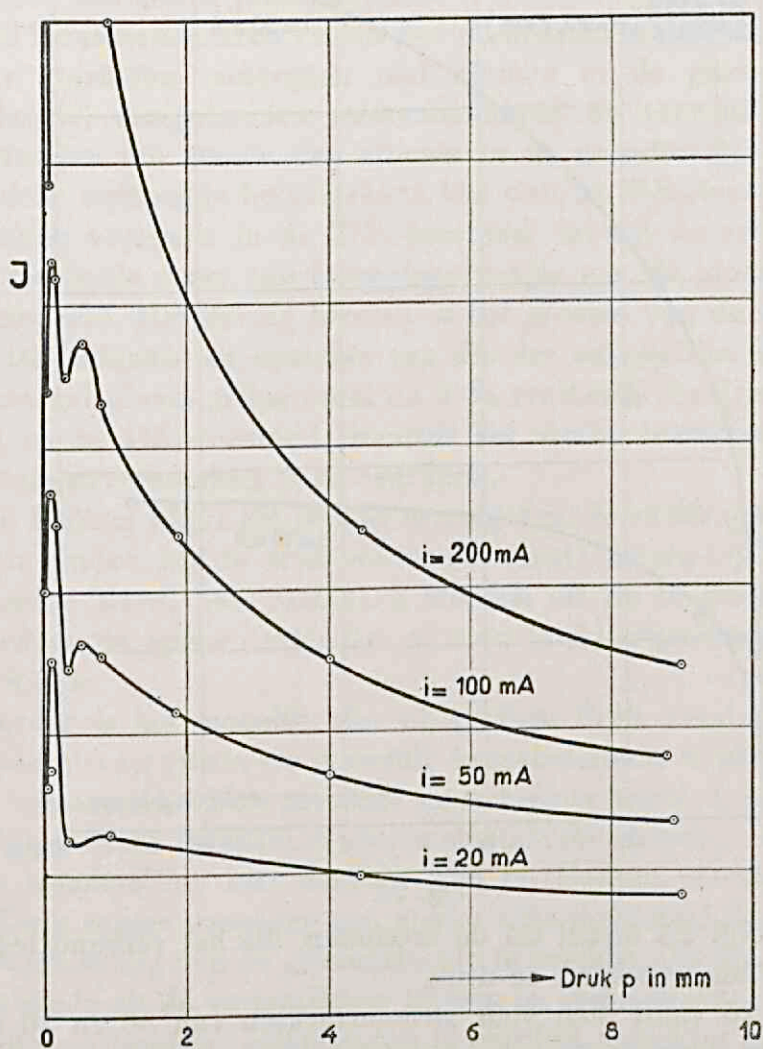


Fig. 19.

lijn van de druk bij konstante stroomsterkte is er verschil met de tripletlijnen. Met toenemende druk vertoont de lijn een scherp maximum, gevolgd door een tweede zwakker maximum, om dan met verder stijgende druk sterk af te nemen, in het bijzonder bij de hogere stroomsterkten. (Zie fig. 19.)

§ 12. De triplet-singuletverhouding.

De verhouding van een der tripletlijnen tot de singuletlijn hangt zeer sterk af van de stroomsterkte en de druk; wat de druk

