



De aanslagfunctie van het metastabiele S5-niveau van neon

<https://hdl.handle.net/1874/323146>

A. qu. 192, 1937.

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET
METASTABIELE S_5 -NIVEAU
VAN NEON

J. M. W. MILATZ

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET METASTABIELE
 S_5 -NIVEAU VAN NEON

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3822 4873

Diss. Utrecht 1937

DE AANSLAGFUNCTIE VAN HET
METASTABIELE S₅-NIVEAU
VAN NEON

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. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT
DER GENEESKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DE
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BE-
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN

NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN

OP VRIJDAG 9 JULI 1937,

DES NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

JOANNES MARIUS WILHELM MILATZ

GEBOREN TE ROTTERDAM



1937

DRIUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders

Bij het voltooiën van dit proefschrift moge ik uiting geven aan mijn erkentelijkheid jegens allen, die tot mijn vorming hebben willen bijdragen.

Stellig ben ik U, Hoogleraren en Lectoren van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde veel dank verschuldigd voor het van U genoten onderwijs.

In het bijzonder richt ik me tot U, Hooggeleerde *Ornstein*, Hooggeachte Promotor, wiens stimuleerende invloed, zoowel binnen als buiten de muren van het *Utrechtsche Laboratorium* mij steeds een groote steun is geweest. Was het reeds de kennismaking met Uw Instituut, die mij deed besluiten mijn studie uitsluitend aan de Natuurkunde te wijden, het werken onder Uw wetenschappelijke leiding ben ik steeds meer als een groot voorrecht gaan beschouwen.

U, Hooggeleerde *Kramers*, ben ik dankbaar voor de heldere en prettige wijze, waarop U mij in de grondgedachten van de Theoretische Natuurkunde hebt ingeleid.

Dat ik in U, Hooggeleerde *Uhlenbeck*, steeds een bereidwillige vraagbaak mocht vinden, stel ik op hooge prijs.

Beste *Schregardus* en *Ter Horst*, aan de vriendschappelijke samenwerking met jullie zal ik steeds met veel plezier terugdenken.

De eerste van jullie en voorts *C. van Heerden*, *Maas* en *Woudenberg* ben ik ten zeerste dankbaar voor de onvermoeide steun bij dit onderzoek.

Ten slotte wil ik niet nalaten de speciale hulp, door mijn Paranympfen in de laatste dagen verleend, te vermelden.

INLEIDING

Het doel van de in dit proefschrift beschreven metingen is het bepalen van de aanslagfunctie van een metastabiel niveau, gelijk het b.v. voorkomt bij neon.

Voor het meten van een dergelijke aanslagfunctie — een relatie, welke het verband geeft van de kans op aanslag van een bepaald niveau van het atoom door een opvallend electron als functie van de snelheid van dat electron — maakt men doorgaans gebruik van een buis, die bestaat uit een glazen ballon, gevuld met het te onderzoeken gas, waarin door middel van een aantal diafragma's een electronenbundel van nauwkeurig bekende snelheid en stroomsterkte wordt gevormd, welke de gasatomen in het zich in de buis bevindende kooitje kan aanslaan. Als maat voor het aantal per seconde aangeslagen atomen, dient in normale gevallen het licht, dat het aangeslagen atoom uitzendt, wanneer het weer terugvalt in de grondtoestand, of een andere lagere toestand.

Metastabiele niveaux kunnen op deze wijze niet gemeten worden; immers deze niveaux kenmerken zich juist door de eigenschap, dat de overgang, waarbij straling wordt uitgezonden, verboden is. Ter oplossing van ons probleem moest dus een meetmethode gebruikt worden, welke op een andere eigenschap berust.

Het is bekend, dat metastabiele atomen gemakkelijk energie overdragen aan atomen van bijmengsels, indien deze een niveau bezitten, waarvan de energie in de buurt ligt van die van het metastabiele atoom. In het geval van neon zou men b.v. wat waterstof kunnen bijvoegen. De atomen van dit gas zenden na

botsing met de aangeslagen neonatomen $H\alpha$ uit. (1). De intensiteit van $H\alpha$, zou, zooals deze buiten de bundel wordt gemeten, een maat voor de concentratie van de metastabiele neonatomen kunnen zijn.

Een tweede denkbare meetmethode benut de resonantie-straling, welke men de te onderzoeken atomen kan laten uitzenden. Indien deze n.l. bestraald worden met lijnen, welke correspondeeren met overgangen naar het metastabiele niveau, treedt er, zooals *De Groot* (2) voor neon aantoonde, een sterke absorptie op, gevolgd door resonantie-straling, uitgezonden in alle richtingen.

