



De aanslagfunctie van het metastabiele 2^1S -niveau van helium

<https://hdl.handle.net/1874/349022>

A. qu. 192, 1940

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET
METASTABIELE 2^3S -NIVEAU VAN
HELIUM

J. P. M. WOUDENBERG

ss.
cht

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET META- STABIELE 2^S-NIVEAU VAN HELIUM

BY DR. J. VAN DER BEEK

WETenschappelijk Instituut voor de Studie van de
Moleculaire Structuur van de Materie, Rijksuniversiteit
Groningen, The Netherlands. (Received 10 October 1964)

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET META- STABIELE 2^S-NIVEAU VAN HELIUM

BY DR. J. VAN DER BEEK
WETenschappelijk Instituut voor de Studie van de
Moleculaire Structuur van de Materie, Rijksuniversiteit
Groningen, The Netherlands. (Received 10 October 1964)

Uitgeverij van de Nederlandse Vereniging van Wetenschappers

Diss. Utrecht, 1940

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET META- STABIELE 2³S-NIVEAU VAN HELIUM

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS DR. H. R. KRUYT, HOOG-
LERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DE SENAAAT DER
UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VER-
DEDIGEN OP MAANDAG 16 DECEMBER 1940, DES
NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

JACOBUS PETRUS MARIA WOUDENBERG

GEBOREN TE ROTTERDAM

1940

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET META-
STABIELE 2^o-NIVEAU VAN HELIUM

PROFEESCHRIFT

TER VERBODING VAN DE BRAND VAN DOETES
IN DE WIL- EN NATUURWIJZING VAN DE
UNIVERSITEIT TE UTRECHT IN GEBIED VAN DE
NEDERLANDSE AKADEMIE VAN WETENSCHAPPEN
LIJKAAR IN DE WETENSCAPEN WETENSCAPEN
KONINKRIJK DER NEDERLANDEN VAN DE
UNIVERSITEIT TE UTRECHT
RECHTSTREEKS
INHOUD OP NIEUW NIEUW NIEUW
NIEUW



JACOBUS PETRUS MARIA WOUDEBERG
GEBOREN TE ROTTERDAM

1902
DR. J. P. WOUDEBERG A. H. B. - UTRECHT

Aan de Nagedachtenis mijner Moeder.

Aan mijn Vader.

Aan mijn aanstaande Vrouw.

INHOUD

	Pagina
Verhaal	11
DEEL I. DE AANWYDINGEN.	
§ 1. De Begreep der absorptie	13
§ 2. Voorzigtige te verhoeden om te absorptie	16
§ 3. Consequen	18
§ 4. Voor de werking van de hand	20
§ 5. Afwijking van de werking van de werking van de werking	21
DEEL II. DE VERHOEDING VAN DE WERKINGEN.	
§ 1. De beschrijving	23
§ 2. Hoofd	24
§ 3. Voorzigt	25
§ 4. Hoofdzaken der werking	27
§ 5. Druisart werking	28
§ 6. Soort werking	27
§ 7. Gebuik van werking	28
§ 8. Soort werking	29
§ 9. Soort werking	31
§ 10. Hoofdzaken der werking	31
§ 11. Hoofd, om de werking van de werking	31
§ 12. Hoofdzaken der werking	32
§ 13. Hoofdzaken der werking	33
DEEL III. DE VERHOEDING.	
§ 1. Inhoud. Promotor: Prof. Dr. W. J. H. Moll.	

INHOUD

BLADZ.

Inleiding	11
---------------------	----

HOOFDSTUK I. DE ABSORPTIEBUIS.

§ 1. Bouw der absorptiebuis	13
§ 2. Schakelingen in verband met de absorptiebuis	16
§ 3. Ontgassen	18
§ 4. Vorm en snelheid van de bundel	20
§ 5. Meting van de stroom en de snelheid der electronen	22

HOOFDSTUK II. DE METHODE VAN METEN.

§ 1. De meetopstelling	27
§ 2. Fotocel	29
§ 3. Versterker	31
§ 4. Fluctuaties der batterijen	34
§ 5. Brownse beweging	35
§ 6. Schottky-effect	37
§ 7. Galvanometerschakeling	38
§ 8. Synchroonmotoren	41
§ 9. Emissiebuis	43
§ 10. Het afzonderen der lijnen	44
§ 11. Meting van de druk in de absorptiebuis	45
§ 12. Voorbereiding der metingen	46
§ 13. Contrôle van de versterker	47

HOOFDSTUK III. METINGEN.

§ 1. Inleiding	49
--------------------------	----

§ 2. Voorproeven	50
§ 3. Absorptiemetingen	52
§ 4. Evenredigheid tussen absorptie en electronenstroom	54
§ 5. Bepaling der aanslagfunctie	55
§ 6. Afhankelijkheid van de druk	57
§ 7. Diffusiebeschouwingen	59
§ 8. Metingen met behulp der lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$	61

HOOFDSTUK IV. DE AANSLAGFUNCTIE.

§ 1. De experimentele aanslagkromme	64
§ 2. Optische en elektrische aanslagfunctie	65
§ 3. Theorie en metingen van anderen over aanslag- functies van helium	66
§ 4. Bepaling der indirecte Productie	69
SUMMARY	73
ZUSAMMENFASSUNG	74
LITTERATUURLIJST	75

INLEIDING.

Beschieten we een gas, dat zich in een buis bevindt, met electronen van voldoende snelheid, dan zullen die electronen door hun snelheid in staat zijn de gasatomen in een hogere energietoestand te brengen. Naar welk energieniveau een bepaald atoom op een gegeven oogenblik overgaat, hangt af van de aard der botsing en de snelheid van het botsende electron. De energieniveaux zijn verschillend van karakter. Het aangeslagen atoom kan n.l. òf rechtstreeks terugvallen, onder uitzending van een lichtquant, òf het kan op dat niveau blijven, omdat elke overgang, waarbij straling zou worden uitgezonden, „verboden” is. Het kan dan alleen door botsing met andere atomen of moleculen zijn energie afstaan. In dit laatste geval noemen we de toestand, waarin zich het atoom bevindt, metastabiël.

Zoals we reeds opmerkten is de kans op aanslag van een bepaald niveau door het botsende electron o.a. afhankelijk van de snelheid van dat electron. Het verband, dat er bestaat tussen het aantal atomen, dat per eenheid van druk, per sec., per m.A. en per cm van de bundel in een bepaalde toestand wordt gebracht, en de snelheid van de electronen, wordt de „absolute” aanslagfunctie van het beschouwde niveau genoemd.

Tot nu toe zijn in hoofdzaak aanslagfuncties bepaald van niet-metastabiele niveaux, omdat daarbij alleen de straling gemeten behoeft te worden, die van dat niveau uitgaat. J. M. W. Milatz heeft echter reeds de aanslagfunctie van het metastabiele S_3 -niveau van neon bepaald ¹⁾.

Het doel van de metingen, die wij nu gaan beschrijven,

is de aanslagfunctie van de metastabiele niveaus van Helium te bepalen.

De methode van het meten der straling is hier onmogelijk, omdat de overgang, waarbij straling zou optreden, verboden is. We moeten derhalve een andere methode zoeken.

Nu is door Paschen ²⁾ aangetoond, dat bij helium resonantie optreedt voor bepaalde lijnen, als we een helium-glimontlading bestralen met het licht van een He-emissiebuis ³⁾.

Het is nu deze resonantie, welke we willen gebruiken ter bepaling van de aanslagfunctie. Nu treedt er in absorptiebuisen voor resonantielijnen absorptie op, veroorzaakt door de metastabiele atomen, welke in geringe concentratie voorkomen. Hun aantal is betrekkelijk gering, daar alleen met zeer lage drukken gewerkt kan worden.

Met behulp van absorptiemetingen, welke we in de volgende hoofdstukken zullen beschrijven, hebben we getracht de aanslagfunctie der metastabiele toestanden te bepalen.

We bestralen daartoe het gas in een buis met kooi, waarin de omstandigheden, waaronder de atomen worden aangeslagen, goed gedefinieerd zijn, met emissielijnen van helium, die op de metastabiele niveaus uitkomen.

We meten dan de absorptie, die tengevolge der bestraling optreedt. De grootte der absorptie is een maat voor het aantal metastabiele atomen, welke zich in de buis bevinden.

Het aantal bruikbare lijnen, welke op de metastabiele niveaus uitkomen, is gering.

Helium kan in twee toestandsgroepen voorkomen, n.l. singulet- en triplet-helium.

De voor ons in aanmerking komende lijnen van het singulet-helium hebben een geringe overgangswaarschijnlijkheid en daarmede een kleine absorptiekans. Het is daarom alleen mogelijk gebleken op deze wijze de aanslagfunctie van het metastabiele 2^3S -niveau, dus van het triplet-helium, te meten.

HOOFDSTUK I.

DE ABSORPTIEBUIS.

§ 1. **Bouw der absorptiebuis.**

Teneinde aanslagfuncties te meten hebben we een met gas gevulde buis nodig, waar de omstandigheden, waaronder de atomen van dit gas worden aangeslagen, zo goed mogelijk gedefinieerd zijn. De electronen, welke de atomen, die zich in de buis bevinden, aanslaan, hebben een snelheid, welke we scherp moeten kunnen bepalen. Daarvoor is een z.g. buis met kooi geconstrueerd, waarvan de beschrijving hieronder volgt.

De buis, die wij gebruiken, is van hard glas vervaardigd. Hard glas is weliswaar moeilijker te bewerken, maar heeft het voordeel hogere temperaturen te kunnen verdragen, wat in verband met het ontgassen van groot belang is.

We onderscheiden een hoofdbuis en twee zich daaraan bevindende zijbuizen (zie fig. 1). Door de brug B_1 van zijbuis I komen de toevoerdraden voor de gloeidraad G_1 , waarvan de electronen voor de hoofdbundel uitgaan. We hebben hiervoor een afzonderlijke zijbuis geconstrueerd om bij eventueel defect raken van de gloeidraad deze gemakkelijker en sneller te kunnen vervangen, waardoor de buis korter aan de lucht is blootgesteld en de hoofdbrug A intact kan blijven.

De bundel electronen, die van G_1 uitgaat, passeert het rooster R_1 , dat op de toevoerdraden door de brug A van de hoofdbuis gemonteerd is. Vervolgens passeert de bundel het rooster R_2 , hetwelk geïsoleerd bevestigd is door middel

van glasstaafjes aan een klem op de brug A. Dit rooster sluit de buis ter plaatse volledig af om te voorkomen, dat electronen, anders dan door de openingen in de roosters, de kooi zouden kunnen bereiken. Zonder deze voorzorgen ontstaat

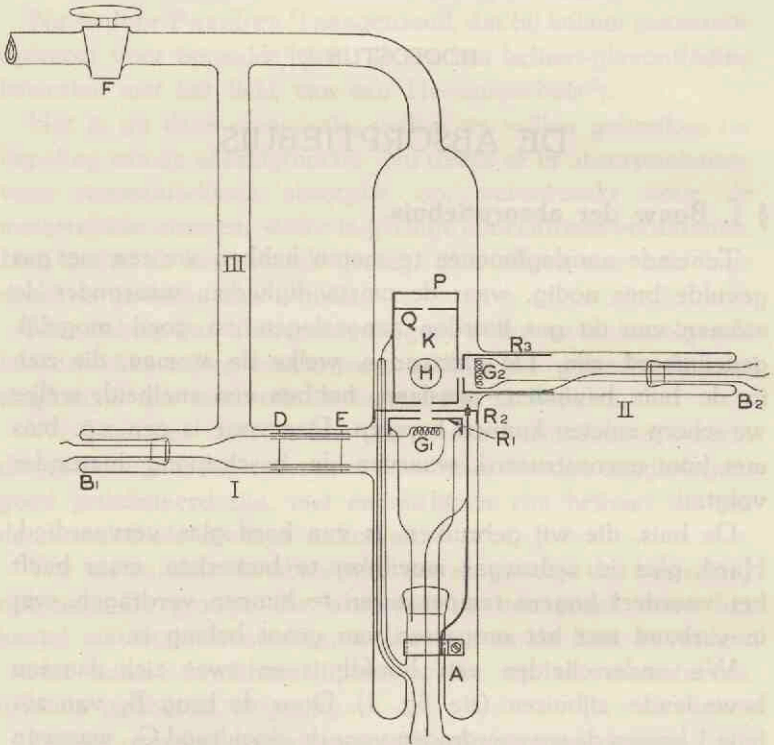


Fig. 1.

Doorsnede der absorptiebuis (voor verklaring zie tekst).

een fout in de meting van de stroom van electronen. Daarna treedt de bundel in de kooi K, welke dezelfde potentiaal heeft als het rooster R_2 . Om de spanning op de kooi K te zetten, is in de grote buis een afzonderlijk glazen buisje aangebracht, waarvan het bovineinde een brugje draagt ter hoogte van de kooi en het ondereinde uitmondt in de grote brug A.

Door dit buisje loopt de toevoerdraad, welke op deze wijze goed afgeschermd is en geen electronen onderweg kan opvangen. In K zijn verder op een vierde van de hoogte diametraal tegenover elkaar twee openingen H van ongeveer 12 mm doorsnede aangebracht. Deze openingen dienen, om het licht, afkomstig van de emissiebuis, waarvan de verzwakking in de absorptiebuis zal worden gemeten, door te laten.

De electronen, die het bovineinde van K bereiken, zouden echter gereflecteerd kunnen worden en vervolgens opnieuw een helium-atoom kunnen aanslaan, terwijl deze electronen niet extra gemeten worden. Bovendien zou een electron, dat het bovineinde P van K (fig. 1) bereikt, hieruit electronen kunnen vrij maken, welke secundaire electronen een belangrijk deel van de teruggaande stroom zouden kunnen uitmaken, vooral als we met hogere snelheden der primaire electronen werken. Om nu te verhinderen, dat die electronen K bereiken, is de plaat Q aangebracht, welke de electronen, die in alle richtingen vanuit P verstrooid worden, tegenhoudt. Wel zal natuurlijk nog een zeer klein percentage K bereiken. Daarvoor kan eventueel een correctie worden aangebracht.

Vervolgens bevindt zich aan de hoofdbuis nog de zijbuis II, waarin zich een gloeidraad G_2 bevindt, benevens een rooster in de vorm van een kooitje, waarop een bepaalde spanning gezet kan worden.

Door dit kooitje wordt ook de zijbuis afgesloten. Is immers de buis niet afgesloten, dan kunnen electronen ook buiten het rooster om K bereiken en zou de zijbundel vaag worden. De genoemde zijbuis nu dient om de juiste snelheid der electronen ter plaatse H te bepalen. De wijze waarop dit geschiedt zal in § 5 van dit hoofdstuk nader worden beschreven.

De roosters en de kooi zijn van rood koper vervaardigd, welk metaal geen aanleiding geeft tot magnetische storingen. De gloeidraden G_1 en G_2 zijn oxydkathoden. Van deze oxydkathoden gaan de electronen naar de anode. Teneinde een zo groot mogelijk rendement te verkrijgen, zijn de gloeidraden vervaardigd

van platinaspiralen, welke verkoperd zijn en waarop Ba- en Sr-zouten zijn aangebracht. Het geheel wordt daarop met water aan de lucht gegloeid. Bovendien heeft dit soort oxydkathoden nog het voordeel, dat ze een lange levensduur bezitten, wat in verband met het tijdrovende ontgassen, waarover we in de volgende paragraaf zullen spreken, van zeer veel belang is. Na reparatie en opnieuw ontgassen bleek soms een gloeidraad geen activiteit te bezitten. Om dit bezwaar op te heffen, brachten we met behulp van een palladiumbuisje waterstof in onze installatie door het buisje met een vlammetje te verhitten. De druk van het waterstof nodig voor de regeneratie van de gloeikathode bedroeg dan ongeveer 1 mm; bij lagere druk kregen we geen resultaat.