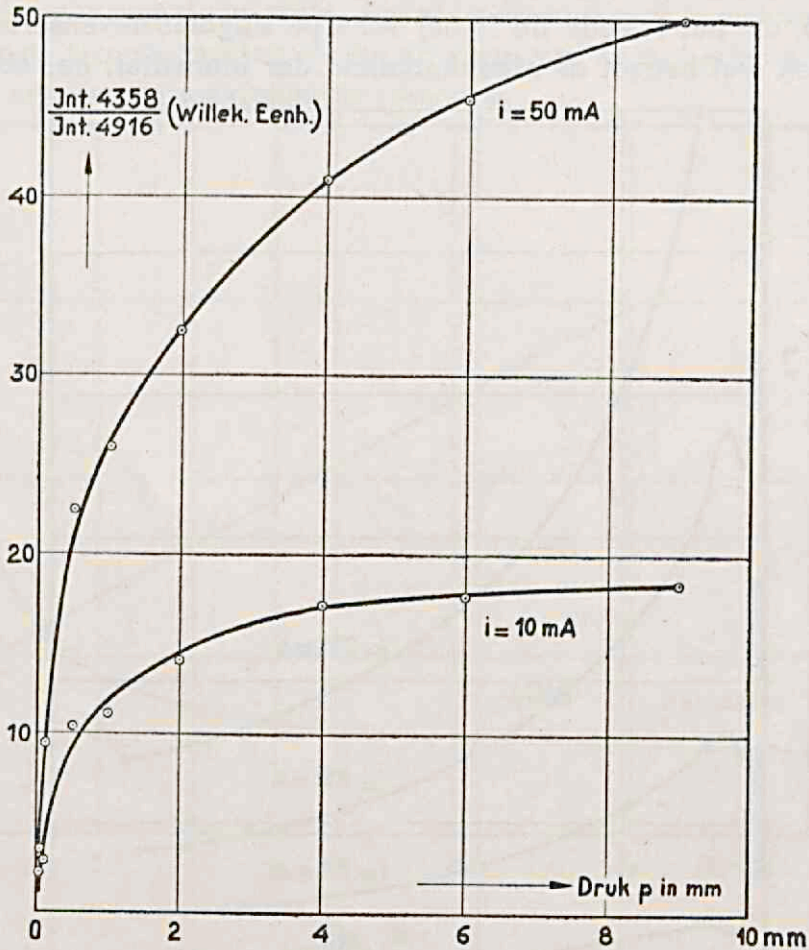


Fig. 20.

betreft, volgt dit direkt uit de krommen, die het verband leggen tussen de intensiteit en de druk.

In fig. 20 vindt men voor stroomsterkten van 50 en 10 mA. uitgezet de intensiteitsverhouding der lijnen 4358 en 4916 als funktie van de druk, waarbij de eenheid voor de ordinaat willekeurig is.

We zien, dat bij geringe druk de singuletlijn vrij sterk is, terwijl bij grotere druk de tripletlijn overweegt.

Dit wijst erop, mede in verband met de drukafhankelijkheid der

singuletlijn, dat deze bij geringe druk overheersend is, in overeenstemming met de verschijnselen bij Helium; we kunnen hieruit besluiten, zoals door Ornstein, Burger en Kapuscinski is opgemerkt, dat bij geringe druk, waar in hoofdzaak botsingen der elektronen met atomen in de grondtoestand plaats vinden, de aanslag van een singulettoestand ook bij Kwik waarschijnlijker is dan die van een triplettoestand.

Bij toenemende druk zullen dan de atomen in de 2^1S_0 -toestand meer botsingen ondergaan met atomen in de grondtoestand, omdat bij vastgehouden stroomdichtheid de verhouding dezer toestanden ten gunste der atomen in de grondtoestand uitvalt. Bij deze verhoogde botsingskans kan dan de 2^1S_0 -toestand stralingsloos overgaan in de 2^3S_1 -toestand, terwijl de vrijkomende energie in de vorm van bewegingsenergie aan de atomen wordt meegedeeld. Het gevolg hiervan is het groeien van de intensiteit der tripletlijnen ten opzichte van die der singuletlijn. Dit zelfde proces zal plaats grijpen met de 3^1S_0 -toestand, die daarbij overgaat in de 3^3S_1 -toestand, waaruit het sterke toenemen van de intensiteitsverhouding is te begrijpen.

Bij Helium blijkt dit proces in omgekeerde richting te kunnen plaats vinden, als de druk voldoende stijgt; dat dit bij Kwik niet gevonden werd, kan verklaard worden uit de te geringe druk, waardoor de concentratie der atomen in de triplettoestand nog te klein is.

Verder is het mogelijk, dat bij geringe druk aanslag van het singuletniveau plaats vindt vanuit de metastabiele tripletniveau's; met toenemende druk zal deze kans kleiner worden, tengevolge van de kortere levensduur der metastabiele atomen.

In tegenstelling met hetgeen zich bij Helium voordoet blijkt bij Kwik echter eveneens een sterke afhankelijkheid der intensiteitsverhouding van de stroomsterkte te bestaan (Zie fig. 21), hetgeen reeds uit de vorige figuur te zien is, zodat de kans voor een singulettoestand om aangeslagen te worden, zowel bij afnemende druk als dalende stroomsterkte groter wordt.