Uit voorproeven bleek, dat genoemde methoden te ongewoelig waren voor het beoogde doel. Het bleek alleen mogelijk metastabiele atomen in de geringe concentratie, waarin ze in kooitjesbuizen voorkomen, door de absorptie te meten, welke ze voor resonantielijnen vertoonen.

Hiertoe moet men absorptiemetingen verrichten aan monochromatische spectraallijnen met een nauwkeurigheid van eenige honderdsten procenten, aangezien de absorpties, welke in kooitjesbuizen onder goed gedefinieerde omstandigheden optreden, de 0,7 % zelden overschrijden.

Hiertoe werd een fotoëlektrische brugmethode uitgewerkt, welke in het volgende hoofdstuk wordt beschreven.

HOOFDSTUK I

DE FOTOËLECTRISCHE METHODE

§ 1. Algemeen gedeelte.

Bij de fotoëlectrische methode valt het licht op een fotocel. Hierin bevindt zich een lichtgevoelig laagje, dat onder de invloed van het opvallende licht electronen gaat uitzenden. Een aangelegd electrisch veld voert de electronen naar een opvangelektrode, zoodat in de keten, waarin de cel is opgenomen een stroom gaat loopen, evenredig met de intensiteit van het licht.

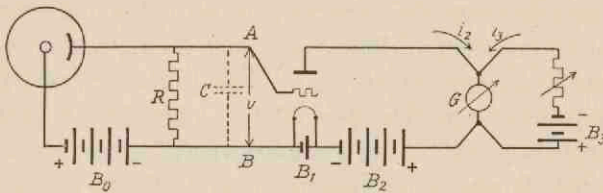


Fig. 1.

De fotocel kan luchtledig gepompt zijn; ook gebruikt men met gas gevulde cellen. De ionisatie door botsing, die hierbij optreedt, maakt het mogelijk de optredende electronenstroom circa tien maal te versterken. Fotostroomen zijn van de orde van 10^{-16} à 10^{-4} A. Mag het dus bij groote intensiteiten nog mogelijk zijn de optredende stroomen met behulp van gewone, al of niet in relaisopstelling geschakelde, galvanometer te meten, kleine intensiteiten maken het tusschenschakelen van versterkers noodig, wanneer we afzien van het gebruik van zeer gevoelige electrometers.

Hiertoe wordt, zooals in fig. 1 schematisch is weergegeven, in de fotocelketen behalve de batterij B_0 , welke voor het elektrische veld in de cel zorgt, een weerstand R opgenomen, waarover een spanning $v = iR$ ontstaat, zoodra er licht op de cel valt. De spanning wordt in het algemeen aan rooster en gloeidraad van een radiolamp toegevoerd. De stroom i_2 , loopende door de plaatketen van de lamp is een lineaire functie van v , zoodat de uitslag van de galvanometer G direkt evenredig is met de lichtintensiteit.

Voortbouwend op dit principe zijn er inderdaad een aantal behoorlijk werkende fotoëlektrische versterkers geconstrueerd. Daarbij is gebleken, dat vooral drie essentiele punten het vraagstuk beheerschen en de maximale gevoeligheid bepalen: De Brownsche beweging, het schrooteffect en de batterijfluctuaties.

§ 2. Brownsche beweging.

In een keten zijn de electronen in voortdurende beweging, doordat ze in wisselwerking staan met de moleculen, waaruit de keten is opgebouwd, welke een voortdurende temperatuur-beweging uitvoeren. De gemiddelde kinetische energie van deze moleculen is $kT/2$ per vrijheidsgraad. In verband hiermee voeren ook de electronen bewegingen uit, die met de temperatuur toenemen.

Deze bewegingen in de keten kan men beschrijven als te geschieden onder invloed van een toevallige electromotorische kracht E in de keten waarvoor geldt $\bar{E} = 0$. Wij duiden op de gebruikelijke wijzen gemiddelden aan door een streep boven de te middelen grootheid. Zelfs wanneer er geen licht op de cel valt, zal het potentiaalverschil aan de einden van R dus niet nul maar nu eens positief en dan weer negatief zijn.