De buis staat verder via een kraan F in verbinding met een vat met actieve kool. De tot nu toe beschreven apparatuur is van hard glas vervaardigd. Boven het koolvat bevindt zich een slijpstuk, omdat de zich daarboven bevindende kraan en verder de pompinstallatie van zacht glas zijn vervaardigd. De kranen, welke zich direct aan het koolvat en de buis bevinden, zijn met apiezonvet ingesmeerd. We gebruiken apiezon, een vet met een zeer lage dampspanning, ten einde verontreinigingen en vreemde gassen in onze buis te vermijden. De piceïne, waarmede de slijpstukken zijn gedicht, bezit ook lage dampspanning.

§ 2. Schakelingen in verband met de absorptiebuis.

Daar we de aanslagfunctie willen bepalen, moeten we verschillende spanningen op de roosters en de kooi kunnen zetten. Bovendien moet de spanning op R_1 gevarieerd kunnen worden. Verder is een schakeling nodig, die dienen kan om de ware snelheid met behulp van zijbuis II te kunnen bepalen. We hebben daartoe een schakelschema ontworpen, dat in fig. 2 is voorgesteld en dat we thans zullen bespreken.

Allereerst zien we daarin de weerstanden W_1 , W_2 en W_3 , welke parallel zijn geschakeld en waarover een spanning

van 220 Volt staat, welke afkomstig is, of van een accumulatorenbatterij, of van het stadsnet.

Het stadsnet is uit de aard der zaak niet constant en dus ongeschikt om onze metingen uit te voeren. Daarvoor moeten

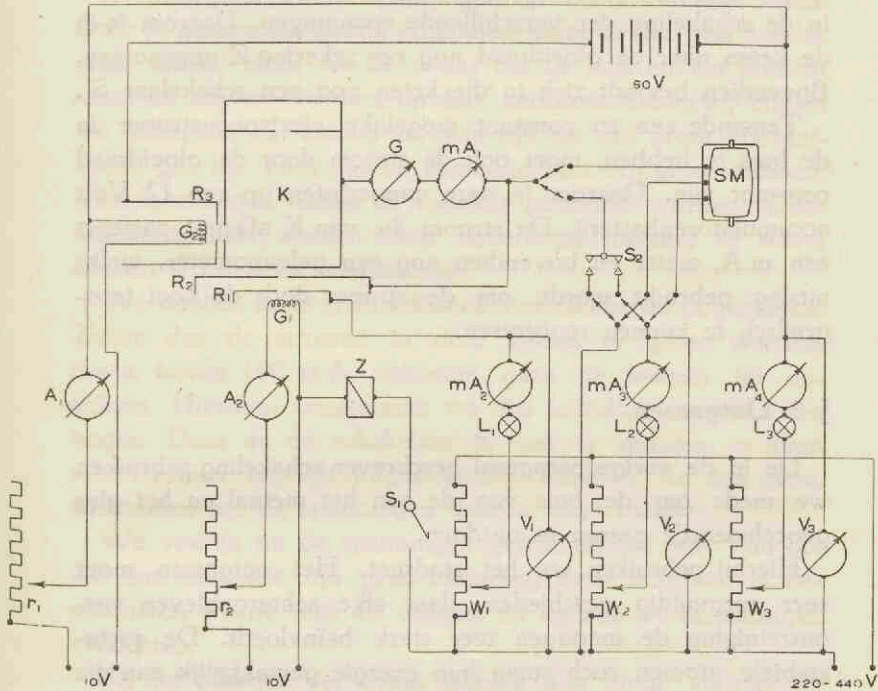


Fig. 2.

Schakelschema voor de absorptiebuis (voor verklaring zie tekst).

we een accumulatorenbatterij gebruiken. Bij het ontgassen kunnen we echter wel gebruik maken van het stadsnet.

Over de weerstand W_1 wordt de spanning voor het rooster R_1 geleverd, terwijl W_2 die voor R_2 en K levert; W_3 dient om spanning op G_2 en eveneens op R_3 , maar dan nog verhoogd met 60 Volt van een batterij, te brengen.

Alle stromen, die naar de roosters en de kooi gaan, passeren een m.A. meter en een contrôlelamp (40 Watt). De gloeidraad bezit een negatieve spanning ten opzichte van de roosters.

Daar reparatie en ontgassen der buis veel tijd in beslag neemt, moeten we zoveel mogelijk beschermd zijn tegen fouten in de schakeling der verschillende spanningen. Daarom is in de keten naar de gloeidraad nog een zekering Z opgenomen. Bovendien bevindt zich in die keten nog een schakelaar S_1 .

Teneinde een zo constant mogelijke electronenstroom in de buis te hebben, moet ook de stroom door de gloeidraad constant zijn. Daarom is deze aangesloten op een 12 Volt accumulatorenbatterij. De stroom die van K afkomt, passeert een m.A. meter en bovendien nog een galvanometer, welks uitslag gebruikt wordt, om de stroom door de kooi fotografisch te kunnen registreren.

§ 3. Ontgassen.

De in de vorige paragraaf beschreven schakeling gebruiken we mede om de buis van de aan het metaal en het glas geoccludeerde gassen te ontdoen.

Hierbij gebruiken we het stadsnet. Het ontgassen moet zeer zorgvuldig geschieden, daar elke achtergebleven verontreiniging de metingen zeer sterk beïnvloedt. De metastabiele atomen toch staan hun energie gemakkelijk aan die vreemde atomen en moleculen af. Bij het ontgassen blijkt een bezwaar van de zijbuizen, n.l. dat we de buis niet hoogfrequent kunnen ontgassen, welke manier van ontgassen veel minder tijd vergt. Alvorens de buis werd gemonteerd, werden de metalen onderdelen eerst enige tijd in salpeterzuur van circa 25 % gelegd. Hierdoor wordt reeds een belangrijk deel der verontreinigingen verdreven, wat dus een verkorting van de tijd, nodig voor het ontgassen, betekende.

Allereerst gaan we het glas alleen ontgassen. Te dien einde plaatsen we twee ovens, een om de buis en een om het koolvat.

Deze ovens verhitten we tot 350° à 400° . Na ongeveer twee weken bereikt de buis het kleefvacuum, d.i. minder dan 10^{-6} mm Hg. Daar de ovens rondom in het houtwerk en brandbaar materiaal staan, kunnen ze vanwege de veiligheid 's nachts niet aan blijven staan.

Daarna gaan we de spanningen op roosters en kooi zetten. Daar de gassen, die hierbij vrijkomen, weer in het glas zouden gaan zitten, laten we de ovens om de buis en het koolvat staan en blijven we deze op 400° verhitten. Onderwijl blijven we pompen. Er komen nu van tijd tot tijd grote hoeveelheden gas los. Deze geven aanleiding tot vrij grote stromen, waardoor bogen tussen de roosters gevormd worden. Deze moeten geblust worden, daar anders de roosters te warm zouden worden en wegsmelten.

We hebben nu in al onze ketens contrôlelampen opgenomen. Zodra dus de stromen in deze ketens te groot worden, d.w.z. boven 100 m.A. uitkomen, gaan de lampen fel oplichten. Hierdoor constateren we dus bijtijds het vormen van bogen. Door nu de schakelaar S_1 om te draaien, worden alle stromen tegelijk uitgeschakeld. Pompen we dan even, zo kunnen we de spanningen daarna weer toelaten.

We voeren nu de spanningen geleidelijk tot 440 Volt op. Als dan na enige tijd geen ontlading meer zichtbaar is, beschouwen we de buis als ontgast en kunnen we de metingen verrichten.

Bij het plaatsen der ovens moeten nog enige voorzorgen genomen worden. Daar zich de kranen en het slijpstuk dicht bij de ovens bevinden, moeten deze sterk gekoeld worden, willen het vet en de piceïne niet weglopen. Daartoe zijn de slijpstukken en kranen in de nabijheid der ovens met gummislang omwikkeld. De gehele zaak wordt nu met stromend water gekoeld. Op de grote tussenkraan F pasten we bovendien nog luchtkoeling toe door het plaatsen van een föhn.

Ondanks die voorzorgen is het in de zomermaanden toch nog voorgekomen, dat het vet in de tussenkraan was weggelopen, zodat we weer lucht in de buis moesten toelaten,

de kraan invetten en van voren af aan met ontgassen moesten beginnen.

Bij het vernieuwen der gloeidraden bleek de buis een minimaal klein lek te vertonen, dat we echter niet konden vinden. Met de kwikdiffusiepompen haalden we desondanks kleefvacuum. Teneinde de kool, die een zeer goede pompwerking bleek te bezitten, tussentijds van de geadsorbeerde gassen te kunnen ontdoen, werd de kraan F tussen absorptiebuis en koolvat geplaatst. Het bleek, dat de metingen volkomen dezelfde resultaten gaven als vroeger, daarom hebben we het lek verder niet gezocht.

Vroeger kwam het nog al eens voor, dat de brug van zijbuis I tegen het einde van het ontgassen barstte. Om dat springen van de brug te voorkomen zijn de mica-plaatjes D en E daarin aangebracht. Ook werd voor dit doel de buis III (fig. 1) aangebracht, welke echter hoogst waarschijnlijk niet essentieel is.

Bij het ontgassen van de metaaldelen komen verontreinigingen los, welke zich op de glaswand afzetten; dit zou dus ook gebeuren op de plaats H voor de opening in de kooi. Teneinde dat te voorkomen, worden daar tijdens het ontgassen micaplaatjes voorgehangen aan een ijzeren ring, welke dan na het ontgassen met behulp van een magneet omhoog gehaald kan worden.

§ 4. Vorm en snelheid van de bundel.

Nadat we aldus onze absorptiebuis ontgast hebben, kunnen we met de metingen beginnen. Daartoe vullen we de buis met helium van de gewenste druk. Teneinde de buis van alle ongewenste atomen en moleculen, die er eventueel binnentreden, te zuiveren, wordt het vat met actieve kool omgeven door vloeibare lucht. Door een lager kookpunt der stikstof is vloeibare lucht practisch vloeibare zuurstof. Zou dus deze vloeibare zuurstof bij de actieve kool kunnen komen door breuk in het glas van het koolvat, dan zou een explosief mengsel ontstaan. Dit verhinderen we nu door tussen kool-

vat en vloeibare lucht een hardkoperen cylinder te plaatsen. Deze cylinder maakt het echter nodig, dat we dikwijls vloeibare lucht moeten bijvullen. Het Dewar-vat moet steeds goed gevuld zijn, teneinde verzekerd te zijn van een goede pompwerking der kool.

Door nu op de gloeidraad, de roosters en de kooi de gewenste spanningen te zetten, verwekken we een electronenstroom, welke de atomen van het heliumgas aanslaat. Op de plaats van de openingen in de kooi moet zich een mooie evenwijdige bundel vertonen. Dit bewerkstelligen we door op R_1 een bepaalde spanning te zetten, waardoor het stelsel R_1-R_2 als electronenlens werkt, waarmede een evenwijdige bundel gevormd kan worden.

Bovendien bereiken we door de spanning op R_1 , dat de electronenstroom in de buis groter wordt. Bij lage snelheden blijkt deze stroom met een spanning nul op R_1 , van de orde van 0,1 m.A. te zijn. Door de spanning op R_1 tot ± 7 Volt te vergroten, wordt deze verhoogd tot ongeveer 0,3 m.A., waardoor dus met de electronenstroom ook de intensiteit ongeveer verdrievoudigd wordt.

Het gebruik volgende, drukken we de snelheid der electronen in Volts uit.

Door de uitdrukking:

$$\frac{1}{2} m v^2 = 10^7 e V \text{ (erg)}$$

waarin $e = 1,59 \times 10^{-19}$ coulomb, is dan de werkelijke snelheid v (cm/sec) bekend.

Zetten we echter een bepaalde spanning op de kooi, dan betekent dat echter nog geenszins, dat de electronen een snelheid bezitten, welke aan die spanning beantwoordt. Theoretisch is de kooi een veldvrije ruimte, dus moest de snelheid zonder meer door de opgelegde spanning zijn gedefinieerd. Er zijn echter drie oorzaken, waardoor dit niet het geval is:

- a. daar er een opening in de kooi moet zijn, om de electronen door te laten, zullen er ook krachtlijnen in de kooi binnendringen;

- b. door hun aanwezigheid zullen de electronen in de kooi een negatieve ruimtelading veroorzaken;
- c. de spanningen kunnen boven de ionisatiespanning uitgaan. Dan worden er ionen in de kooi gevormd, welk aantal vrij groot kan worden; in dit geval ontstaat een positieve ruimtelading.

Door de aanwezigheid van R_2 wordt de invloed van de eerste oorzaak sterk gedrukt.

De invloed van punt b en c zouden we kunnen verlagen door de kooistroom sterk te verzwakken; in dat geval wordt ook de ruimtelading sterk gedrukt. Maar dit heeft mede tengevolge, dat de intensiteit naar evenredigheid verminderd wordt. Om deze vermindering te vermijden moeten we over een methode beschikken, om die afwijking van de ware snelheid te bepalen.

Daar de gloeidraad geen punt is, maar eindige lengte bezit en daar bovendien de toevoerdraden, waarop de gloeidraad rust, bij het ontgassen wat scheef gezakt waren, gaat de bundel electronen niet recht door de buis. Teneinde hem te richten, zijn buiten de buis twee electromagneten geplaatst. Bij verschillende snelheden is de afbuiging van de bundel ook verschillend en moet dus, als we de snelheid veranderen, tevens de sterkte van het magneetveld geregeld worden.

§ 5. Meting van de stroom en de snelheid der electronen.

Om de ware snelheid der electronen te meten is de zijbuis II aangebracht. We kunnen daarbij tevens de invloed van R_1 nagaan (fig. 1). We zorgen voor een goede evenwijdige hoofdbundel en tevens voor een fijn bundeltje in de zijbuis. We leggen daartoe tussen G_2 en R_3 een spanning van 60 Volt aan (zie fig. 3). R_3 werkt dus weer als lens.

We maken nu gebruik van het feit, dat deze zijbundel verdwijnt, zodra het potentiaal-verschil tussen G_2 en A de aanslagspanning van het vulgas is. De zijbundel moet daarom precies door de plaats A, waar wij meten, gaan.

We variëren nu V_3 zodanig, dat we de zijbundel zien verdwijnen. We weten nu, dat zijn snelheid gelijk is aan de aanslagspanning van helium. Deze aanslagspanning is bekend en bedraagt 23 Volt.

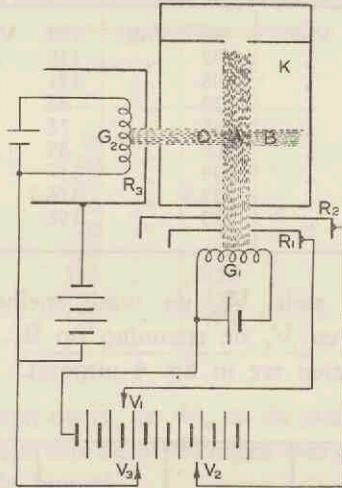


Fig. 3.

Meting van de snelheid der electronen.

(De spanningen V_1 , V_2 en V_3 zijn positief t.o.v. de potentiaal van G_1 .)

Als nu V_w de potentiaal op de plaats A der meting is, dus de plaats op de hoogte van de ronde gaten in de kooi, dan geldt:

$$\begin{aligned} V_w - V_3 &= V_a \quad \text{of} \\ V_w &= V_3 + V_a \end{aligned}$$

als V_a de aanslagspanning van helium is.

Als de hoofdbundel te breed is, is de bundel bij B sneller verdwenen dan bij C (fig. 3) en treedt er dus een onbepaaldheid op in de meting der electronensnelheid. Als we steeds op dezelfde wijze meten, krijgen we een bepaalde afwijking. Deze zien we in Tabel I.

TABEL I.

Ware en gemeten snelheid bij zeer brede hoofdbundel.