Bij de druk 0,340 mm werd deze verhouding nagegaan vanaf 0,1 tot 400 mA., en blijkt de verhouding een faktor 28 te veranderen.

We kunnen dit gedrag begrijpen uit de vorm der $(I/i,i)$ -krom-

men voor ieder der lijnen afzonderlik; bij de singuletlijn neemt de intensiteit per mA. sterk af met stijgende i , hoewel in een belangrijk gebied de spanning aan de ontladingsbuis niet sterk verandert, zodat dit wel ten dele mede het gevolg is van de afnemende aanslag vanuit de metastabiele tripletniveau's.

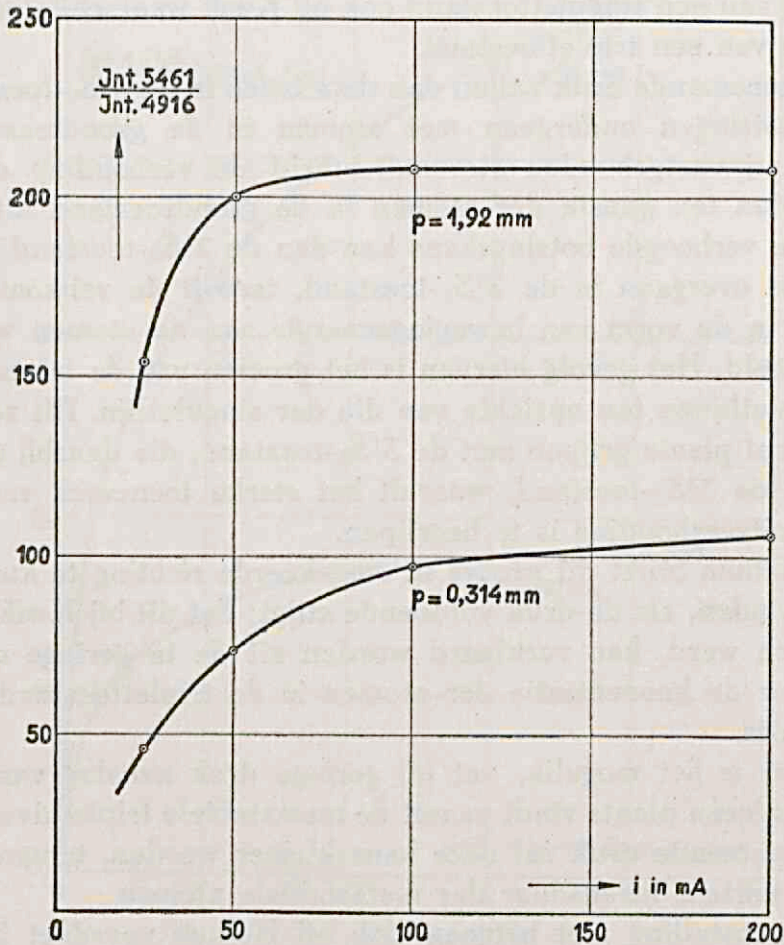


Fig. 21.

Waar voor overgangen, tengevolge van elektronenaanslag, een gelijke regel blijkt te gelden als voor overgangen tengevolge van straling, is te verwachten, dat bij Kwik de aanslag vanuit de metastabiele toestanden een belangrijke rol speelt, omdat bij dit element ook de interkombinatielijnen sterk kunnen zijn.

HOOFDSTUK V.

Karakteristieken der Ontladingsbuis en Intensiteit.

§ 13. *De (i,V)-karakteristieken der ontladingsbuis.*

Het gedrag van de intensiteit der lijnen bij kleinere stroomsterkten deed vermoeden, dat hierbij de spanning een rol speelde, hetgeen het geval zal blijken te zijn.

De stroom door de ontladingsbuis werd ingesteld met behulp van z.g. Neonweerstand, terwijl bij zeer kleine stroomsterkten gebruik werd gemaakt van Loewe-lekweerstand. De stroom werd afgelezen met behulp van een Weston-precisie-instrument of een geijekte Moll-galvanometer.