Wanneer we bedenken, dat in fig. 1 de punten A en B een zekere capaciteit C ten opzichte van elkaar bezitten, welke gevormd wordt door de toevoerdraden en de fotocel, dan geldt

voor de gemiddelde potentieele energie van C de wet van de equipartitie:

$$\frac{1}{2} C \overline{v^2} = \frac{1}{2} k T \text{ of } \overline{v^2} = \frac{k T}{C} \dots \dots \dots (1)$$

Wanneer de spanning tusschen A en B nu, zooals in fig. 1, wordt geregistreerd via een versterker en een, laten we onderstellen, aperiodischen galvanometer G , is de uitslag van deze galvanometer in het algemeen *niet* evenredig met de oogenblikkelijke waarde van v . Immers ten gevolge van zijn traagheid volgt de galvanometer de spanningvariaties aan R niet momentaan, maar middelt ze over een tijd van de orde van zijn aanwijstijd. Slechts indien deze aanwijstijd τ klein is ten opzichte van RC , een tijd karakteristiek voor de keten, is de galvanometer voldoende snel om de ware spanning v te registreren en geldt (1). Is daarentegen, zooals praktisch steeds het geval is:

$$\tau \gg RC,$$

dan geldt, zooals aangetoond door *Ornstein* (3):

$$\overline{v^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} \dots \dots \dots (2)$$

De fluctuaties in i , die hiermee overeenkomen, zijn bepaald door:

$$\overline{i^2} = \frac{\pi k T}{R \tau} \dots \dots \dots (3)$$

Het is dus b.v. mogelijk met $R = 10^8 \Omega$ en $\tau = 1 \text{ sec.}$, stroomen te meten met een middelbare fout in i van 10^{-14} A.

Terwijl dus de storende spanning ten gevolge van de Brownsche beweging evenredig met \sqrt{R} toeneemt, stijgt de gevoeligheid evenredig met R , zoodat de verhouding van effect

tot storing voor grootere weerstand gunstiger wordt, en wel evenredig met \sqrt{R} .

Wanneer we v registreeren gedurende een tijd τ met een galvanometer met een aanwijstijd klein t.o.v. τ , geldt:

$$\overline{i^2} = \frac{2 k T}{R \tau} \dots \dots \dots (4)$$

Deze betrekking is zooals *Zernike* (4) aantoonde onafhankelijk van de wijze, waarop de stroom in de keten wordt bepaald en geeft dus de natuurlijke grens van de nauwkeurigheid, waarmee een stroom in een willekeurige keten met weerstand R en temperatuur T in de tijd τ gemeten kan worden.

Zoodra dus de weerstand R vast ligt, is de kleinste stroom bepaald, welke gemeten kan worden. Bij gegeven gevoeligheid van G kan de benoedigde versterking berekend worden. Het gebruik van meer versterking heeft weinig zin. Met de te meten uitslag neemt n.l. de onregelmatige beweging, die de registratielij in verband met de meeversterkte Brownsche beweging vertoont, evenredig toe, zoodat de meetnauwkeurigheid er niet op vooruitgaat.

§ 3. Schrooteffect.

Een elektrische stroom bestaat niet uit een continue hoeveelheid lading, die per tijdseenheid voorbij stroomt, maar wordt gevormd door een aantal electronen met een lading van eindige grootte e . Het gemiddelde aantal electronen, dat per sec. een punt van de keten passeert, is evenredig met de elektrische stroom. Wanneer deze klein is, zal het aantal electronen, dat een punt in de keten passeert in de tijd τ niet constant zijn maar b.v. volgens de wetten van het toeval nu eens wat grooter, dan weer wat kleiner zijn dan het gemiddelde aantal.

Wil men zoo'n aantal meten in een eindige tijd τ , ontstaat er dus, ten gevolge van de corpusculaire structuur van de electriciteit een onzekerheid, gegeven door:

$$\bar{i}^2 = \frac{i_0 e}{\tau} \dots \dots \dots (5)$$

Nu loopen door de verschillende ketens van de versterkers betrekkelijk groote stroomen, welke alle tot stroomfluctuaties als door (5) beschreven, aanleiding kunnen geven. Het blijkt, dat men door geschikte keuze van onderdeelen dit type storingen kan drukken tot waarden, welke verwaarloosd kunnen worden bij die van de Brownsche beweging van de eerste keten. (Een uitzondering vormt in sommige gevallen het schrooteffect van de eerste lamp).

§ 4. Fluctuaties van de batterijen.