V_2	V_8	V_w
92 Volt	80 Volt	103 Volt
100 "	92 "	115 "
111 "	98 "	121 "
37 "	20 "	43 "
70 "	55 "	78 "
81 "	66 "	89 "
150 "	134 "	157 "
170 "	153,5 "	176,5 "
190 "	173 "	196 "

In deze tabel stelt V_w de ware snelheid voor, V_2 de spanning op R_2 , en V_8 de spanning op R_8 .

Deze getallen zien we in fig. 4 uitgezet.

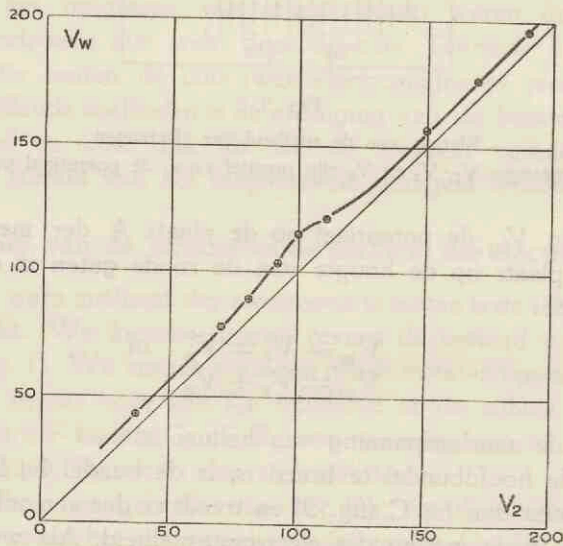


Fig. 4.

Bepaling van de ware snelheid der electronen bij brede bundel.

Als regel hebben we met een smalle bundel gemeten. De ware spanningen, die in dit geval bij V_2 behoren, zijn gegeven in tabel II.

TABEL II.

Ware en gemeten snelheid bij evenwijdige bundel.

V_2	V_w
35 Volt	36 Volt
40 "	41 "
50 "	51 "
60 "	61 "
70 "	71 "
100 "	102 "
120 "	122 "
150 "	153 "
170 "	173 "

V_2 is de spanning op R_2 en V_w is de ware snelheid.

In dit geval zijn dus de afwijkingen zeer gering, vergeleken met die bij brede bundel.

Daar de gloeidraad een zekere lengte heeft, bestaat er een potentiaal-verval over de gloeidraad. Dientengevolge is er een zekere onbepaaldheid in de meting der electronensnelheid, welke natuurlijk voor de gloeidraden G_1 en G_2 geldt. Die onbepaaldheid bedraagt ongeveer 1 Volt.

Zoals we reeds opmerkten, heeft ook de negatieve of positieve ruimtelading invloed op de snelheid der electronen. De invloed van zeer grote ruimtelading kunnen we echter alleen maar bij lagere snelheden nagaan, omdat bij hogere snelheden naast een grote ruimtelading tevens grotere roosterstromen ontstaan, welke de roosters te sterk verwarmen zouden. Alleen bij 35 Volt trad een grote ruimtelading op. De gemeten V_2 was daarbij 18 Volt.

Als regel konden we er voor zorgen, dat we geen grote ruimtelading hadden. Trouwens, indien we een mooie evenwijdige bundel willen hebben, mag V_1 niet te hoog zijn.

Alleen bij lagere snelheden werd spanning op R_1 gezet. De gebruikte spanningen zien we in tabel III.

TABEL III.

V_1		V_2	
10	Volt	30	Volt
10	"	40	"
9	"	50	"
7,5	"	60	"
7,5	"	70	"
7	"	80	"
3	"	100	"
0	"	150	"

V_1 is de spanning op R_1 en V_2 is de spanning op R_2 .

In de keten naar de kooi hebben we behalve een m.A.-meter ook een galvanometer opgenomen. Teneinde de meting zo nauwkeurig mogelijk te doen, registreren we de uitslag fotografisch. De uitslag van de galvanometer moet als functie van de stroom goed bekend zijn.

HOOFDSTUK II.

DE METHODE VAN METEN.

§ 1. De meetopstelling.

We willen nu de absorptie, die in de absorptiebuis optreedt, gaan meten. Dit doen we volgens de foto-electrische methode.

We beelden daartoe het licht, afkomstig van de emissiebuis, af op de plaats A van de reeds in hoofdstuk I beschreven absorptiebuis door middel van een positieve lens L_1 (zie fig. 5). Als emissiebuis gebruikten we of een lange glazen buis, met aan het ene einde een gloeikathode en aan de andere kant de anode en waarin de druk van het helium $\pm 0,8$ mm bedroeg, of een Geislerbuisje met een heliumdruk van ± 12 mm.

De bundel electronen bevindt zich in het midden van de absorptiebuis. Daar bevinden zich dus ook de metastabiele atomen. Derhalve zal de absorptie hoofdzakelijk in het midden optreden. Daartoe moet ook het licht, afkomstig van de emissiebuis precies op die plaats worden afgebeeld. De buis heeft echter een vrij grote doorsnede, n.l. 64 mm. Om nu een scherp beeld op de juiste plaats te krijgen, beelden we eerst scherp af op de voorkant der buis en daarna op de achterkant. Bij beide afbeeldingen behoort dan een zekere stand der lens L_1 . Het midden dezer twee standen nemen we aan als de juiste plaats.

Het licht, dat we afgebeeld hebben, treedt aan de andere kant weer uit de buis en wordt dan door middel van lens L_2 afgebeeld op een verticaal opgestelde spleet.

Willen we nu over de breedte van de bundel in de absorptiebuis, welke bundel verticaal staat, integreren, dan zou deze spleet horizontaal moeten zijn opgesteld. Maar in verband met de eisen der verdere apparatuur moet ze verticaal staan. Om nu toch te bereiken, dat de bundel over de breedte op de

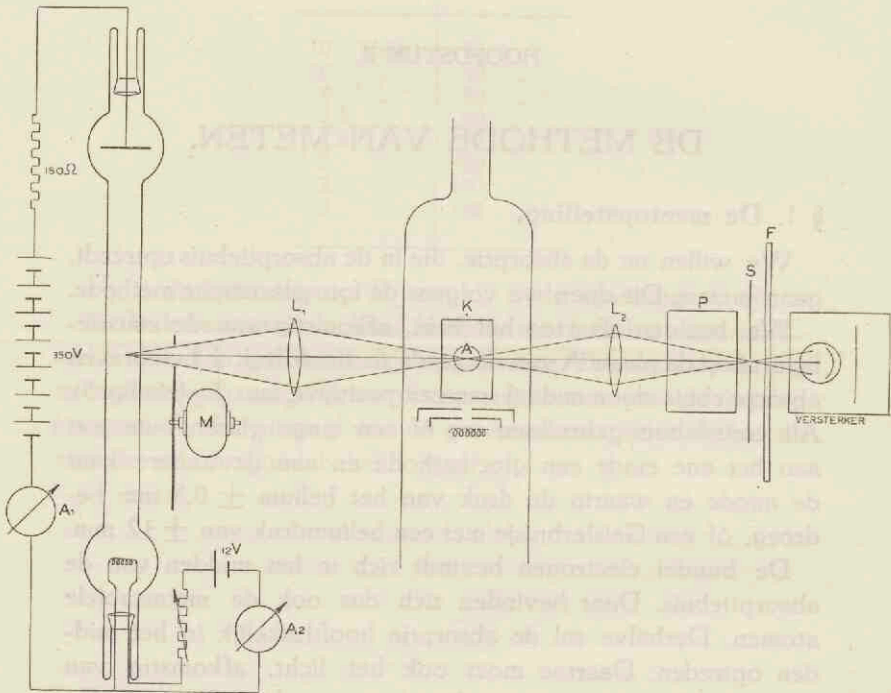


Fig. 5. Opstelling.

spleet wordt afgebeeld, hebben we tussen de lens L_2 en de spleet S een prisma P geplaatst, welke het beeld van de bundel 90° draait. Voor de metingen met behulp van de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$, werd tussen deze spleet en de foto-electrische versterker een filter F (Schott, Jena RG 7) geplaatst. Bij de meting der overige lijnen werd als monochromator een grote Fuess-spectrograaf gebruikt.

Het monochromatische licht, dat we aldus verkregen hebben, laten we vallen op een fotocel, welke achter het filter of de spectrograaf staat. Daar de stroom van electronen opgewekt in deze cel zeer zwak is — te zwak om direct gemeten te kunnen worden —, moet hij versterkt worden. De aldus versterkte stroom wordt door de spoel van een galvanometer gestuurd.

Het licht, dat op de fotocel valt, geeft aanleiding tot gelijkstroom. Echter is onze versterker een wisselstroomversterker; deze laat dus geen gelijkstroom door. Opdat het licht nu toch aanleiding tot wisselstroom geeft, onderbreken we het licht door middel van synchroommotoren, welke op het draai-stroomnet lopen. De details der verschillende onderdelen en hun werking zullen in de volgende paragrafen beschreven worden.

§ 2. Fotocel.

We gebruiken nu een combinatie fotocel-wisselstroomversterker, welke door J. M. W. Milatz¹⁾ ontworpen is.

De foto-electrische cel dient om licht om te zetten in een electriche stroom.

We gebruikten de normale typen cellen, zowel hoogvacuum als met edelgas gevulde cellen. De kathode bestaat uit een alkalimetaal, in casu Caesium op zilveroxyd (Cs—O—Ag). De gevoeligheid wordt nog groter gemaakt door hierop nog een laagje zilver aan te brengen. We krijgen dan het type cel Cs—Ag—O—Ag, dat als meest gevoelige type geldt⁴⁾. In met gas gevulde cellen vormt een electron door botsingen meerdere ionen, zodat deze dus gevoeliger zijn dan de hoogvacuum-cellen. Toch bleek, dat wij met hoogvacuum-cellen goede metingen konden verrichten.

De met gas gevulde cellen hebben het nadeel, dat ze lekken vertonen. Achter onze cel staat een wisselstroom-versterker, welke geen gelijkstroom doorlaat. Desondanks hadden we last van storingen; lekstromen n.l. geven aanleiding tot stoten, welke wel versterkt worden. Dit type storingen kon sterk

gedrukt worden door een uitwendige metalen ring, de z.g. schutring aan te brengen en deze te aarden.

Ook worden tegenwoordig cellen in de handel gebracht met een inwendige schutring, welke het genoemde euvel nagenoeg geheel opheft.

De gevoeligheid der cellen als functie der golflengte van

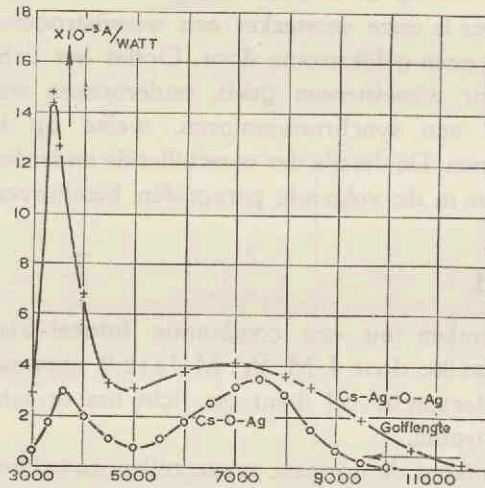


Fig. 6.

Gevoeligheid van gasgevulde Cs-cellen.

het opgevallen licht is weergegeven in fig. 6 voor de gasgevulde cellen en in fig. 7 voor de Philips-hoogvacuum-cellen. Deze laatste cellen vertonen voorts een stijging der gevoeligheid met de opgelegde spanning tot 75 Volt. Daarboven is ze onafhankelijk van de spanning.

We moeten de cel tegen te sterke bestraling beschermen, daar na te sterke belichting de gevoeligheid belangrijk terugloopt.

§ 3. Versterker.

De electronenstroom, die door het opvallende licht in de cel wordt opgewekt, is van de grootte van 10^{-16} tot 10^{-10} Amp., terwijl een galvanometer stromen tot 10^{-7} Amp. kan weergeven. We moeten derhalve de door de cel opgewekte stroom versterken.

We zouden nu op twee wijzen kunnen gaan versterken:

1. door middel van een gewone laagfrequent-versterker;
2. door secundaire electronenversterking.

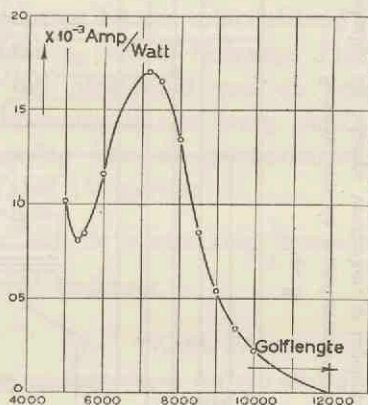


Fig. 7.

Gevoeligheid van hoogvacuum - Cs - cellen (Philips 3512).

Laatstgenoemde methode heeft het voordeel boven de eerste, dat daarbij geen Brownse beweging optreedt.

Aangezien echter een wisselstroomversterker in goede conditie aanwezig was en de resultaten met hun geringe spreiding geen hogere nauwkeurigheid eisten, zijn we niet op de tweede methode ingegaan. We moeten dan echter verschillende voorzorgen nemen.

Teneinde de stroom te kunnen versterken, wordt in de keten van de cel een weerstand r_1 opgenomen. Over de weerstand ontstaat dan een spanning $V_1 = i_1 r_1$, welke spanning

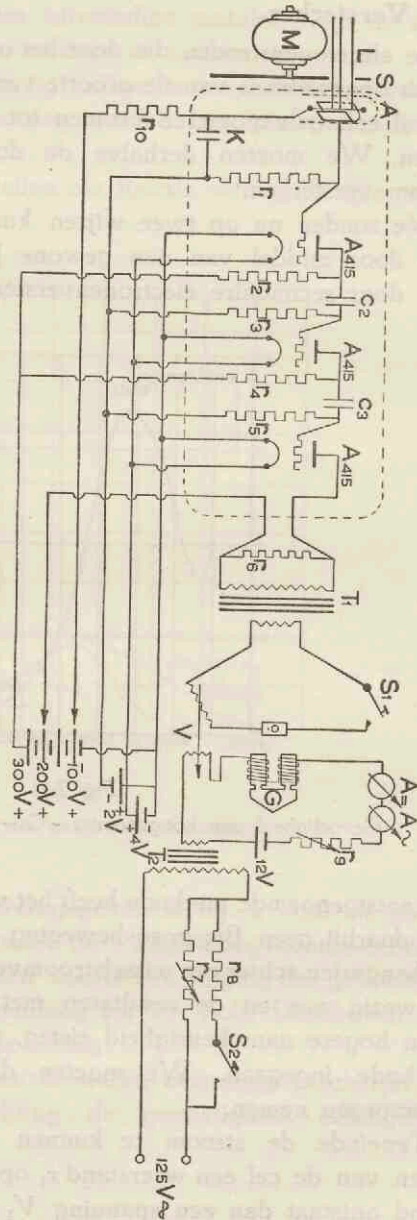


Fig. 8.

Schema van de wisselstroomversterker.

Het omlijnde gedeelte, de 3-lamps versterker, is ingebouwd in een plaatijzeren doos.

A = foto-electrische cel.

M = synchroommotor, welke het licht 50 maal per seconde onderbreekt.

T₁ = transformator.

T₂ = $10/220$ Volt transformator.

G = galvanometer.

V = variometer. Deze bestaat uit twee in elkander draaibare spoelen.

aan rooster en gloeidraad van een radiolamp wordt toegevoerd.

Een eerste eis is nu, dat onze versterker de stroom i_1 lineair versterkt. Hiertoe wordt bij ieder der drie lampen de negatieve roosterspanning zo ingesteld dat het werkpunt in het midden van het rechte stuk van de karakteristiek ligt. De lampen zijn Philips-trioden A 415, gekoppeld door weerstanden en condensatoren. De gehele schakeling zien we in fig. 8 afgebeeld.