Bij voldoende grote stroomsterkte kon de spanning gemeten worden met een Siemens en Halske precisie-voltmeter, terwijl bij lage stroomsterkten een geijekte statiese voltmeter werd toegepast.

In fig. 22 is voor verschillende drukken de spanning aan de buis uitgezet als funktie van de stroomsterkte. Ailereerst merken we op, dat afhankelijk van de druk, bij een bepaalde stroomsterkte de spanning vrij plotseling sterk stijgt en bij verder afnemende stroomsterkte een hoge waarde blijft behouden. In het steile gebied der kromme is de ontlading labiel. De spanning aan de buis springt in het steile gebied voortdurend sterk op en neer, tengevolge der spanningschommelingen in de bedrijfspanning. Deze bedroeg 440 Volt, bij de kleinere drukken 1000 Volt; de krommen veranderen niet merkbaar of men 440 dan wel 1000 Volt toepast. Zij veranderen echter sterk, als men met behulp van een induktorium de ontlading inleidt; de sterke velden hiervan veroorzaken wandladingen, die van invloed zijn op de buis-spanning. Men was dan ook gedwongen te wachten tot de ontlading vanzelf tot stand kwam; waarschijnlijk hebben we hier te doen met een vertragsverschijnsel, zoals dit ook door anderen is waargenomen en waarbij het soms vele sekunden kan duren voor de ontlading ontsteekt.¹⁸⁾

¹⁸⁾ J. Taylor, Diss. Utrecht 1927. H. Greinacher, Phys. ZS. 26, 376, 1925.