Wanneer we nog eenmaal fig. 1 beschouwen en bedenken dat de plaatstroom circa $1 \text{ à } 5 \cdot 10^{-3} \text{ A}$ bedraagt, terwijl de galvanometer G stroomen van de orde van 10^{-7} A moet registreeren, is het duidelijk, dat de plaatstroom niet direkt door G mag worden gestuurd, maar gecompenseerd moet worden met behulp van een hulpbatterij B_3 , welke door de galvanometer een stroom i_3 gelijk maar tegensteld aan de plaatstroom i_2 doet gaan. Wanneer B_2 of B_1 niet constant zijn, zal de galvanometer uitslaan. Om in ons voorbeeld de variaties onder 10^{-7} A te houden, moet zoowel de plaatstroom als de spanning van B_3 constant zijn tot op $1 : 5 \times 10^5$, hetgeen praktisch wel onuitvoerbaar is, vooral indien we bedenken, dat niet alleen de veranderingen van B_3 zoo klein moeten zijn, maar ook die van B_1 en B_2 .

Zonder verdere voorzorgen zal dus de uitslag van de galvanometer G in de eerste plaats bepaald worden — vooral bij meervoudige versterking — door de fluctuaties van de batterijspanningen en pas in de tweede plaats door de lichtintensiteit. De kunst van het bouwen van behoorlijke versterkers komt dan ook voor een goed deel erop neer deze batterijvariaties door een of andere kunstgreep systematisch te elimineeren.

Dit kan b.v. geschieden door de geheele versterker dubbel uit te voeren. De fotostroom werkt alleen op de eerste helft. De plaatstroom van de eindlamp van de eerste helft wordt gecompenseerd door de plaatstroom van de eindlamp van de tweede helft. Beide helften werken op *dezelfde* batterijen. Wanneer de spanning van één van deze batterijen b.v. zakt, veranderen de plaatstroomen van beide eindlampen evenveel en blijft de compensatie, wanneer ze volkomen identiek zijn, behouden. Op deze manier is het inderdaad gelukt, met speciaal uitgezochte lampen, zeer stabiele apparaten te bouwen (5).

DE WISSELSTROOMVERSTERKER.

§ 5. Principe en algemeene eigenschappen.

Bij de schakeling, die we gekozen hebben voor het uitvoeren van de absorptiemetingen, wordt de invloed van de batterijfluctuaties niet *gecompenseerd* door hen langs twee tegen elkaar in geschakelde wegen aan de galvanometer toe te voeren, maar wordt hun invloed *geëlimineerd* door gebruik te maken van een schakeling, welke alleen voor wisselstroom van een bepaalde frequentie gevoelig is. Bij dit type schakeling hebben de batterijspanningen geen enkele invloed op de nulstand van de galvanometer. Het veranderen van een batterijspanning heeft alleen een variatie van de gevoeligheid van de opstelling tengevolge. Het gebruik van accumulatoren garandeert een constantheid van 1 $\frac{0}{00}$ voor dit type storing.

Wanneer de galvanometer alleen voor wisselstroom gevoelig is, moet, wil hij kunnen reageeren op licht, dit licht aanleiding geven tot wisselstroom.

Derhalve passeert de lichtbundel L (fig. 2), waarvan we de intensiteit willen bepalen, alvorens op de fotocel te vallen, een sector S , welke op een synchroonmotor M is gemonteerd. Het licht wordt vijftigmaal per seconde gedurende één honderdste seconde doorgelaten. Op de weerstand R_1 , ontstaat dus een

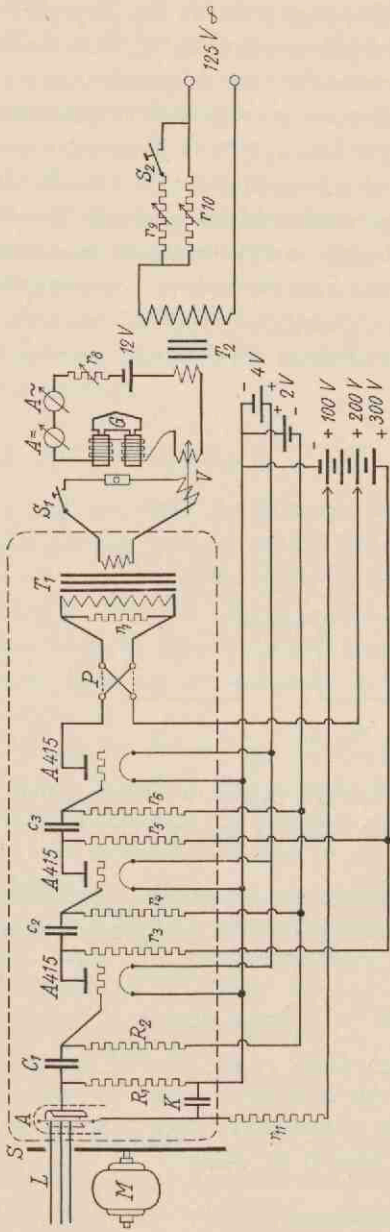


FIG. 2. SCHEMA VAN DE WISSELSTROOMVERSTERKER.