We willen nu weten, hoe groot de versterking is en gaan daartoe na, hoe groot de waarden van de verschillende effectieve spanningen zijn, die optreden indien de uitslag van de galvanometer 1 cm bedraagt bij een schaalafstand van 1,10 m, terwijl de shuntweerstand r_s 500 Ω bedraagt. Hiertoe brengen wij tussen rooster en gloeidraad van de verschillende lampen bekende wisselspanningen aan (verg. fig. 9) en nemen de bijbehorende uitslag van de galvanometer waar. De resultaten zijn in Tabel IV vervat.

Hieruit blijkt, dat de versterking $\frac{i_5}{i_1}$ van de fotostroom i_1 ongeveer 8×10^6 bedraagt.

TABEL IV.

Effectieve stromen en spanningen om een uitslag van 1 cm te bereiken
($r_s = 500 \Omega$).

i_1	V_1	V_2	V_3	i_4	i_5
15×10^{-14} A.	$6,6 \times 10^{-6}$ V.	8×10^{-6} V.	$1,2 \times 10^{-3}$ V.	$2,3 \times 10^{-6}$ A.	$1,2 \times 10^{-6}$ A.

i_1 = fotostroom.

V_1 = wisselspanning op 1e rooster.

V_2 = " " " 2e " "

V_3 = " " " 3e " "

i_4 = stroom in de laatste plaatketen.

i_5 = stroom door de galvanometer.

Verder moeten we rekening houden met uitwendige storingen. Tegen storingen, welke via het net binnen komen, is weinig

te doen. Om storingen, bijv. tengevolge van een vonkend inductorium — dus hoogfrequente storingen — tegen te houden, is het voldoende het geheel in een plaatijzeren doos te plaatsen en deze goed te aarden. Tenslotte kan er nog storing optreden tengevolge van antennewerking door de spleet of door de spectrograaf op de cel. Om deze te elimineren, moeten we de rail, waarop de spleet gemonteerd staat, of de spectrograaf, goed aarden.

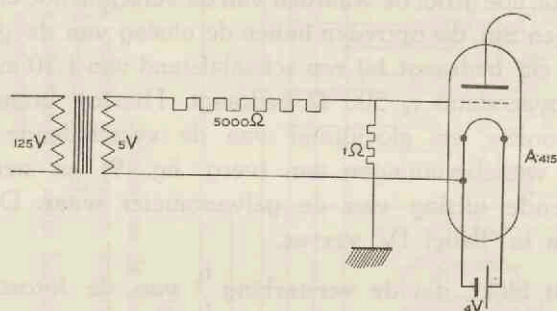


Fig. 9.

Bepaling van de gevoeligheid van de versterker.

Daar de intensiteiten, die we moeten meten, vrij gering zijn, is de uitslag van de galvanometer ondanks de versterking nog tamelijk klein. We zouden dus dan nog verder kunnen versterken. Maar bij het gebruik van een versterker wordt de meetnauwkeurigheid door de volgende verschijnselen beperkt:

1. Fluctuaties der batterijen;
2. Brownse beweging;
3. Schottky-effect.

Deze zullen in de volgende paragrafen nader worden besproken.

§ 4. Fluctuaties der batterijen.

De verschillende plaatsspanningen van de lampen in onze versterker betrekken we van batterijen, samengesteld uit kleine

accumulatoren, ieder van 10 Volt, tot een totaal van 300 Volt. De spanningen van deze batterijen zijn niet constant, maar vertonen fluctuaties.

De galvanometer meet stromen van de orde van 10^{-7} Amp. De variaties zijn al gauw veel te groot en zouden een sterke schommelende beweging van het galvanometerspoeltje veroorzaken. Deze fluctuaties zouden dus gedrukt moeten worden tot waarden, welke zeer klein zijn t.o.v. 10^{-7} Amp. We maken echter gebruik van een wisselstroomversterker, welke dit soort fluctuaties niet doorlaat.

Ons stonden oudere batterijen ter beschikking, welke nogal sterke fluctuaties vertoonden, vooral wanneer ze enige tijd waren gebruikt, maar nog niet beneden de toelaatbare spanning waren ontladen. In het bijzonder bleken van tijd tot tijd snelle spanningsveranderingen op te treden, die wel door de versterker werden doorgelaten en aan de galvanometer dan een schommelende beweging gaven.

§ 5. Brownse beweging.

De electronen in een keten zijn in voortdurende temperatuur-beweging. Deze bewegingen zijn, evenals die der moleculen, van de temperatuur afhankelijk⁵⁾. Derhalve zal, b.v. in de weerstand r_1 van de keten, die de cel bevat, tussen de uiteinden een toevallig potentiaalverschil bestaan. In verband hiermede vertoont het galvanometerbeeld een onregelmatige beweging.

De tijd, waarin de spanning op r_1 belangrijk van waarde verandert (correlatietijd), is van de orde $r_1 C$, waarin C de (parasitaire) capaciteit tussen de uiteinden van r_1 . Nu zijn de genoemde spannings-variatiën uit de aard der zaak zeer snel. Deze snelle variatiën kan de galvanometer niet volgen, aangezien zijn aanwijstijd $\tau \gg r_1 C$ is.

Om de grootte der variatiën in een getal te kunnen uitdrukken, zou men het gemiddelde kwadraat van de uitslag kunnen gebruiken.

Met behulp van de gevoeligheid voor normale fotostromen

(voor ons geval zie Tabel IV), kan men deze uitslagvariatie omrekenen in fotostroomvariatiën, wier intensiteit gegeven wordt door het symbool \bar{i}_0^2 .

Voor de intensiteit van deze fotostroomvariatiën geldt:

1. bij rechthoekig verloop van het magnetische veld in de galvanometer:

$$\bar{i}_0^2 = \frac{\pi k T}{R \tau} \times 1$$

2. bij sinusvormig verloop:

$$\bar{i}_0^2 = \frac{\pi k T}{R \tau} \times \frac{\pi^2}{8}$$

Dit laatste veld werd door ons gebruikt, zodat de middelbare fout iets groter is dan zij geweest zou zijn in het geval wij van een rechthoekig veld gebruik gemaakt zouden hebben.

Allereerst kunnen we opmerken, dat het in ons geval niet van nut is de versterking groter te maken, aangezien de onregelmatige beweging van het galvanometerbeeld tengevolge van de Brownse beweging in de eerste keten, bij de door ons toegepaste versterking reeds zichtbaar was ($r_0 = 500 \Omega$). Immers bij verdere vergroting der gevoeligheid zou de verhouding tussen het te meten effect en de Brownse storing er niet beter op worden.

Uit de formules lezen we verder af, dat de nuttige gevoeligheid wel verhoogd kan worden door r_1 te vergroten. We hebben echter r_1 niet groter dan $10^8 \Omega$ gekozen, aangezien dit geen nut had in verband met het Schottky-effect, dat we in de volgende paragraaf zullen bespreken.

Daar de gevoeligheid evenredig met R is en R in onze uitdrukking voorkomt, zouden we dus door vergroting van R de gevoeligheid kunnen opvoeren.

Die vergroting wordt, zoals reeds gezegd, door de Brownse beweging begrensd.

§ 6. Schottky-effect.

Er is nog een derde reden, waarom in de ketens de stromen niet constant zijn. De gloeidraden der lampen zullen niet altijd evenveel electronen „verdampen”. Derhalve is er een speling in de plaatstroom.

De fluctuatie tengevolge van de atomaire bouw der electriciteit wordt het Schottky-effect genoemd ⁶⁾.

Nemen we nu een tijdje τ , waarin we de stroom i , derhalve het aantal electronen meten, dan zullen we een onzekerheid $(\Delta i)^2$ krijgen, gegeven door de relatie:

$$(\Delta i)^2 = \frac{e \cdot \bar{i}}{\tau}$$

De plaatstromen zijn van de orde 10^{-8} Amp. Deze stromen geven alle aanleiding tot de genoemde fluctuatie. Vooral echter het Schottky-effect der eerste lamp zal van belang zijn, omdat dit het meest versterkt wordt.

We kunnen nu echter ons toestel zo samenstellen, dat de beschreven fluctuatie verwaarloosd kan worden ten opzichte van die tengevolge van de Brownse beweging.

Er is echter nog een tweede effect, tengevolge van de corpusculaire structuur, dat wel tot fouten aanleiding geven kan. Het aantal door de cel waargenomen lichtquanten vertoont n.l. ook toevallige fluctuaties. Deze worden teruggevonden in het aantal vrijgemaakte electronen, en veroorzaken daardoor een schommeling in de fotostroom.

De onzekerheid, door deze fluctuaties veroorzaakt, wordt gegeven door:

$$(\Delta i)^2 = \frac{\bar{i} e_1}{\tau} \cdot \frac{\pi^2}{16}$$

waarin $e_1 \sim 10e$. Elk electron n.l. dat in een met gas gevulde cel wordt vrijgemaakt, geeft telkens door versterking aanleiding tot b.v. gemiddeld 10 electronen in de eerste keten van de

versterker. Dit bedrag vertoont weer een spreiding; er zullen immers niet steeds 10 electronen worden vrijgemaakt. Er treedt dientengevolge nog een extra geruis in de versterker op.

Het Schottky-effect is bij grote intensiteit merkbaar en geeft nog een extra schommeling van de galvanometer.

§ 7. Galvanometerschakeling.

Om de stroom door een wisselstroomversterker te versterken, werd het licht, dat de electronen in de fotocel vrij maakt, 50 maal per secunde onderbroken. De versterkte stroom is dan een wisselstroom met 50 per./sec. Derhalve zal het koppel, dat het spoeltje richt, eveneens 50 maal per secunde van teken omdraaien, wanneer we door de veldketen een gelijkstroom sturen. Deze snelle wisseling kan het spoeltje niet volgen en het zou dus vrijwel stil blijven staan. Om nu toch een uitslag te krijgen zenden we ook wisselstroom door de wikkeling, die het veld van de galvanometer opwekt (electrodynamometer beginsel). Het gemiddelde koppel, dat op het spoeltje met oppervlak O en een aantal windingen N werkt, is dan gelijk aan:

$$\bar{K} = N O i H \cos \varphi,$$

waarin φ het phaseverschil tussen stroom i en veld H voorstelt, waarbij over voldoende lange tijd gemiddeld is. Het koppel is maximaal voor $\cos \varphi = 1$. Dan is dus $\varphi = 0^\circ$ of $\varphi = 180^\circ$. Dit komt op hetzelfde neer, alleen slaat de galvanometer in het tweede geval de tegenovergestelde kant uit als in het eerste geval.

Tengevolge van het feit dat wisselstroom door de veldketen wordt gestuurd, wordt de demping nagenoeg opgeheven. Er blijft alleen nog enige luchtdemping over. Om nu toch een behoorlijke demping te krijgen, sturen we tevens een gelijkstroom door de veldketen. Men zou dan kunnen menen, dat de opstelling nu ook gevoelig werd voor gelijkstroom, maar

dit geeft geen moeilijkheid, daar we een wisselstroomversterker gebruiken, welke geen gelijkstroom doorlaat.

Er gaat nu echter wel een extra-koppel op het spoeltje werken en wel één, dat evenredig is met $\sin \omega t$. Daardoor ontstaat een verbreding van het galvanometerbeeld, welke in fig. 10 weergegeven wordt. Die verbreding is evenredig met de uitslag. We zorgen ervoor, dat het galvanometerbeeld in de nulstand op zijn smalst is.

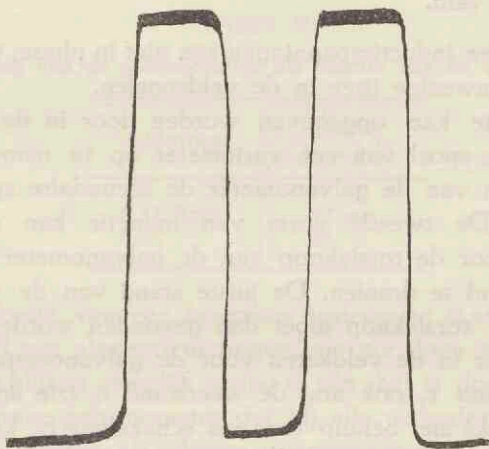


Fig. 10.

Verbreding van het galvanometerbeeld bij uitslag.

Bij de gebruikte uitslagen geeft deze verbreding dan niet tot onnauwkeurigheden aanleiding. Voor de belichting van het galvanometerspiegeltje gebruikten we een lamp met rechte draad, welke verschillende voordelen heeft boven de gebruikelijke methode, n.l.:

1. de lamp heeft een grote lichtsterkte bij gering stroomverbruik;
2. de lamp kan gebruikt worden om verschillende galvanometers tegelijk te belichten;
3. zij geeft een zeer scherp beeld.

We moeten verder rekening houden met de inductieve koppeling tussen veld- en galvanometerketen. Deze inductieve koppeling is tweeledig:

1. de inductie, die ontstaat, doordat veldwikkeling en toevoerleidingen voor de galvanometerketen zich dicht in elkanders nabijheid bevinden;
2. de inductie, die ontstaat, doordat het vlak van het galvanometerspoeltje niet evenwijdig staat aan het magnetische veld.

Deze twee inductiespanningen zijn niet in phase, tengevolge van het aanwezige ijzer in de veldspoelen.

De eerste kan opgeheven worden door in de veldketen de primaire spoel van een variometer op te nemen, terwijl in de keten van de galvanometer de secundaire spoel is opgenomen. De tweede vorm van inductie kan opgeheven worden, door de torsieknop van de galvanometer in een geschikte stand te draaien. De juiste stand van de variometer en van de torsieknop moet dan gevonden worden. Dit geschiedt door in de veldketen voor de galvanometer behalve de weerstand r_7 ook nog de weerstand r_8 (zie fig. 8) op te nemen, welke met behulp van een schakelaar S_2 kan worden ingeschakeld en wel parallel met r_7 . We veranderen daardoor de stroom in de veldketen. Als de stand van torsieknop en variometer juist is, zal een verandering van het veld tengevolge der stroomsterktevariatie geen invloed op de stand van het galvanometerspoeltje hebben. Wanneer dat echter niet het geval is, zal het indrukken van S_2 een uitslag van de galvanometer tengevolge hebben. We moeten dan de torsieknop in de richting van die uitslag draaien en met behulp der variometer het galvanometerbeeld wederom smal maken. Dit doen we zo lang, totdat het neerdrukken van S_2 geen uitslag meer tengevolge heeft.

De grootten van wissel- en gelijkstroom in de keten zijn resp. 0,35 Amp. en 0,9 Amp.

De gevoeligheid van de galvanometer kan verhoogd worden

door de stroomsterkte in de veldketen te vergroten, d.w.z. een sterker wisselveld te nemen, maar daarmee maken we tevens de aanwijstijd van de galvanometer groter. De galvanometer wordt tenslotte labiel. De afhankelijkheid van de veldstroom blijkt uit Tabel V, waarvan de uitslagen zijn genomen veroorzaakt door de heliumlijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ in emissie. We kunnen de stroom niet tot 0,38 Amp. opvoeren, daar hierdoor de aanwijstijd van de galvanometer belangrijk groter wordt.

TABEL V.

De uitslag van de galvanometer als functie van de veldstroom.

Veldstroom	Uitslag ($r_6 = 2 \Omega$)
0,32 Amp.	42 mm
0,38 „	65 „

Het gebruik van een langzaam instrument is niet wenselijk in verband met absorptiemetingen, die we doen willen. Deze absorpties blijken namelijk gering te zijn; het is dus een eerste eis voor onze galvanometer dat hij alle veranderingen direct volgt; we moeten nl. scherpe overgangen zien.

We moeten nog opmerken, gelijk fig. 8 toont, dat de stroom, die onze versterker levert, niet direct door de galvanometer gestuurd wordt, maar dat zij eerst door de transformator T_1 opgetransformeerd wordt.

We kunnen nu de gevoeligheid variëren door de weerstand r_6 te veranderen van 1—500 Ω . De gevoeligheid is praktisch evenredig met de weerstand (verg. § 13). In verband met de Brownse beweging en het Schottky-effect hebben we r_6 nooit groter dan 500 Ω gemaakt.