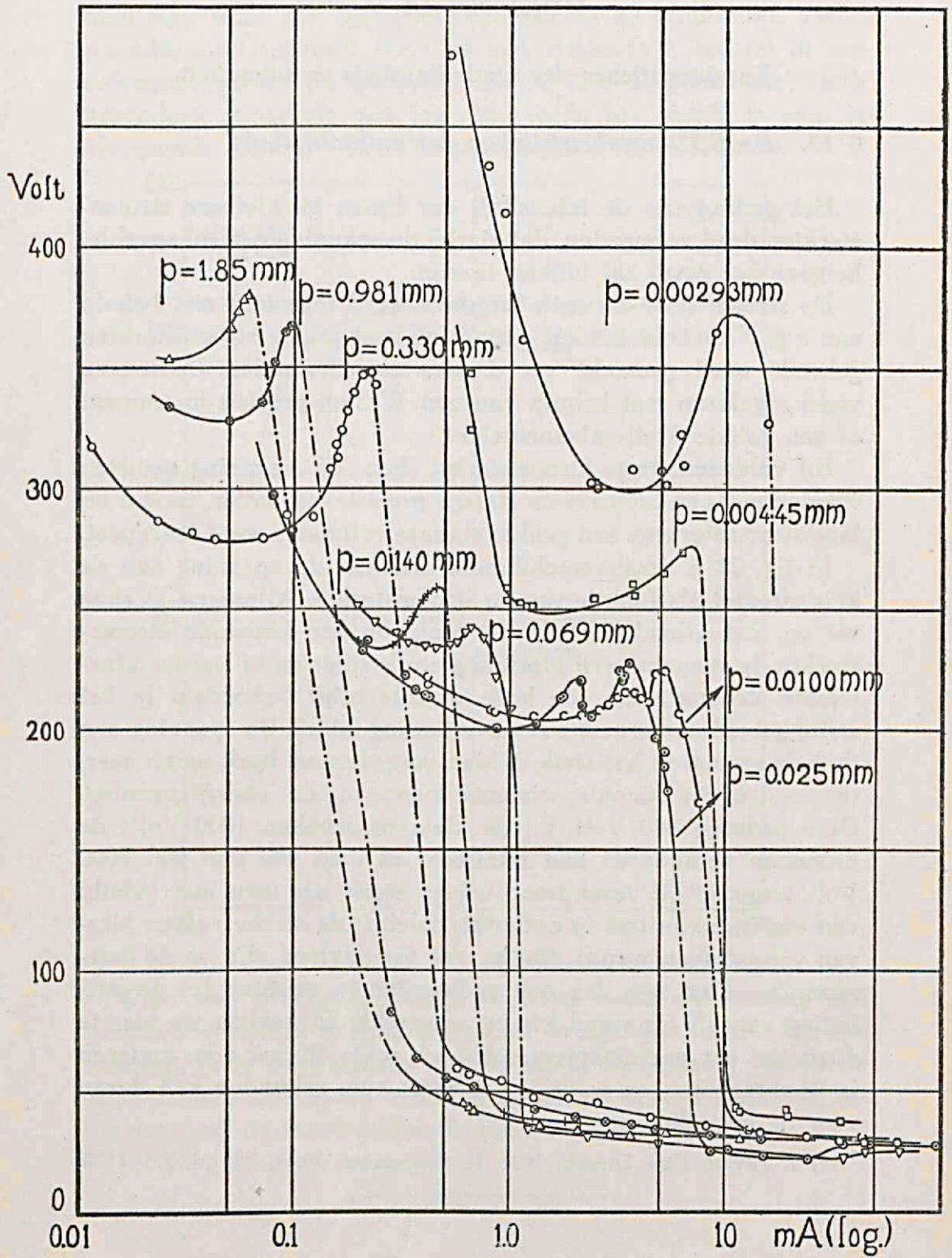


Fig. 22.

Zeer waarschijnlijk is de plotselinge overgang het gevolg van het omslaan van de boog- in de glimontlading, hoewel de werking der oxyd-kathode hierbij moeilijk is na te gaan.

Met afnemende druk verschuift de top der kromme naar hogere stroomsterkten, en tegelijk daalt de „topspanning”, tot de druk zo klein geworden is, dat de topspanning opnieuw stijgt, hoewel de top zich steeds verder verschuift naar hogere stroomsterkten.

§ 14. *Het verband tussen de intensiteitsmetingen en de karakteristieken der buis.*

We komen nu terug op hetgeen we al opmerkten, dat n.l. het plotselinge stijgen van I/i bij de kleinste stroomsterkten met

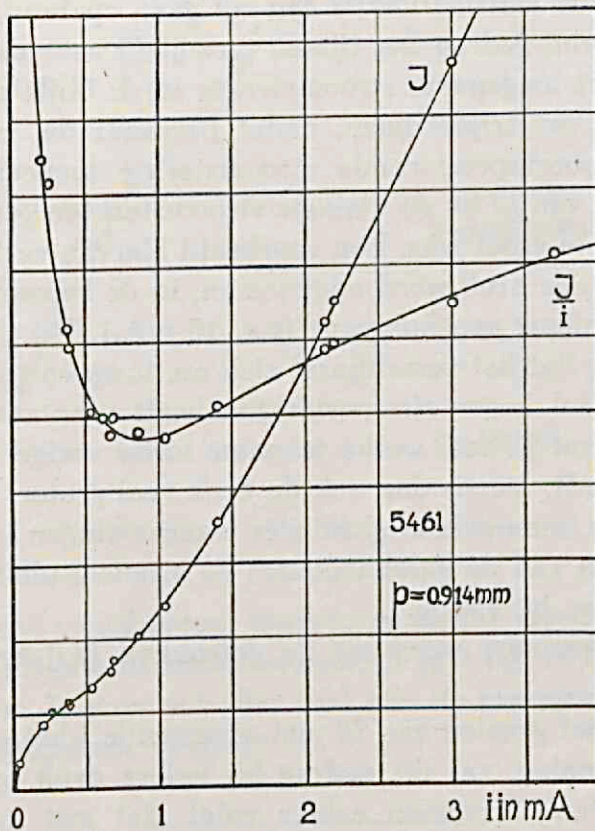


Fig. 23.

afnemende i , bij iedere druk te verwachten is, en ook met behulp der Philipscel bij drukken gevonden werd, bij welke dit in het begin van het onderzoek met toepassing der ongevoeliger Kaliumcel niet mogelijk was. Met de laatstgenoemde cel konden wij slechts tot stroomsterkten van 0,5 mA. de intensiteit meten, terwijl de Philipscel het mogelijk maakte nog tot 0,1 mA. (soms tot 0,02 mA.) met voldoende nauwkeurigheid metingen te doen.

Welk verschil hieruit volgen kan, blijkt uit fig. 23 welke opgenomen werd bij 0,914 mm druk.