De versterker is gemonteerd in een plaatijzeren doos (dikte 1 mm) van $9 \times 18 \times 23$ cm, welke op een driehoet is bevestigd. T_2 is een 10 V. transformator. De gelijkstroom in de veldketen bedraagt circa 0,8 A.; de wisselspanning 0,32 A. De variometer V bestaat uit twee in elkaar draaibare vierkante spoelen met ribben van circa 5 en 10 cm, elk voorzien van 30 windingen. Praktische verschillen met gelijkstroomversterkers: Nadeelen: Er is een synchronomotor nodig, aangesloten op een wisselstroomnet. Voordeelen: De invloed van uitwendige storingen en valsch licht is gering.

Kritische compensatieschakelingen vervallen. Er is geen vacuumklok noodig.

Gegevens: $R_1 = R_2 = 10^8 \Omega$; $r_3 = r_5 = 0,5 M \Omega$; $r_4 = r_6 = 2 M \Omega$; $r_7 = 0-500 \Omega$; $r_8 = 10 \Omega$; $r_9 = 2000 \Omega$
 $r_{10} = 2000 \Omega$; $r_{11} = 100.000 \Omega$.

spanning v_1 , van de vorm als aangegeven in fig. 3, welke via C_1 wordt geleid naar een drielampsversterker V . Deze bestaat uit drie trioden ($A 415$), gekoppeld door de weerstanden r en de capaciteiten c . De wisselstroom van de laatste plaatketen, welke t.o.v. i_1 ongeveer een factor 10^7 is versterkt, wordt door een transformator T opgetransformeerd en wordt door het spoeltje van een Moll-galvanometer M gevoerd. Was het magneetveld constant zooals gewoonlijk het geval is, dan zou op het spoeltje een wisselend koppel werken, dat gedurende de aanwijstijd van de galvanometer gemiddeld nul is. De galvanometer zou dus niet uitslaan. Nu wordt voor de be-

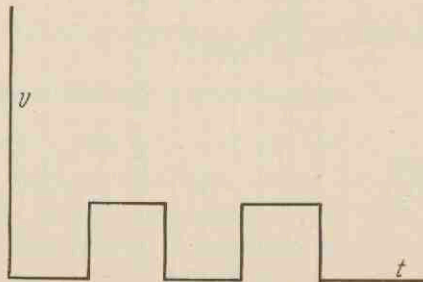


Fig. 3.

krachtiging van het magneetveld echter wisselspanning gebruikt van *hetzelfde* net als waarop de synchronomotor M loopt.

Het koppel K , dat het spoeltje met oppervlak O en windingstal n tracht te draaien, is evenredig met het product van de stroom i en het veld H :

$$K = n O i H \quad i = i_0 \sin \omega t$$

$$K = \frac{1}{2} n O i_0 H_0 \{ \cos \varphi - \cos (2 \omega t + \varphi) \}; H = H_0 (\sin \omega t + \varphi)$$

Wanneer K het, over de aanwijstijd (circa 1 sec.) van de galvanometer gemiddelde, koppel is, geldt:

$$K = \frac{1}{2} n O i_0 H_0 \cos \varphi \dots \dots \dots (6)$$

We zien, dat op de galvanometer een koppel werkt, evenredig met de lichtintensiteit. De gevoeligheid is maximaal voor $\cos \varphi = 1$. Om φ te regelen is het huis van de synchroommotor *S* draaibaar opgesteld om de motoras. Wanneer nu het huis gedraaid wordt, doorloopt φ alle hoeken van b.v. 0 tot 2π en daalt K van $\frac{1}{2} n O_i H_0$ tot nul en bereikt voor $\varphi = \pi$ weer dezelfde absolute waarde. Ook de uitslag van de galvanometer neemt dan alle positieve en negatieve uitslagen aan, gelegen tusschen de maximale positieve en negatieve uitslag.

Men ziet dus dat het mogelijk is, door de phase van het invallende licht 180° te veranderen, de uitslag van teeken te doen omslaan.

§ 6. Absorptiemetingen.