§ 8. Synchronmotoren.

Voor de meting der lichtintensiteit is een fotocel gecombineerd met een wisselstroomversterker gekozen. Teneinde de

electronenstroom, die in de cel is opgewekt, te kunnen versterken, moet het licht, dat de cel treft, periodiek zijn.

Om dit wissellicht te verkrijgen gebruiken we de reeds genoemde synchroonmotoren. In geval we b.v. de intensiteit van de — constante — emissiebuis willen bepalen, onderbreken we het licht 50 maal per sec. door middel van een draaiende schijf. Bij de absorptiemetingen daarentegen onderbreken we de electronenbundel zelve in de kooi der buis

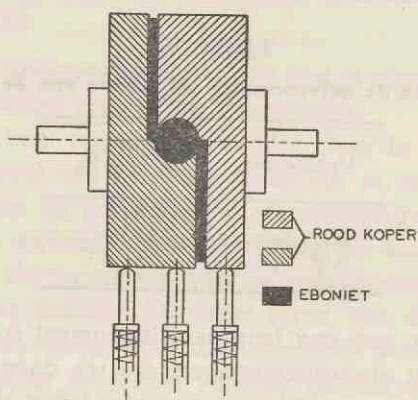


Fig. 11.

Cylinder voor het onderbreken van de
bundel in de absorptiebuis.

50 maal per sec. Deze onderbreking vindt plaats met behulp van een synchroonmotor, op welks as een ebonieten cylinder is gemonteerd. Op deze cylinder loopen 3 roodkoperen banden, waarvan de middelste voor de helft met de eerste en voor de andere helft met de derde electricch verbonden is (zie fig. 11).

Tegen deze banden drukken roodkoperen staafjes door middel van veren. De banden en staafjes zijn van roodkoper vervaardigd, teneinde een zo laag mogelijke contact-potentiaal te hebben. Nu zijn de banden en staafjes weliswaar aan sterke slijtage onderhevig en eisen zij een voortdurend smeren, maar zij zijn toch zeer te verkiezen boven koolborstels, daar

deze met het roodkoper een betrekkelijk groot potentiaalverval geven. Daar de motor een geringe energie heeft, moet deze cylinder goed uitgebalanceerd zijn.

Als we een dergelijke motor te zwaar belastten, raakte hij uit phase en kon het toerental tot op de helft verminderd worden. Daarom tevens konden cylinder en halve schijf niet op de as van één motor gemonteerd worden. De staafjes, die tegen de cylinder drukken, hebben een doorsnede van 5 mm. Teneinde geen kortsluitingen te doen ontstaan moeten de ronde isolatiepunten (fig. 11) een middellijn van groter dan 5 mm bezitten. De eerste band heeft n.l. de potentiaal V_2 en de derde band dezelfde potentiaal als de gloeidraad van de absorptiebuis. Wanneer de motor draait, is de potentiaal van de kooi K afwisselend gedurende $\frac{1}{100}$ sec. gelijk aan V_2 resp. gelijk aan die van G_1 . De bundel is dus telkens $\frac{1}{100}$ sec. aan-, resp. afwezig. De tijd, gedurende welke V_2 nu op de middelste band, derhalve op R_2 en K staat, is in werkelijkheid iets kleiner dan $\frac{1}{100}$ sec., hetgeen samenhangt met de afmetingen van de isolatiepunten A. De m.A. meter wijst een stroom aan, die 43% is van de stroom, welke door de kooi gaat, wanneer de bundel niet onderbroken wordt. Dit feit hebben we gecontroleerd met behulp van de kathodestraal-oscillograaf, welke een volkomen rechthoekig spanningsverloop te zien gaf, waarbij V_2 43% van de totale tijd op R_2 staat. Door deze proef blijkt bovendien, dat inderdaad, althans voor de lagere snelheden, de bundel de onderbreking der spanning onmiddellijk volgt en de electronenstroom niet nog gedurende korte tijd doorgaat. Tot een spanning van ongeveer 200 Volt blijft dit het geval. Daarboven wordt de stroom, die bij de onderbreking door de kooi gaat, hoger en komt boven de 50% uit.

§ 9. Emissiebuis.

Zoals reeds opgemerkt, maken we voor onze absorptiemetingen gebruik van de sterkste lijnen, welke op het 2^{e} S-niveau uitkomen, n.l. $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ en $\lambda = 10830 \text{ \AA}$.

Deze verkrijgen we uit het licht, afkomstig van de positieve zuil van een buis, gevuld met helium, met een druk van ongeveer 0,8 mm Hg. Bij deze druk en met de ons ter beschikking staande constante spanning, zijnde 350 Volt, brandt de buis rustig. Bij hogere drukken ontstaat een periodieke schommeling in de ontlading.

De gloeikathode en anode zijn in tweevoud uitgevoerd. Beide kanten der buis bezitten zowel anode als kathode, zodat we bij defect raken van de gloeidraad eerst de andere kunnen gebruiken, alvorens de buis vernieuwd behoeft te worden.

Door van te voren de metalen delen in een glazen buisje te ontgassen, krijgen we bij het ontgassen der emissiebuis slechts een zeer geringe aanslag in de buis, zodat de volle intensiteit der gasontlading in de buis kan benut worden. De buis vertoonde dikwijls het z.g. „clean up“-verschijnsel, waarbij nagenoeg al het gas verdwijnt. Dit verschijnsel werd voorkomen, althans sterk verminderd, door de buis gedurende 40 uur in een heliumatmosfeer te laten branden.

De gloeidraad moet door een accumulatorenbatterij gevoed worden en niet door een gloeistroomtransformator, daar de rimpel, die in het tweede geval in de ontlading ontstaat, door de galvanometer geregistreerd wordt.

§ 10. Het afzonderen der lijnen.

Om de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ af te zonderen, gebruiken we een grote spectrograaf van Fuess.

Een zo groot mogelijke gevoeligheid wordt verkregen door de spleet zo breed mogelijk te kiezen en wel zo, dat de lijn nog juist van de dichtst nabij gelegen lijnen gescheiden is.

We plaatsen in het spectrum een spleet op de plaats van $\lambda = 3888 \text{ \AA}$, waardoor alleen deze lijn naar buiten treedt.

Om de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ af te zonderen gebruiken we een filter Schott Jena RG 7, welke het gebied $\lambda > 8000 \text{ \AA}$ doorlaat. In dit gebied bevinden zich nog de zeer zwakke heliumlijnen $\lambda = 12784, 12793, 18684$ en 18693 \AA , benevens

de zeer sterke lijn $\lambda = 20582 \text{ \AA}$. De eersten zijn te zwak om gemeten te kunnen worden en voor de laatste is de cel totaal ongevoelig. We hebben dit gecontroleerd door middel van de filters Schott Jena BG 7 en VG 2, waarbij practisch alleen de laatst genoemde lijn doorgelaten werd.

§ 11. Meting van de druk in de absorptiebuis.

De drukken, waarmede we de absorptie-metingen verricht hebben, variëren van 0,01 tot 0,07 mm Hg. Daar we dus met lage drukken werken, moeten we een instrument bezitten, waarmede we de druk zeer nauwkeurig kunnen meten. De absorptie is meer dan lineair afhankelijk van de druk; deze moet dus zeer precies bekend zijn. Aanvankelijk gebruikten we voor het meten van de druk een kenometer. Deze bleek echter de druk niet voldoende reproduceerbaar aan te wijzen.

Daar het niet mogelijk bleek met de beschikbare kenometers deze drukken met voldoende nauwkeurigheid te meten, zijn wij overgegaan tot het gebruik van een kleine gesloten Mac-Leod manometer. Er werd nu een nauwkeurigheid van 5% bereikt.

De bij dit instrument aanwezige gummiverbindingsslang tussen manometer en kwikreservoir bleek echter een groot nadeel te zijn. Deze geeft aanleiding tot inlekken. Er is weliswaar een tweede gummislang om deze slang heen aangebracht, waarna de tussenruimte van de twee slangen leeggepompt werd. Dit verminderde het inlekken wel sterk, maar daar de druk nog van de orde van 1 mm bleef, kon dat lekken toch niet geheel worden vermeden. De lucht, die inlekt, stijgt door het kwik naar boven in de meetruimte. Het was dus noodzakelijk voordat we de druk meten, alle luchtbelletjes, die in de loop van de tijd zijn doorgelekt, te verdrijven.

Daar de buis naar de Mac-Leod manometer vrij lang is en een grote doorsnede heeft, vergroten we bij het meten van de druk het volume nogal aanzienlijk en deze vergroting is niet te verwaarlozen. Willen we dus na de meting de druk nog eens controleren, dan moeten we weten, wat de werkelijke druk

was. Daartoe hebben we de werkelijke druk uitgezet als functie van de afgelezen druk. We kunnen zo achteraf de oorspronkelijke druk bepalen. De drukverlaging door de meting blijkt dan ongeveer 18 0/0 te zijn.

§ 12. Voorbereiding der metingen.

Alvorens we nu kunnen gaan meten, moeten we eerst de gevoeligheid van de galvanometer bepalen. Daar we met twee motoren werken, moeten eerst beide op maximum uitslag zijn ingesteld. We moeten n.l. zorgen, dat het phaseverschil tussen

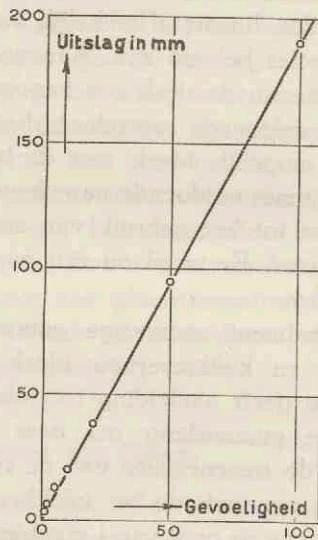


Fig. 12.

Uitslag van de galvanometer als functie van de weerstand in de shunt.

de stator van de motor en het galvanometerveld 0° of 180° is (zie § 5). We draaien daartoe het motorhuis zodanig, dat de galvanometer zijn maximum uitslag vertoont. Op analoge wijze wordt de motor, welke dient voor de onderbreking van de electronenbundel, ingesteld. We moeten geregeld de stand van de motoren controleren, wat een nadeel is van het

gebruik van twee motoren. Immers de phaseverschuivingen, die van tijd tot tijd in het draaistroomnet optreden, hebben een ongelijke invloed op de twee motoren. In verband hiermede zou het gebruik van één motor de voorkeur verdienen hebben.

We sluiten nu de primaire wikkeling van de transformator T_2 (fig. 8) tussen 0 en één der fasen van het draaistroomnet aan. Het blijkt nu, dat niet bij alle fasen de uitslag van de galvanometer lineair is met r_0 , wat toch een eerste eis was. We hebben dit gecontroleerd voor de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$, waarbij we bij één der fasen een afwijking kregen bij een shuntweerstand kleiner dan 10Ω . Fig. 12 ver- toont dit duidelijk.

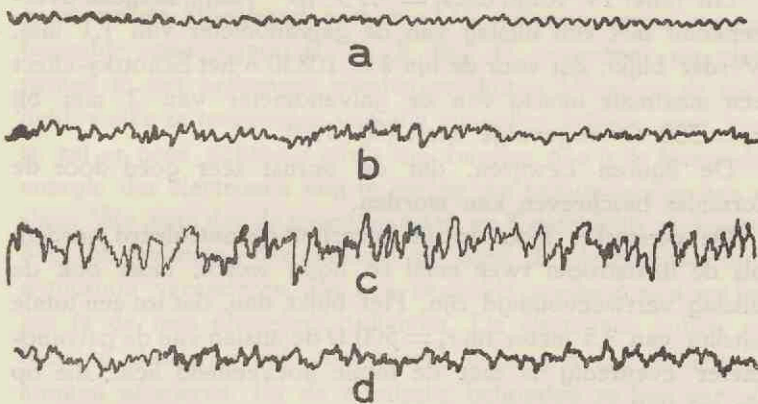


Fig. 13.

- | | | | |
|----|--------------------|---|---|
| a. | Brownsse beweging. | | |
| b. | " | + | Schottky-effect voor de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$. |
| c. | " | + | " " " $\lambda = 5876 \text{ \AA}$. |
| d. | " | + | " " " $\lambda = 10830 \text{ \AA}$. |

§ 13. Contrôle van de versterker.

Bij een gevoeligheid bij $r_0 = 500 \Omega$ zien wij een onrustige beweging van het galvanometerbeeld. We moeten nu nagaan of de grootte van deze fluctuatie in overeenstemming is met de theorie.

Bij onze absorptie-metingen zien we dus de Brownse beweging met daarop het Schottky-effect gesuperponeerd. De Brownse beweging voor het geval, dat we geen licht op onze cel laten vallen, zien we in fig. 13a; de Brownse beweging met Schottky-effect gecombineerd in fig. 13b en c, resp. voor $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ en $\lambda = 5876 \text{ \AA}$.

Het Schottky-effect is afhankelijk van de hoeveelheid licht, die op de cel valt. Nemen we een sterke lijn, b.v. $\lambda = 5876 \text{ \AA}$, dan zien we een zeer groot Schottky-effect. Dus zouden we de lichthoeveelheid kunnen verhogen, dan vergroten we tevens het Schottky-effect en dit stelt dus ook grenzen aan de gevoeligheid van onze opstelling.

Uit tabel IV volgt, dat $i_1 = 5,5 \times 10^{-7}$ Amp., hetgeen overeenkomt met een uitslag van de galvanometer van 1,1 mm. Verder blijkt, dat voor de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ het Schottky-effect een maximale uitslag van de galvanometer van 2 mm bij $r_6 = 500 \Omega$ tengevolge heeft (fig. 13d).

De figuren bewijzen, dat de onrust zeer goed door de formules beschreven kan worden.

De versterker moet op zijn lineariteit gecontroleerd worden: als de lichtstroom twee maal zo hoog wordt, moet ook de uitslag vertweevoudigd zijn. Het blijkt dan, dat tot een totale uitslag van 3,5 meter bij $r_6 = 500 \Omega$ de uitslag van de galvanometer evenredig is met de totale hoeveelheid licht, die op de cel valt.

HOOFDSTUK III.

METINGEN.

§ 1. Inleiding.

In de absorptiebuis bevindt zich helium van bepaalde druk. Na eerst de kool goed gekoeld te hebben met vloeibare lucht, gaan we de gloeidraad verhitten. Vervolgens zetten we een bepaalde spanning op R_2 en K (fig. 1), waardoor nu electronen in het heliumgas worden geschoten. Wanneer de snelheid, welke ze tengevolge van die spanning krijgen, zeer laag is, zal er geen zichtbaar effect zijn. Immers, dan is de kinetische energie der electronen nog te gering om heliumatomen aan te slaan. We gaan dan de spanning op R_2 en K geleidelijk verhogen. Met die verhoging der snelheid zal eerst de electronenstroom monotoon veranderen. Bij een bepaalde snelheid zien we het gas in de buis plotseling oplichten. De electronen zullen nu behalve elastische ook onelastische botsingen met de heliumatomen uitvoeren. Bij de elastische behouden ze hun energie practisch volkomen. Bij de onelastische daarentegen zullen ze zoveel energie verliezen, als nodig is om de heliumatomen in een bepaalde hogere energietoestand te brengen. Eerst zullen er alleen atomen in de lagere aangeslagen toestanden gebracht worden. Maken we de snelheid van de electronen groter, dan zullen ook atomen in hogere energietoestanden geraken. De vorming van de metastabiele toestand kan op tweeërlei wijze geschieden:

1. Rechtstreekse aanslag van 1^1S naar 2^3S .
2. Aanslag van hogere niveaus, b.v. 3P , met daarop volgende spontane overgang naar het 2^3S -niveau.

In tegenstelling tot de andere niveaus kan vanuit een metastabiel niveau geen spontane overgang plaats vinden, waarbij licht wordt uitgezonden. De metastabiele atomen zullen dus als zodanig door hun thermische beweging zich door de gehele kooi verspreiden, en tenslotte bij hun botsing met de wand van de kooi hun energie daaraan afgeven.