Het sterke stijgen van I/i is het gevolg van de sterk toenemende buisspanning, waardoor de snelheid der elektronen belangrijk stijgt, zoodat hiermee een verhoogd aantal botsingen met de Kwikatomen gepaard gaat, en de intensiteit der lijn toeneemt. Tegelijk zal de aanslagfunctie een rol gaan spelen; dit blijkt uit het verschillend gedrag der lijnen; terwijl I/i voor de singuletlijn tot de kleinst toegepaste stroomsterkte sterk blijft stijgen, werd in het geval der tripletlijnen, nadat I/i vanaf de, met de spanningsprong korresponderende stroomsterkte toeneemt, opnieuw een afnemen van I/i bij de kleinste stroomsterkten gevonden, mits de druk niet te groot was. Een voorbeeld hiervan vertoont fig. 24, die bij zeer lage druk werd opgenomen; in de kromme (I,i) vindt men dan opnieuw een buigpunt (c.a. 15 mA.). Uit deze kromme blijkt tevens, dat het verschijnsel zich nu, tengevolge van de lage druk naar veel hoger stroomsterkten heeft verplaatst; eerst bij 125 mA. neemt I/i toe, welke toename in de vorige figuur al bij 1 mA. optreedt; hier is dan ook de druk veel groter.

De grotere onnauwkeurigheid der waarnemingen is een gevolg van de onrust van de galvanometer; de grootste uitslag toch was slechts 25 mm. bij 150 mA.

De ($I/i,i$)-kromme werd uit de getrokken (I,i)-kromme berekend.

Waar nu het groeien van I/i met afnemende i het gevolg is van de hoge spanning, zal dit gedrag bij iedere druk optreden. Uit het stelsel (i,V)-krommen echter volgt, dat met het toenemen van de druk het beschouwde verschijnsel pas bij kleinere stroomsterkten bemerkbaar wordt, tot men een druk bereikt, waarbij

de stroomsterkte en daarmee de intensiteit zo klein zijn geworden, dat de grens der meetnauwkeurigheid is bereikt. Omgekeerd zal met het afnemen van de druk, het effect zich naar hogere

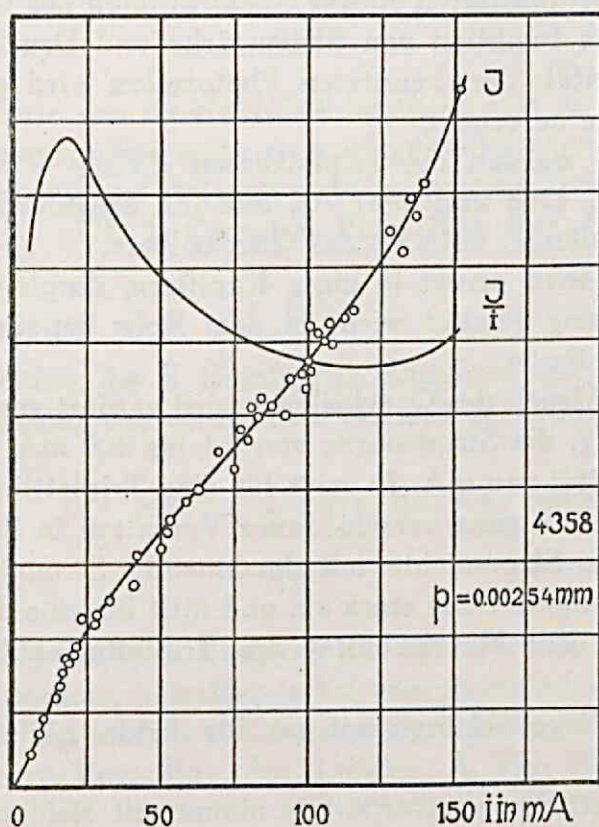


Fig. 24.

stroomsterkten verschuiven; tengevolge echter van de, met dalende druk zeer snel afnemende intensiteit (Zie fig. 12 en 19) voorbij het maximum, is men ook hier snel aan de meetgrens toe, tenzij de fotocel voldoende gevoelig is.

Zusammenfassung.