Laten we twee lichtbundels van gelijke intensiteit maar tegengestelde fase op de cel vallen, dan heffen de uitslagen, die elk van de bundels apart zouden geven, elkaar op en de uitslag is weer nul (fig. 6). Zoo kan men gemakkelijk kleine lichtabsorpties meten: Indien bundel *I* een weinig verzwakt wordt, geeft de galvanometer een uitslag evenredig met de absorptie.

Aangezien de uitslag van bundel *I* gecompenseerd wordt door een bundel *II*, welke beide van één en dezelfde lichtbron afkomstig kunnen zijn, hebben variaties van deze lichtbron weinig of geen invloed. Het is dan ook op deze wijze mogelijk gebleken een uitslag van enkele meters tot nul te compenseeren, zonder dat het galvanometerbeeld op den duur van zijn plaats loopt. Deze compensatiemethode maakt het mogelijk kleine lichtabsorpties te meten met de vergroote nauwkeurigheid, welke brugmethoden eigen is.

§ 7. Invloed van uitwendige storingen.

Nadat we hebben geconstateerd, dat de galvanometer gevoelig is voor een wisselstroom van precies dezelfde frequentie als waarmee zijn veld wordt gevoed, mits ook de fase dezelfde

is (of juist tegengesteld), ligt het voor de hand te vragen naar de gevoeligheid voor andere frequenties.

Het is gemakkelijk in te zien, dat wanneer de frequentie niet precies 50 is, het koppel nu eens positief dan weer negatief wordt en dus gemiddeld nul. In het algemeen gesproken hebben wisselstroomen van een frequentie anders dan 50 dus geen invloed op de galvanometer. Slechts indien de frequentie zeer dicht bij 50 ligt, zal de galvanometer het beurtelings positieve en negatieve koppel kunnen volgen en er ontstaat een kleine slingerbeweging. We kunnen dus constateeren dat de galvanometer met versterker alleen gevoelig is in een uiterste smal frequentiegebied om 50 perioden.

Uitwendige inductiestoringen zullen dus geen invloed hebben voor zoover er geen frequenties in voorkomen, die zeer dicht bij 50 liggen. Deze laatsten worden afgeschermd door de ijzeren wand van de doos, waarin cel en versterker zijn gemonteerd. Deze omstandigheden maken het mogelijk de versterker tot op minder dan een meter te naderen met een vonkend inductorium, zonder dat het galvanometerbeeld de aanwezigheid van de storingsbron verraadt.

Het spreekt vanzelf dat een inductie van het wisselstroomnet zelf, eigenlijk nog als de gevaarlijkste storing moet worden beschouwd. In verband hiermee is het verstandig het apparaat, dat zich vlak voor de fotocel bevindt (immers hiervoor bevindt zich een gat in de ijzeren doos), te aarden. Bij onze proeven bevond zich voor de cel de uittredespleet van een Fuess-spectrograaf. Wanneer deze niet met het huis van de versterker werd verbonden, werkte hij als antenne en induceerde op de celdraad een spanning, welke 2 c.m. uitslag van de galvanometer op volle gevoeligheid teweegbracht.

Het frequentiegebied, waarvoor de combinatieversterker en galvanometer reageert, is klein. De invloed van de Brownsche beweging is daarmee evenredig gering. Zooals in § 14 nog nader zal worden aangetoond, is deze invloed juist zoo klein als theoretisch mogelijk is, in verband met formule (3) of (4).

§ 8. Photocel.

In gelijkstroomversterkers verdient het de voorkeur vacuüm-cellen te gebruiken. Met gas gevulde vertoonden doorgaans lekstroomen, welke echter door de wisselstroomversterker niet worden versterkt. Bij onze opstelling werd gebruik gemaakt van met gas gevulde Caesium-cellen van Fotos en van Philips. Fig. 4 geeft de gemiddelde gevoeligheidskromme zooals deze voor dit type cellen aangegeven worden (5). Fig. 5 geeft de kleinste lichtintensiteit, die men met 5 % nauwkeurigheid met de opstelling kan meten met aanwinstijd van 1 seconde.