We zullen dus de metastabiele atomen overal in de meetruimte aantreffen, in tegenstelling tot de overige aangeslagen atomen, die, in verband met de korte levensduur der toestanden, niet ver buiten de bundel kunnen komen.

Terwijl we ons bij gewone aanslagfunctie-metingen kunnen beperken tot integratie van de lichtemissie over de breedte van de bundel, dient bij metastabiele toestanden ook het gebied buiten de bundel in de meting betrokken te worden. Bij onze absorptiemetingen hebben we daarom gebruik gemaakt van een emissiebundel, welke aanzienlijk breder was dan de electronenbundel.

§ 2. Voorproeven.

Alvorens nu die absorptiemetingen te verrichten, moeten we allereerst nagaan, wat of we eigenlijk meten. Behalve het in de absorptiebuis door de metastabiele atomen verzwakte licht der emissiebuis, valt er n.l. ook licht van de bundel in de kooi op de cel. Want in de absorptiebuis zullen eveneens die energieniveaus worden aangeslagen, welke bij terugvallen de betrokken lijnen, n.l. $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ en $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ uitzenden.

Aangezien we de bundel door de synchronomotor 50 maal per seconde laten onderbreken, zou dat van de bundel afkomstige emissielicht aanleiding kunnen geven tot het opwekken van een wisselstroom in de cel, indien dat licht voldoende intensief is. We zullen dus eerst zien of de galvanometer op dat emissielicht een uitslag geeft.

De galvanometer blijkt op het emissielicht een meetbare uitslag te geven als de kooistroom groter is dan 1 m.A. We zouden deze uitslag ten onrechte voor absorptie kunnen aanzien en

zo tot foutieve resultaten kunnen komen. Bij nog grotere stromen wordt die uitslag ook groter; zij blijkt zelfs volkomen lineair te zijn met de stroomsterkte in de absorptiebuis. Deze uitslagen zijn dan behoorlijk goed te meten.

Het is zodoende mogelijk de aanslagfuncties van de verschillende niet-metastabiele energieniveaux foto-electrisch te bepalen. In fig. 14 zien we de lineariteit van de uitslag, uitgezet bij metingen aan de lijn $\lambda = 5876 \text{ \AA}$, welke op het 2^3S -niveau uitkomt.

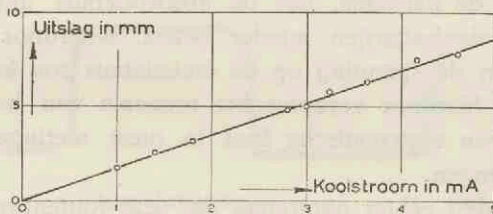


Fig. 14.

Lineariteit van de uitslag van de galvanometer op het emissielicht van de bundel voor $\lambda = 5876 \text{ \AA}$.

Daar aanvankelijk alleen bij hoge kooistromen een goede bundel te krijgen was, zouden de absorptiemetingen hierdoor bemoeilijkt worden. Het was n.l. niet mogelijk de lichtsterkte van de emissiebuis verder op te voeren. Maar na een kleine geometrische wijziging in de buis konden we ook bij lagere kooistromen een goede bundel verkrijgen en bleek, dat hierbij geen uitslag op het emissielicht te bespeuren viel, althans niet wat de spectraallijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ betreft. De uitslag veroorzaakt door de emissiebuis was onder dezelfde omstandigheden ruimschoots voldoende. We kunnen nog opmerken dat de uitslag voor de lijn $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ in het emissielicht van de elektronenbundel veel groter was dan voor de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$.

De foto-electrische bepaling van de aanslagfunctie van de lijn $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ is dus zeer goed mogelijk.

Ten overvloede hebben we nog getracht de absorptie te meten voor een lijn, welke niet op het metastabiele niveau uitkomt. In overeenstemming met de verwachting werd hierbij alleen emissie en geen absorptie gevonden.

Er is nog een mogelijke foutenbron, waarvan we de invloed moeten onderzoeken.

In ons geval zijn de emissie- en de absorptiebuis op dezelfde batterijen van constante spanning aangesloten. We moeten nu de galvanometeruitslag beschouwen, veroorzaakt door emissiebuis en absorptiebuis tesamen, of door de emissiebuis alleen. Gedurende de perioden, dat de absorptiebuis uitgeschakeld is, worden de batterijen minder belast, waardoor een verhoging van de spanning op de emissiebuis zou kunnen optreden. De hierdoor veroorzaakte toename van het emissielicht zou een systematische fout in onze metingen kunnen teweeg brengen.

We konden echter aantonen, dat deze foutenbron niet van belang was, door de batterij extra te belasten zonder de buis in bedrijf te stellen. De uitslag op de emissielijn bleek onveranderd te blijven.

We kunnen nu overgaan tot bespreking van de absorptiemetingen.

§ 3. Absorptiemetingen.

We laten nu het licht der emissiebuis op de bundel in de absorptiebuis vallen. De nu te beschrijven absorptiemetingen zijn verricht met behulp der lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$. Deze lijn zonderen we met behulp van het filter af (hoofdstuk II, § 10). Deze spectraallijn is door Doppler-effect, Stark-effect, enz. verbreed. Bovendien blijkt de zelfabsorptie voor deze lijn vrij groot te zijn. We onderstellen, dat de temperatuur in de absorptiebuis gelijk aan die in de kamer is, en dat de breedte van de absorptielijn ongeveer gelijk aan de Dopplerbreedte bij die temperatuur is. De spectraallijnen hierin zijn dus veel smaller dan die der emissiebuis.

De absorptie zal dus alleen in het midden van de spectraallijn van de emissiebuis plaats vinden.

Aangezien blijkt, dat de lichtintensiteit evenredig is met het gebruikte oppervlak van de spleet, kiezen we deze zo groot mogelijk om een zo groot mogelijke uitslag te bereiken.

De metingen werden verricht bij een shuntweerstand in de galvanometer-keten van 400Ω .

We zouden nu door aflezen van de galvanometer de absorptie kunnen bepalen. Bij deze gevoeligheid treden echter zoals we gezien hebben, Brownse beweging en Schottky-effect op,

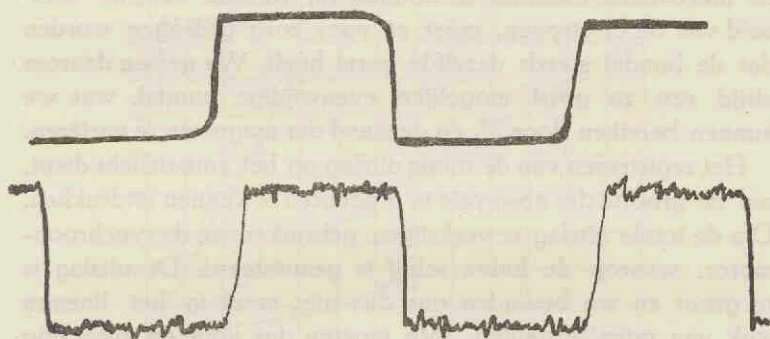


Fig. 15.

Voorbeeld van een absorptiemeting.

welke een onrustig galvanometerbeeld veroorzaken. Daar bovendien de absorpties klein blijken te zijn, is het visueel aflezen bijna niet doenlijk, aangezien we dan op het oog moeten middelen. Vooral bij kleine absorpties lezen we altijd aan de lage kant af, zoals de ervaring leert. Daarom gaan we de absorptieuitslagen, alsmede de totaaluitslagen op de emissielijn, fotografisch registreren. Behalve de absorpties nemen we dan ook de uitslag van de galvanometer, waar de kooistroom doorheen loopt, op. Dit laatste heeft een tweeledig doel:

1. We kunnen de stroom, welke soms tijdens de metingen verloopt, achteraf goed middelen, als we de galvanometer van te voren geïjkt hebben.

2. We kunnen precies zien, wanneer de absorptie begonnen of afgelopen is; want vooral bij kleine absorpties is die overgang niet duidelijk te zien.

We registreren nu aldus, dat we 15 sec. de absorptie opnemen, vervolgens 15 sec. alleen het emissielicht, en dit herhalen we enige malen. Een voorbeeld van een dergelijke registratie zien we in fig. 15. Door nu te middelen kunnen we de juiste absorptie bepalen.

De metastabiele atomen worden in de bundel gevormd. Om de relatieve verdeling van de metastabiele atomen in de meetruimte constant te houden bij variatie van de snelheid van de electronen, moet er voor zorg gedragen worden dat de bundel steeds dezelfde vorm heeft. We nemen daarom altijd een zo goed mogelijke evenwijdige bundel, wat we kunnen bereiken door V_1 en de stand der magneten te variëren.

Het registreren van de totale uitslag op het emissielicht dient, om de grootte der absorptie in procenten te kunnen uitdrukken. Om de totale uitslag te verkrijgen, gebruiken we de synchroonmotor, waarop de halve schijf is gemonteerd. De uitslag is te groot en we bevinden ons dus niet meer in het lineaire stuk van onze opstelling. We moeten dus voor de spleet nog een verzwakker plaatsen. De door ons gebruikte platina-verzwakker had een doorlating van 29,5 % voor de golflengte 10830 Å.

§ 4. Evenredigheid tussen absorptie en electronenstroom.

Indien de bij deze metingen gemaakte onderstellingen juist zijn, moet de totale absorptie evenredig zijn met de stroomsterkte in de electronenbundel. Door nu experimenteel na te gaan of deze evenredigheid bestaat, kunnen we de juistheid van de onderstellingen en het goed functioneren van de apparatuur toetsen.

Hiertoe hebben wij bij bepaalde snelheid der electronen de absorptie als functie van de grootte van de electronenstroom gemeten. Wij hebben dit voor verschillende waarden van de kooispanning gedaan. In fig. 16 zien we voorbeelden van

een dergelijke contrôle der lineariteit. Zij tonen duidelijk dat de absorptie evenredig is met de kooistroom. Tevens zien we, dat voor $V_2 = 200$ Volt de lijn voor hogere kooistromen neiging heeft naar boven om te buigen. Bij snelheden tot 180 Volt is de lineariteit nog volledig. In verband met het feit, dat de metingen gedaan zijn bij constante kooispanning en niet bij een constante werkelijke snelheid, kan de genoemde afwijking door de optredende ruimtelading veroorzaakt zijn.

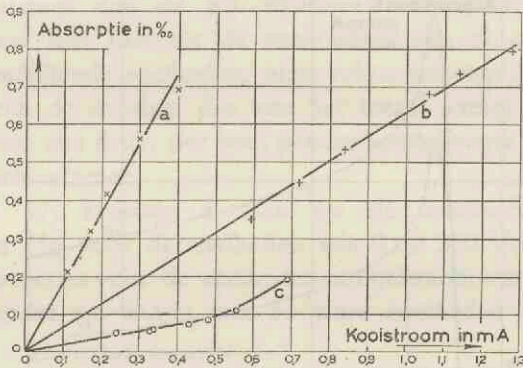


Fig. 16.

Lineariteitsmetingen met de kooistroom voor:

- a. $V_2 = 69$ Volt en $p = 0,050$ mm Hg.
- b. $V_2 = 120$ „ en $p = 0,0415$ „ „
- c. $V_2 = 200$ „ en $p = 0,050$ „ „

Bij onze metingen der aanslagfunctie hebben we nooit dergelijke grote stroomsterkten gebruikt.

§ 5. Bepaling der aanslagfunctie.

Bij iedere snelheid van de electronen bepalen wij de absorptie, die in de kooi optreedt. De reproduceerbaarheid van deze absorptie bij gegeven sterkte van de electronenbundel is van verschillende factoren afhankelijk, n.l.:

1. van het instellen van V_1 , dus van de vorm van de bundel;
2. van het instellen van de hulpmagneet, dus van de stand van de bundel;
3. van de grootte der ruimtelading.

De invloed van V_1 , die we steeds zeer laag hielden, is blijkens tabel III, blz. 26, zeer gering. Bij onze latere metingen bleek het onmogelijk de bundel mooi evenwijdig te krijgen;

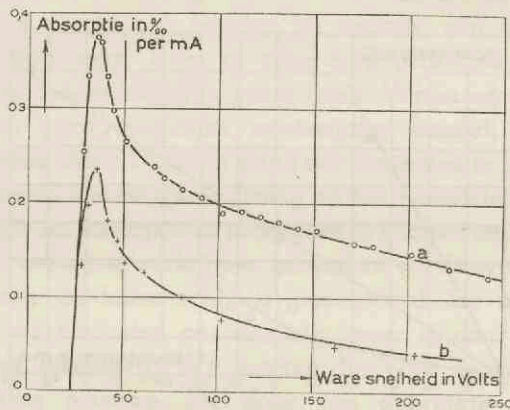


Fig. 17.

Relatieve optische aanslagfunctie:

a. voor $p = 0,052$ mm Hg.

b. voor $p = 0,029$ " "

zij bleef steeds enigszins waaivormig. We stelden toen zoveel mogelijk de bundel zodanig in, dat hij ter weerszijden nog ongeveer 3 mm van de rand der opening van de kooi verwijderd bleef. Zoals uit de reproduceerbaarheid der absorptiemetingen bleek, was dit een voldoende maatstaf voor het instellen van de bundel. De afwijkingen bleven n.l. binnen de foutengrens, veroorzaakt door Brownse beweging en Schottky-effect.

Ook de stand van de bundel bleek weinig invloed te hebben.

Alleen punt 3, de ruimtelading bleek van grote invloed te zijn. We hielden haar altijd zo laag mogelijk, wat te bereiken was door de kooistroom niet te hoog te kiezen. Bij de meting van de aanslagfunctie hebben we voor elke snelheid der electronen een rechte volgens fig. 16 opgenomen. Uit de helling van deze rechte bepaalden we de absorptie per m.A. Enige resultaten zien we in fig. 17.

Onze eerste metingen verrichten wij bij een druk van 0,052 mm Hg. van het helium in de absorptiebuis. De absorpties bij de verschillende snelheden zetten we grafisch uit. Aldus ontstaat dan de z.g. relatieve aanslagfunctie. Deze zegt alleen iets omtrent de verhouding van de aanslag bij twee verschillende snelheden, niets echter omtrent de absolute waarde van de aanslag, dus van het totaal aantal per m.A., per eenheid van druk, per sec., per cm bundellengte gevormde metastabiele atomen.

In fig. 17, kromme a, zien we de aanslagfunctie bij 0,052 mm Hg voor de snelheden van 0 tot 250 Volt. Hierbij zijn de correcties voor de snelheden aangebracht van tabel II, blz. 25, zodat we daarin met de ware snelheden te maken hebben.

Alle punten zijn uit zes hellingen bepaald. De spreiding is daardoor klein geworden. De spreiding kan echter nooit geheel verdwijnen, vooral niet bij lage snelheden, omdat de kooistroom daarbij zeer laag zijn, waardoor dus gemakkelijk een grote afwijking ontstaat. Toch hebben we ook bij die lage snelheden de aanslagfunctie goed reproduceerbaar kunnen vastleggen.

De overblijvende spreiding kan, behalve door de in § 5 genoemde punten, worden veroorzaakt door de Brownse beweging en het Schottky-effect. De toevallige fout in één meetpunt van fig. 16 is zo groot als men verwachten kan op grond van de Brownse beweging en het Schottky-effect.

§ 6. Afhankelijkheid van de druk.

Indien de gebruikte onderstellingen juist zijn, moet het

relatieve verloop van de aanslagfunctie onafhankelijk van de druk zijn.