Eine Methode wird entwickelt zur quantitativen Bestimmung sehr kleiner lichtelektrischer Strömen, welche benutzt wird zur Messung der Intensitäten einiger Spektrallinien des Quecksilberspektrums als Funktion von Stromstärke und Druck.

Die Linearität der benutzten Photozellen wird geprüft und ihre Ausbeute berechnet.

Untersucht werden die Triplettlinien 2^3P_{012} — 2^3S_1 (Wellenlängen: 5461, 4358 und 4047 Å), und die Singulettlinie 2^1P_1 — 3^1S_0 (Wellenlänge: 4916 Å) des Quecksilbers.

Das Licht wird erregt in einer Kapillare, durch welche eine Bogenentladung geleitet wird; in dem Rohr befindet sich eine Oxyd-Glühkathode.

Der Dampfdruck des Quecksilbers wird variiert von 0,0025 mm bis 10 mm Hg, die Stromstärke von 0,1 bis 400 mA.

Die Intensität pro mA, I/i zeigt für eine Triplettlinie und eine Singulettlinie ein ganz verschiedenes Verhalten in ihrer Abhängigkeit von der Stromdichte; mit abnehmender Stromdichte nimmt I/i für eine Singulettlinie stark zu, und fällt für eine Triplettlinie. Der Einfluss der Metastabilität der Triplett-niveau's wird diskutiert.

Auch die Druckabhängigkeit ist für beide Linientypen verschieden.

Das Triplett-Singulettverhältnis nimmt mit steigendem Druck und Stromstärke stark zu; wie beim Helium stellt sich heraus, dass die Elektronenanregung eines Singulettzustandes wahrscheinlicher ist als die eines Triplettzustandes.

Für Stromstärken grösser als 50 mA, abhängig vom Druck, wird gefunden, dass das Verhältniss der Triplettlinien genau konstant ist, und in das theoretische Verhältniss 5 : 3 : 1 übergeht, nach Anwendung der v^4 - Korrektur.

Bei sehr kleinen Stromdichten wird für alle Linien ein sehr starkes Ansteigen von I/i mit fallender Stromdichte gefunden, was der, bei diesen Stromdichten auftretenden hohen Spannung am Rohr, zugeschrieben werden muss; hohe Elektronengeschwindigkeit und Anregungsfunktion spielen jetzt eine Rolle.

STELLINGEN.

I.

Uit de theorie van de elektrische lichtboog van K. T. Compton kan men op eenvoudige wijze de onafhankelijkheid van de temperatuur in de boog van stroomsterkte en booglengte begrijpen.

K. T. Compton. Phys. Rev. Vol. 21, 266, 1923.

II.

De voorstelling, die E. Gumlich in Handbuch der Physik geeft van de berekening der veldsterkte van een permanente magneet, is onjuist.

Handb. d. Phys. Bd. XV, 240 en 241, 1927.

III.

Ten onrechte meent E. Rudberg, dat het door hem bij 6,64 Volt gevonden maximum, betreffende het energieverlies van botsende elektronen in N_2 , aan Pt of Cu moet worden toegeschreven.

E. Rudberg. Proc. Roy. Soc. London. A, Vol. 129, 628, 1930.

IV.

Als $F(z)$ een funktie is, eenduidig en meromorf in het eindige deel van het komplexe z -vlak, dan kunnen de krommen, die door $\text{Im}[F(z)] = 0$ worden voorgesteld, nergens eindigen in het eindige deel van het z -vlak.

V.

De berekening van de afkoeling van roterende, elektrische machines dient gebaseerd te zijn op de uitkomsten der moderne aerodynamika.

VI.

De waarnemingen van R. van der Riet Woolley over de lichtverdeling in de absorptielijnen van de dampkring zijn niet te vertrouwen.

R. van der Riet Woolley. *Astroph. Jrl.* 73, 185, 1931.

VII.

Bij de bepaling der versterking met behulp van trioden van een fotoelektrische stroom kan men met voordeel gebruik maken van een fotocel met bekende Ausbeute.

VIII.

De diëlektrische doorslag van condensatoren is te wijten aan de elektronenemissie van de bekleedsels onder invloed van het hoge veld.

R. H. Fowler and L. Nordheim. *Proc. Roy. Soc. London.*
A, Vol. 119, 173, 1928.

A.
1