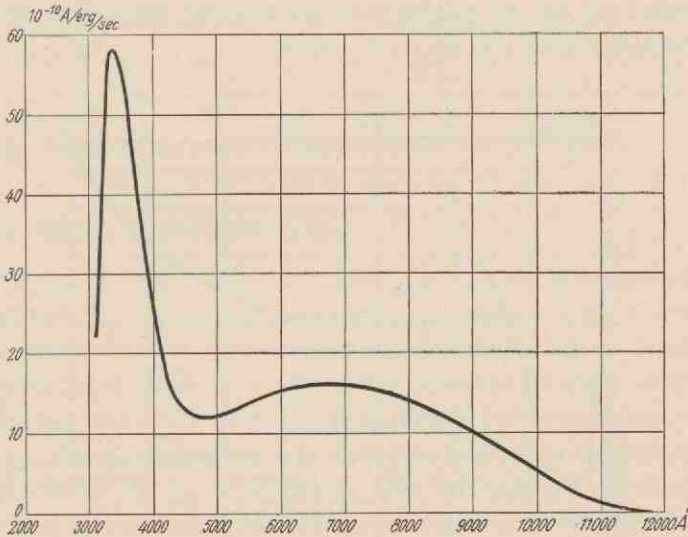


Fig. 4.

§ 9. Versterker.

De schakeling komt overeen met die van een normale laag-frequentversterker. De weerstanden R_1 en R_2 in de eerste keten zijn vloeistofweerstand, gemaakt volgens het recept van Gyemant (6). De koppelcondensatoren moeten lekvrij zijn; de eerste C_1 in het bijzonder. Deze is dan ook extra geschellakt.

De spanning $v_1 = i_1 R$, wanneer R de substitutieweerstand van R_1 en R_2 is. De impedantie van C_1 is n.l. klein t.o.v. R_1 en R_2 en C_1 kan dus voor wisselspanning als kortsluiting worden beschouwd. Wanneer men met de opstelling alleen emissiemetingen wil doen, kan de combinatie $R_1 C R_2$ vervangen worden door één weerstand R . Wanneer men echter absorptiemetingen uitvoert met de op blz. 19 besproken brugschakeling, waarbij twee lichtbundels met 180° fasenverschuiving op de cel vallen, uitvoert, treedt er in de eerste keten een betrekkelijk groote gelijkstroom op, waaroverheen de kleine wisselspanning ligt, die men wil meten. De capaciteit C_1 verhindert nu, dat de gelijkstroom invloed kan uitoefenen op de roosterspanning van de eerste lamp.

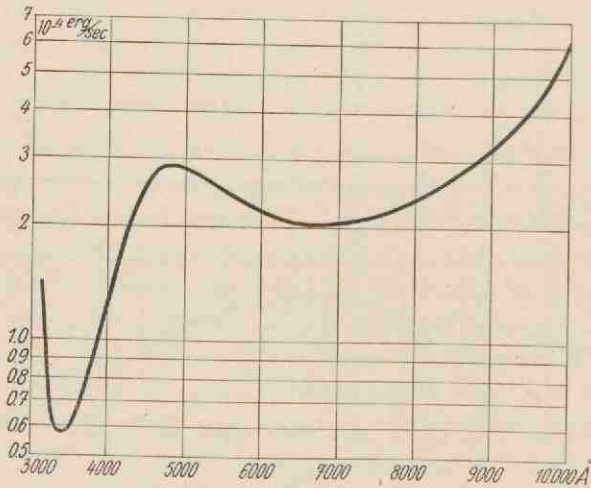


Fig. 5.

In de laatste plaatketen bevindt zich een transformator, welke de plaat-gloeidraadimpedantie aanpast aan die van de galvanometer.

De weerstand r_7 , instelbaar tusschen 0 Ω en 500 Ω , dient als gevoeligheidsregelaar. Het is gebleken dat de uitslag van de galvanometer tusschen waarden van 0—500 Ω streng

evenredig is met r_7 . Voor $r_7 = \infty \Omega$ wordt de gevoeligheid nog 11 maal groter. Om een denkbeeld van de optredende spanningen te krijgen, geven we een tabel, waarin de waarden van de verschillende wisselspanningen en -stroomen zijn aangegeven, wanneer de galvanometer een uitslag van 1 c.m. vertoont voor $r_7 = 500 \Omega$.

TABEL I.

Effectieve waarden van diverse sinusvormige spanningen en stroomen voor een uitslag van de galvanometer van 1 cm op 500 Ω .

i_1	v_1	v_2	v_3	i_4	i_5	u_7
$14 \times 10^{-14} \text{ A}$	$5 \times 10^{-6} \text{ V}$	$7 \times 10^{-5} \text{ V}$	$1 \times 10^{-3} \text{ V}$	$2,4 \times 10^{-6} \text{ A}$	$1,2 \times 10^{-6} \text{ A}$	1 cm

De stroomversterking $\frac{i_5}{i_1}$ is dus ongeveer 8 miljoen.