Als de druk verhoogd wordt, neemt de vrije weglengte der metastabiele atomen af. Bij lage drukken zullen die atomen de wand der kooi direct bereiken. Bij hoge daarentegen niet meer. Die vrije weglengte van neutrale atomen bedraagt bij een druk van 0,01 mm Hg 1,5 cm en bij 0,06 mm Hg dan nog maar 2 mm. Dit is veel kleiner dan de straal der kooi,

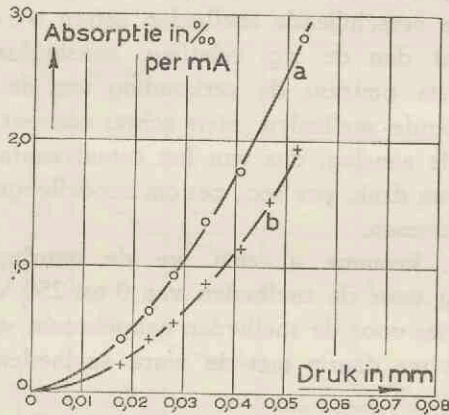


Fig. 18.

Afhankelijkheid der absorptie van de druk

a. bij 60 Volt;

b. bij 100 Volt.

dus veel kleiner dan de weg, die de metastabiele atomen naar de wand der kooi moeten afleggen. We kunnen dus niet verwachten, dat de absorptie hier recht evenredig is met de druk. Daarom zijn in fig. 17 de aanslagkrommen bij twee verschillende drukken opgenomen. Vooral bij grotere snelheden blijkt het relatieve verloop van de krommen a en b te verschillen, wat we in hoofdstuk IV, § 3 zullen verklaren.

In verband hiermede hebben we metingen bij verschillende drukken uitgevoerd. Zetten we vervolgens de absorptie als functie van de druk uit, dan krijgen we de krommen van fig. 18.

Ze moeten bij alle snelheden dezelfde vorm vertonen. Dat is inderdaad bij benadering het geval, gelijk kromme b van fig. 18 bij 100 Volt toont, welke ongeveer dezelfde vorm heeft als kromme a bij 60 Volt.

Het blijkt, dat we de kromme kunnen beschrijven door een vergelijking van de vorm:

$$y = a x^2 + b x,$$

waarin dus een bekende term ontbreekt. De kromme moet door O gaan, n.l. absorptie nul bij druk nul. Daar $b \ll a$, is de vergelijking practisch zuiver kwadratisch.

§ 7. Diffusiebeschouwingen.

Gaan we nu na of we dit resultaat ook met een diffusiebeschouwing kunnen beschrijven.

We moeten daarbij een onderscheid maken tussen lagere en hogere drukken.

Voor de lagere drukken mogen we de absorptie als lineair met de druk aannemen, d.w.z. het aantal aanwezige metastabiele atomen is overal recht evenredig met de druk.

Voor hogere drukken gaat deze evenredigheid teloor. Wij kunnen dus verwachten, dat een kromme van fig. 18 bestaat uit de volgende delen:

1. Een rechte door O in het gebied van zeer lage drukken.
2. Een tussengebied, waarover het moeilijk is iets te voorspellen.
3. Een kromme voor hoge drukken, welke door een diffusiebeschouwing kan worden beschreven.

We schematiseren de situatie aldus: de lengte van de bundel zij groot t.o.v. de straal der kooi, zodat het probleem cilindrischsymmetrisch wordt.

Aangezien onze metingen hoofdzakelijk binnen het door 3 genoemde gebied vallen, willen we dit thans nader beschouwen.

De metastabiele atomen worden in de bundel gevormd en

diffunderen dan naar de wand toe. De concentratie c van deze atomen is afhankelijk van de afstand tot de lijn, die door het midden der kooi loopt. Stel de straal van de bundel $R \rightarrow 0$ en die van de kooi ϱ . Het aantal per cm van de bundel en per sec. gevormde metastabiele atomen zij n ; dan geldt de diffusievergelijking:

$$-2\pi r D \frac{dc}{dr} = n,$$

waarin r de afstand tot het midden van de bundel en D de diffusiecoëfficiënt is.

Dus:
$$\frac{dc}{dr} = -\frac{n}{2\pi r D}.$$

Dit geïntegreerd geeft:

$$c(r) = \frac{n}{2\pi D} \log \frac{\varrho}{r},$$

waarin we onderstellen, dat de concentratie van de metastabiele atomen aan de wand 0 is.

Als we nu nog stellen: $D = \frac{D_1}{p}$, waarin p de druk van het gas voorstelt, dan is:

$$c(r) = \frac{np}{2\pi D_1} \log \frac{\varrho}{r}.$$

Het totale aantal metastabiele atomen A , dat zich bevindt op de als lijn geschematiseerde meetlichtbundel is dus evenredig met

$$\begin{aligned} A &= \frac{np}{2\pi D_1} \int_0^{\varrho} \log \frac{\varrho}{r} dr \\ &= \lim_{b=0} \frac{np}{2\pi D_1} \left\{ -\int_b^{\varrho} \log r dr + \log \varrho \int_b^{\varrho} dr \right\} \end{aligned}$$

Uitgewerkt geeft dit:

$$A = -\frac{n p}{2 \pi D_1} \varrho (\log \varrho - 1) + \frac{n p}{2 \pi D_1} \log \varrho^2$$

Daar n evenredig is met de druk, staat dus hier een zuiver kwadratische vergelijking in p , derhalve van de vorm:

$$A = M p^2$$

hetgeen dus overeenkomt met de vergelijking, die we uit onze metingen bepaald hebben.

Tenslotte zij nog opgemerkt, dat we een zuiver kwadratische vergelijking ook verkrijgen, indien we rekening houden met de eindige doorsneden van electronen- en lichtbundel.

§ 8. Metingen met behulp der lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$.

We hebben reeds opgemerkt, dat op het 2^8S -niveau de lijnen met golflengten $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ en $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ uitkomen. De tot nu toe beschreven metingen zijn echter alleen met behulp van de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ uitgevoerd. De metastabiele atomen in de absorptiebuis resoneren ook op de lijn van 3888 \AA . We hebben daarom getracht de absorptie met behulp van deze lijn te meten.

Daarvoor gebruikten we de opstelling met de spectrograaf, zoals deze in hoofdstuk II § 10 is beschreven.

Aanvankelijk gebruikten we de emissiebuis, die ook voor de metingen met behulp der lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ is gebruikt. De intensiteit van het door de emissiebuis uitgezonden licht voor $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ bleek echter gering te zijn. Alhoewel de foto-electrische cel voor deze golflengte, blijkens fig. 6, behoorlijk gevoelig is, was de uitslag van de galvanometer gering. Bij de experimenten trad in het geheel geen meetbare absorptie op. Hiervoor zijn twee mogelijke oorzaken aan te geven, n.l.:

1. geringe intensiteit der emissielijn;
2. sterke zelfabsorptie in de emissiebuis.

De grote moeilijkheid was nu de intensiteit der emissielijn belangrijk op te voeren. De stroom door de emissiebuis konden we niet meer vergroten, daar deze reeds ongeveer 1,5 Amp. bedroeg en verhoging van de stroom de temperatuur van de buis zo hoog zou doen stijgen, dat gevaar zou ontstaan, dat het glas zou smelten.

We zijn toen overgegaan tot het gebruik van een Geislerbuisje met een nauwe capillair als emissiebuis. Allereerst gebruikten we buisjes van hard glas, bedreven met een stroom van ongeveer 100 m.A. bij een spanning van 4000 Volt. Daar bij deze stroomsterkte een zeer grote warmteontwikkeling plaats vindt, moest het buisje gekoeld worden. Daartoe plaatsten we het gehele buisje in een grote buis en koelden het met stromend water. Het bezwaar van deze buisjes was, dat ze aluminium-electroden bevatten. Nu heeft aluminium een laag smeltpunt. Bij de zeer grote stroom, die we gebruikten, smolten deze electroden af en vielen op het glas, waardoor dit knapte. Daarom lieten we tenslotte een buisje van kwarts vervaardigen, van nikkel-electroden voorzien. Dit buisje vdroeg een stroom van 100 m.A.

De uitslag van de galvanometer op de emissielijn van dit buisje was belangrijk groter geworden. Maar toch trad er geen meetbare absorptie op. We konden nu de stroom nog meer opvoeren, maar daarbij kregen we typische bijverschijnselen. Het licht in het Geislerbuisje vertoonde n.l. een trilling, die sterker werd, naarmate we de stroom opvoerden. Nu is dit op zichzelf niet erg, daar we hetzelfde verschijnsel ook bij de grote emissiebuis konden waarnemen. Maar daarbij was echter door een kleine verandering van de gloeistroom en de voorweerstand de trilling weg te krijgen. De intensiteit is daarbij niet zo sterk afhankelijk van de doorgestuurde stroom. Bij het Geislerbuisje echter is juist het opvoeren van de stroom noodzakelijk. De trillingen, die in het Geislerbuisje optreden,

worden door de wisselstroom-versterker doorgegeven. Deze maken, dat de versterker voor alle andere signalen ongevoelig wordt.

In verband hiermede hebben we van absorptiemetingen met behulp van de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ afgezien.

HOOFDSTUK IV.

DE AANSLAGFUNCTIE.

§ 1. De experimentele aanslagkromme.

In het vorige hoofdstuk hebben we metingen beschreven, die ons in staat stellen de aanslagfunctie van het metastabiele 2^3S -niveau te bepalen.

Deze aanslagkromme hebben we verkregen door de absorptie te meten, veroorzaakt door de metastabiele atomen in de absorptiebuis. Deze absorptie is als functie der snelheid van de botsende electronen, afgebeeld in fig. 17. Daar nu echter de absorptie recht evenredig is met het aantal metastabiele atomen — immers we hebben steeds met kleine absorpties gewerkt —, kunnen we dus uit deze figuur aflezen, hoe de verhouding van de aantallen aangeslagen metastabiele atomen bij de verschillende snelheden van de electronen is.

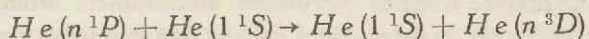
Zoals dat voor alle aanslagfuncties van het tripletsysteem geldt, vinden we dus ook hier een steil oplopen en dalen van de kromme en een scherp maximum. We vinden echter ook bij hogere snelheden nog relatief veel aanslag, terwijl we zouden verwachten, dat daar bijna geen aanslag meer plaats vindt.

We hebben reeds opgemerkt, dat de secundaire electronen een belangrijke rol zouden kunnen gaan spelen. Deze secundaire electronen hebben sterk uiteenlopende snelheden. Aangezien nu de bundel in de absorptiebuis waaivormig is, zal reeds uit de plaat Q (fig. 1) een belangrijk aantal electronen vrijgemaakt worden, welke electronen dan aanleiding geven tot

een extra aanslag van metastabiele atomen. De snelheidsverdeling hiervan kennen we niet en we kunnen dus ook geen correctie aanbrengen. Dat er veel aanslag door secundaire electronen optreedt kunnen we controleren door de bundel bij hogere snelheden breder te kiezen. In dit geval botsen er naar verhouding meer electronen met de plaat Q. Het grotere aantal secundaire electronen, dat ontstaat, doet ook weer een groter aantal metastabiele atomen ontstaan. We krijgen nu een grotere absorptie dan bij die bepaalde snelheid der electronen behoort. De afwijkingen zijn maximaal 30%.

Fig. 17 toont, dat vooral bij hoge gasdruk bij de grotere electronensnelheden relatief veel atomen in de metastabiele toestand gebracht worden.

Deze invloed van de gasdruk vindt waarschijnlijk zijn verklaring in het feit, dat er botsingen van de tweede soort tussen aangeslagen atomen en atomen in de grondtoestand optreden. Door Skinner en Lees ⁶⁾ is aangetoond dat b.v. in een electronenbundel in helium reeds bij een druk van 0,05 mm het aantal atomen, dat door directe aanslag in de ³D-toestanden geraakt, overtroffen kan worden door het aantal botsingen van het type



Dit soort reactie kan ook van belang zijn bij de vorming van atomen in de 2³S-toestand. Omdat dit afhangt van de aantallen atomen, is dit effect afhankelijk van de druk. Bij zeer lage drukken zullen we er dus nagenoeg niets van bemerken.

§ 2. Optische en elektrische aanslagfunctie.

Bij een aantal drukken hebben we nu een aanslagkromme voor het metastabiele 2³S-niveau gemeten.

Het metastabiele 2³S-niveau van helium kan zowel direct vanuit het grondniveau (directe aanslag) als via hogere niveaus (indirecte aanslag) gevoed worden.

Beschouwen we nu een niet-metastabiel niveau; dan zal

een atoom, dat door een electron in een hogere toestand is aangeslagen, rechtstreeks naar een lager niveau kunnen terugvallen. Het atoom zal dan bij dat terugvallen een lichtquant uitzenden. Als dat atoom echter via een aantal tussengelegen trappen terugvalt, dan zal telkens een lichtquant, behorende bij die verschillende overgangen, worden uitgezonden.

Bij niet-metastabiele niveaux bepalen we de aanslagfunctie uit het geëmitteerde licht, bij de overgang van dat niveau naar lager gelegen niveaux. De kromme, die we op deze manier vinden, is de *optische* aanslagfunctie. Onder *optische* aanslagfunctie zullen we nu verstaan het verband, dat bestaat tussen het aantal niveaux, dat onder de bekende genormaliseerde omstandigheden wordt gevormd, en de snelheid der exciterende electronen. Hierin zijn zowel de directe als de indirecte aanslag vervat. In deze vorm kan de definitie ook op metastabiele niveaux worden toegepast, hoewel hierbij geen straling wordt uitgezonden.

De *electrische* aanslagfunctie heeft alleen betrekking op de rechtstreekse aanslag vanuit het grondniveau¹⁵⁾.

Nu kunnen we ons dus afvragen, of er tussen de *electrische* en *optische* aanslagfunctie enig verschil bestaat, m.a.w. of het aantal via hogere trappen gevormde metastabiele atomen belangrijk is. Is dit laatste aantal gering, dan kunnen we zeggen, dat de *optische* en *electrische* aanslagfunctie identiek zijn.

In andere gevallen kunnen we door aftrekken de *electrische* aanslagfunctie vinden.

§ 3. Theorie en metingen van anderen over aanslagfuncties van helium.

We hebben gezien, dat de aanslag van een bepaald niveau plaats vindt:

1. door directe aanslag vanuit het grondniveau;
2. via hogere niveaux.

Volgens de rekenmethode van Born is de kans op aanslag van een niveau bij hogere snelheden evenredig met de

waarschijnlijkheid van de spontane overgang in tegengestelde zin. Bij hoge snelheden zullen metastabiele niveaus derhalve niet aangeslagen worden. Volgens deze redenering zouden echter ook de triplet-niveaus van helium niet aangeslagen kunnen worden vanuit het grondniveau.

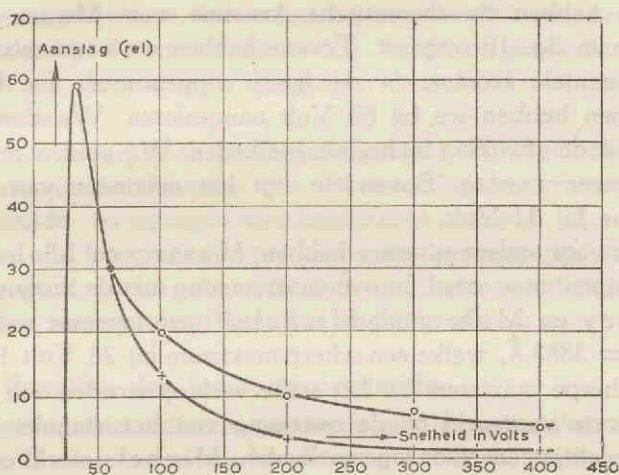


Fig. 19.

De experimentele aanslagfunctie (O) $p = 0,029$ mm en de berekende aanslagfunctie volgens Massey en Mohr (+).

Wigner⁷⁾ zegt, dat aanslag vanuit singulet naar triplet slechts mogelijk is bij uitwisseling van het botsende electron met het electron van het atoom. Uit het optreden van de lijnen $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ door electronenexcitatie blijkt, dat de niveaus 3P en 3D wel degelijk vanuit de grondtoestand worden aangeslagen. Wij komen dus tot de conclusie, dat er electronenuitwisseling plaats vindt. Er is dus ook geen reden meer om aan te nemen, dat de metastabiele 2^3S -toestand niet direct uit de grondtoestand zou kunnen ontstaan.

Deze electronenuitwisseling hebben Massey en Mohr⁸⁾ in rekening gebracht bij de berekening der aanslagfuncties

voor helium. Deze berekening is uitgevoerd door bij de Bornse benaderingsmethode ⁹⁾, bovenvermelde electronenuitwisseling in acht te nemen.

De kromme, die ze krijgen heeft een maximum bij ongeveer 25 Volt en valt dan steil af omgekeerd evenredig met de kinetische energie.

We hebben de theoretische kromme van Massey en Mohr in fig. 19 uitgezet. Tevens hebben we nogmaals onze experimentele kromme in de figuur opgenomen. De beide krommen hebben we bij 60 Volt aangesloten. We zien dan duidelijk de afwijking bij hogere snelheden. Wij vinden relatief veel meer aanslag. Bovendien ligt het maximum van onze kromme bij 34 Volt.

Ook voor andere niveaus hebben Massey en Mohr berekeningen uitgevoerd. In overeenstemming met de theorie van Massey en Mohr vindt Michels ¹⁰⁾ een kromme voor de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$, welke een scherp maximum bij 28 Volt heeft. Dit scherpe maximum en het steile verloop worden ook door de theorie voorspeld bij de overgang van het singulet naar het tripletsysteem voor lage snelheden. Michels merkt echter op, dat de plaats van het maximum door kontaktpotentialen en andere oorzaken aan twijfel onderhevig is.

In overeenstemming met onze metingen vindt Otto Thieme ¹¹⁾ dezelfde verschuiving van het maximum en vergroting van de aanslag bij andere niveaus. Ook hij verwacht dat bij grotere snelheden waarschijnlijk een groot aantal secundaire electronen gevormd wordt. Dit verschijnsel wordt in ons geval nog geaccentueerd, doordat de bundel waaier-vormig is en de electronen reeds met de plaat Q (fig. 1) botsen. Evenmin als Thieme kunnen we hiervoor een correctie aangeven.

Hanle vindt een kromme voor de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$, waarvan het maximum bij 35 Volt ligt, terwijl dit volgens de theorie bij 28 Volt ligt. Ook hij vindt bij grotere snelheden relatief meer aanslag.

In dit verband merken wij op, dat de besproken verschillen

tussen theorie en experiment tevens verklaard kunnen worden door botsingen van de tweede soort. (Verg. § 1).

Teneinde een gedetailleerd inzicht te verkrijgen in de verschillende manieren van aanslag, is het derhalve van belang naast de totale productie de indirecte productie te kennen. Zouden deze twee grootheden gelijk zijn, dan zouden wij kunnen concluderen, dat de aanslag van het 2^3S -niveau plaats vindt onder electronenuitwisseling. In de volgende paragraaf zullen wij de metingen bespreken betreffende de indirecte productie.

Het is mogelijk de totale productie uit de absorptie te berekenen, indien de vorm van de emissielijn benevens de bijbehorende overgangswaarschijnlijkheid bekend zijn. Aangezien de fotografische platen, welke gevoelig zijn voor de golflengten groter dan 10000 \AA , ons niet ter beschikking stonden, moesten wij van deze bepaling afzien.

§ 4. Bepaling der indirecte productie.

Teneinde de indirecte productie te kunnen bepalen, moeten we de absolute intensiteit kennen van de lijnen, welke op het metastabiele 2^3S -niveau uitkomen. Er zijn twee sterke lijnen, die daarop eindigen, nl. de lijnen $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ en $\lambda = 10830 \text{ \AA}$. De intensiteit der overige is in vergelijking met die van deze twee te verwaarlozen.

Door het werk van Thieme¹¹⁾, Hanle¹²⁾, Lees, Elenbaas en Razek¹³⁾ kennen we reeds de relatieve aanslagkrommen van de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$. We behoeven dus hun krommen maar één punt absoluut aan te sluiten.

De intensiteit van de lijn $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ hebben we fotografisch bepaald. We nemen het spectrum op, dat in de absorptiebuis ontstaat door aanslag van heliumatomen door de botsende electronen. Vervolgens nemen we een continu spectrum op dezelfde plaat op. Dit licht is afkomstig van een wit vlak, dat bestraald wordt door een wolfram-bandlamp. Teneinde de z.g. zwartingskromme der plaat te krijgen, d.i. de kromme, die de zwarting als functie der opvallende intensiteit voor een

bepaalde golflengte aangeeft, plaatsen we voor de spleet der spectrograaf een platina-trapverzwakker. Door interpolatie der zwartingskromme vinden we nu de absolute intensiteit van het uitgestraalde licht van golflengte 3888 \AA ¹⁴⁾.

Deze metingen hebben we verricht bij een electronensnelheid van 120 Volt en een druk van het heliumgas in de absorptiebuis van 0,050 mm.

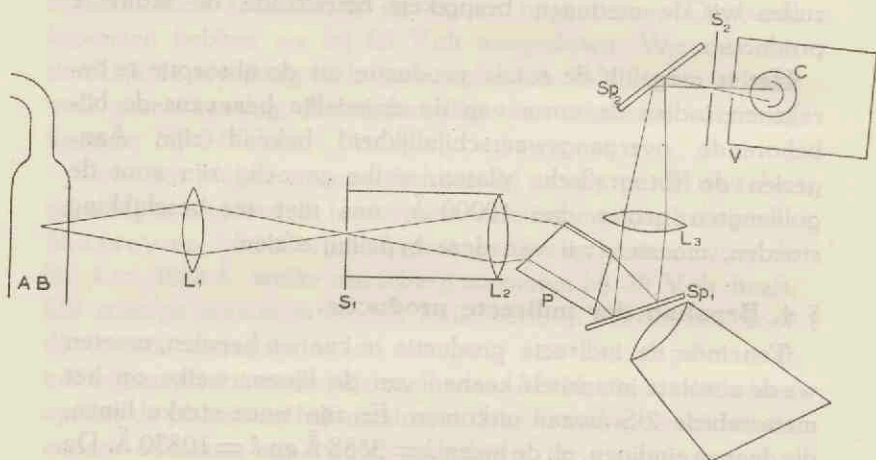


Fig. 20.

Opstelling ter bepaling van de absolute intensiteit der lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$.

Voor het meten van de absolute intensiteit van de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ hebben we de fotoelectrische methode gekozen. Dit hebben we gedaan, omdat er geen fotografische platen waren, gevoelig voor het infra-rode gebied. Bovendien heeft onze spectrograaf maar een bereik van $3000-8000 \text{ \AA}$. Ten einde een behoorlijke uitslag te krijgen voor de emissielijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ van de absorptiebuis, moeten we een grote electronenstroom in onze buis hebben. Om deze reden moeten we bij hogere snelheden werken. Aan de andere kant heeft de aanslagfunctie van het 2^3P -niveau een steil verloop, waardoor het aantal atomen, dat bij hogere snelheden op het 2^3P -niveau wordt gebracht, veel geringer wordt en dus naar evenredig-

heid ook de intensiteit der lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ daalt. We kozen daarom een snelheid van ongeveer 50 Volt. De uitslag voor de emissielijn maten we met de foto-electrische opstelling, waarvoor we het filter RG 7 plaatsten.

De grote moeilijkheid was nu echter de aldus verkregen uitslag te ijken. Daarvoor hebben we de volgende methode bedacht. We meten dus allereerst de uitslag op de emissielijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ van de absorptiebuis; vervolgens met dezelfde opstelling de uitslag op de emissielijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ van de emissiebuis. Als we nu de energie van deze laatste kennen, weten we ook die van de absorptiebuis.

Teneinde de intensiteit der lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ van de emissiebuis te meten, maken we gebruik van onze spectrograaf. We plaatsen achter het prisma in de spectrograaf een spiegel (fig 20). Het licht, dat uittreedt, concentreren we door middel van een positieve lens via een tweede spiegel op de spleet, welke voor de foto-electrische cel is geplaatst.

TABEL VI.
De indirecte productie.

Golflengte	V_2	Druk	Aantal quanta per cm van de bundel	Absolute opbrengst bij 60 Volt
3888 \AA	120 V.	0,054 mm	$0,51 \times 10^{12}$ qu/mA	$9,72 \times 10^{-4}$
10830 \AA	46 ..	0,060 ..	$0,3 \times 10^{14}$..	$9,0 \times 10^{-2}$

Met deze opstelling meten we de uitslag voor de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ van de emissiebuis. Vervolgens ijken we de opstelling voor deze golflengte op de volgende manier. Op de plaats van onze emissiebuis plaatsen we een wolfram-bandlamp. Het bandje beelden we weer af op de spleet van onze spectrograaf, welke we zeer smal nemen. Ook zorgen we voor een nauwe spleet voor onze fotocel. We meten nu weer de uitslag van de galvanometer. Met behulp van deze gegevens kan derhalve de absolute intensiteit van de

electronenbundel voor $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ berekend worden. Deze metingen hebben we gedaan bij $V_2 = 46 \text{ Volt}$ en $p = 0,060 \text{ mm}$. De resultaten van de boven beschreven intensiteitsmetingen zien we in Tabel VI, waarin tevens rekening is gehouden met de strooiing der electronen.

Voor de lijn $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ is tot nu toe geen relatieve aanslagfunctie bepaald, zodat we hiervan de waarde slechts in één punt kennen.

De aanslagfunctie kon door ons niet bepaald worden, omdat bij hogere electronensnelheden de uitslagen van de galvanometer te gering werden om een nauwkeurige meting te kunnen verrichten.

TABEL VI
De aanslagfunctie.

Wavelength λ in \AA	Relative intensity I_{rel} at $V_2 = 46 \text{ Volt}$	V_2 in Volt	Pressure p in mm
10830	0.001	46	0.060

SUMMARY

In this thesis we described a method to investigate the electrical excitation-function of the metastable 2^3S -level of helium. To this end we made use of the fact, that absorption appears for the lines of resonance in a tube of absorption in which heliumatoms are excited under well-defined circumstances, if we radiate these atoms with light coming from a helium-emission-tube. Now this absorption is dependent on the number of metastable atoms which are in the absorption-tube. We estimate the absorption at each velocity of the electrons in the absorption-tube. If we recalculate on 1 m.A. of the current of electrons, and we plot these values as a function of the velocity of the electrons, we get the relative excitation-function (see fig. 17).

The absorptions are 3% maximum and are measured with the help of the fotoelectric method, by which the current, excited in the cell by the light, is amplified.

Further it appears that the absorption as a function of the pressure of the helium in the absorption-tube is a quadratic. The absorptions as a function of pressure can mathematically be described as a phenomenon of diffusion for the metastable atoms.

The experimental line presents the optical excitation-function and that in a relative measure. We could not determine the electrical excitationfunction as we do not know the form of the emission-line. In order to get some knowledge about the indirect production, we investigated the production of the principal lines, which end on the metastable 2^3S -level, the lines $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ and $\lambda = 10830 \text{ \AA}$. (See Table VI).

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Dissertation haben wir eine Methode zur Bestimmung der Anregungsfunktion des metastabilen 2^3S -niveaus von Helium beschrieben. Zu diesem Zweck benutzten wir die Tatsache, dass in einem Absorptionsrohr, in dem Heliumatome unter gut definierten Umständen angereicht werden, Absorption auftritt für die Resonanzlinien von Helium, wenn wir dieses Rohr bestrahlen mit Licht, das von einem Emissionsrohr herkommt. Diese Absorption ist abhängig von der Anzahl metastabiler Atome, die sich in dem Absorptionsrohr befindet. Wir bestimmen nun die Absorption für eine Reihe Geschwindigkeiten der Elektronen im Absorptionsrohr. Diese Absorption rechnen wir um auf 1 mA Strom im Absorptionsrohr und wir tragen diese Werte als Funktion der Geschwindigkeit der Elektronen auf. Wir bekommen also die relative Anregungsfunktion (siehe Fig. 17).

Die Absorptionen sind maximal 3 ‰ und werden gemessen mit Hilfe einer foto-elektrischen Methode, wobei der Strom, durch das Licht in der Fozelle erregt, verstärkt wird.

Weiter zeigt sich, dass die Absorption als Funktion des Helium-druckes im Absorptionsrohr eine quadratische Kurve ist. Diese Linie kann mittels Diffusionsbetrachtungen für die metastabile Atome erklärt werden.

Die experimentell gefundene Kurve stellt die optische Anregungsfunktion dar, und zwar in relativem Maßstab. Die elektrische Anregungsfunktion können wir nicht bestimmen, da wir die Linienform der Emissionslinie nicht kennen. Ohnehin wünschen wir etwas zu wissen betreffend der indirekten Produktion. Diese haben wir bestimmt für die Linien $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ und $\lambda = 10830 \text{ \AA}$, welche auskommen auf das 2^3S -niveau. (Siehe Tabelle VI.)

LITTERATUURLIJST.

1. J. M. W. Milatz, dissertatie Utrecht, 1937.
 2. Paschen, Ann. d. Ph. 45, 625, 1914.
 3. W. H. Mc Curdy, Nature, 117, 122, 1926.
 4. Campbell en Ritchie, Photoelectric Cells, Pitman, London, 1934.
Ornstein en v. d. Veen, Physica III, 289, 1936.
Custers, Zs. f. Techn. Ph. 4, 154, 1933.
Teves, Zs. f. Techn. Ph. 12, 556, 1931.
Krüger u. Wedert, Zs. f. Techn. Ph. 20, 55, 1933.
 5. Bowling, Barnes en Silverman, Rev. Mod. Ph. 6, 162, 1934.
 6. Ornstein en Smit, Physica I, 456, 1934.
 7. Wigner, Nachr. Göttingen, 1927, 375.
 8. Massey en Mohr, Proc. Roy. Soc. 132, 605, 1931.
140, 613, 1933.
 9. Max Born, Zs. Ph. 38, 803, 1926.
 10. W. Michels, Phys. Rev. 36, 1362, 1930.
 11. O. Thieme, Zs. Ph. 78, 412, 1932.
 12. W. Hanle, Zs. Ph. 56, 94, 1929.
62, 105, 1930.
 13. Elenbaas, Zs. Ph. 59, 289, 1930.
Lees, Proc. Roy. Soc. 137, 173, 1932.
Razek, Phys. Rev. 37, 1253, 1931.
 14. Milatz en Woudenberg, Physica VII, 697, 1940.
 15. Dymond, Proc. Roy. Soc. (A) 107, 291, 1925.
-

STELLINGEN.

I.

Het experimentele feitenmateriaal over het bestaan van gepolariseerde electronenstralen is in flagrante tegenspraak met de relatieve quantenmechanica van het vrije electron volgens Dirac.

II.

De waarde, die Bierens—De Haan geeft voor de

integraal $\int_0^\pi \frac{e^{p \cos \varphi} \cos(p \sin \varphi)}{\cos \varphi} d\varphi$ is foutief.

Bierens—De Haan, T. 278, blz. 404 2).

III.

De vooruitgang in het oplossend vermogen van een scale of 2^n is veel groter dan n .

IV.

Het is op eenvoudige wijze mogelijk kleine gelijkstromen te meten met behulp van een wisselstroomversterker.

V.

Terwijl bij de gebruikelijke schakelingen, waarbij een fotostroom met behulp van secundaire electronenemissie versterkt wordt, de natuurlijke gevoeligheid niet bereikt wordt, is er een schakeling mogelijk, waarbij dit wel het geval is.

VI.

De verklaring, die Miss Adams geeft voor de verandering in intensiteit van zwakke en sterke atoom- en molecuullijnen, is voor elke soort lijn een andere. Er is een verklaring mogelijk, welke voor alle lijnen geldt.

Miss Adams, M. Not. R.A.S. 98, 112, '37.

VII.

De regulatie-proef, zoals die op de scholen gegeven wordt, kan niet als bewijs dienen voor de verlaging van het smeltpunt bij vergroting van de druk.

Ut

79