§ 10. Galvanometer schakeling.

Uit fig. 2 blijkt, dat de schakeling van de galvanometer ingewikkelder is dan uit de voorgaande tekst blijkt. Tot nu toe hebben we de demping nog niet behandeld. Deze is bij een normale Moll-meter van electromagnetischen aard en wordt verkregen door een bij het veld passende buitenweerstand te kiezen. De galvanometer met wisselveld is, afgezien van een kleine luchtdemping, ongedempt. Om nu toch een instelbare demping te verkrijgen wordt volgens fig. 2 door de veldspool tevens gelijkstroom gestuurd.

Men zou kunnen meenen dat dit toevoegen van gelijkstroom de opstelling gevoeliger zou maken voor storingen. Immers naast de frequentieband 49—51 is er nu die van 0—2 bijgekomen. Deze meening is echter niet juist, omdat de versterker deze extra frequentieband 0—2 niet doorslaat.

Het bijmengen van gelijkstroom heeft echter wel ten gevolge, dat het koppel, welk op het galvanometerspoeltje werkt, een extra lid, evenredig met $\sin \omega \cdot t$, krijgt.

In verband hiermee wordt erop de beweging van het galvanometerbeeld nog een sinusvormige gesuperponeerd, welke zich manifesteert in een kleine verbreding van het beeld. Hoewel men deze op het registrogram fig. 8 voor de grootere uitslagen kan waarnemen, stoort ze de meting niet.

Ten slotte moet er nog rekening worden gehouden met de asymmetrie, die de galvanometerketen in het algemeen vertoont ten opzichte van de veldwikkeling.

Ten gevolge van de inductieve koppeling tusschen de veldketen en de galvanometerketen wordt er een inductiestroom in de galvanometerketen geïnduceerd, welke op haar beurt de galvanometer doet uitslaan.

Deze inductieve koppeling tusschen veld- en galvanometerketen bestaat uit twee gedeelten:

a. Wanneer het vlak van het galvanometerspoeltje niet precies evenwijdig aan de krachtlijnen van het magnetische veld staat, wordt in het spoeltje een spanning geïnduceerd met een fase loodrecht op die van het veld. Door de torsiekop te draaien kan deze spanning nul gemaakt worden.

b. Daar de toevoerleidingen van spoeltje en veldwikkeling in elkaars buurt komen, wordt in de galvanometerketen een tweede spanning geïnduceerd, welke loodrecht staat op de stroom door de veldketen. Tengevolge van de aanwezigheid van ijzer in de veldspoelen is het magnetische veld niet precies in fase met de veldstroom. Derhalve zijn de twee genoemde inductiespanningen in de galvanometerketen ook niet in fase. Deze tweede inductieve koppeling laat zich op eenvoudige wijze opheffen. Hiertoe wordt de primaire winding van een kleine variometer in serie met de veldspoel opgenomen, terwijl de secundaire deel uitmaakt van de galvanometerketen. Er is dan een stand van de variometer, waarbij de koppeling van veldketen en galvanometerketen juist nul is.

Experimenteel vindt men de juiste stand van de torsiekop en de variometer het eenvoudigst met behulp van de seinsleutel S_2 , die een kleine verandering van de wisselstroom van het veld veroorzaakt. Bij de juiste instelling is de stand van het

galvanometerbeeld onafhankelijk van het indrukken van S_2 , terwijl tevens het galvanometerbeeld volkomen onverbreed is, hetgeen alleen het geval is, wanneer er geen wisselspanning in de galvanometerketen wordt geïnduceerd.

§ 11. Schijnbare vermindering van de richtkracht door inductiestroom.

Draait tengevolge van de meetstroom het spoeltje van de aldus behoorlijk ingestelde galvanometer uit de nulstand, dan ontstaat er, zooals we zagen, een inductiestroom in het spoeltje en dus ook een koppel.

Dit koppel is gemiddeld nul wanneer de impedantie van de galvanometerketen uit een zuiver ohmsche weerstand bestaat. In dat geval staat de inductiestroom n.l. loodrecht op het magnetische veld. Wanneer de impedantie echter van inductieve aard is, blijft deze bewering niet meer juist en er ontstaat een koppel, dat evenredig is met de uitslag van de galvanometer, tegengesteld aan het richtend koppel van de torsiedraad; de galvanometer wordt gevoeliger, de aanwijstijd grooter. Door het wisselveld voldoende op te voeren kan men gemakkelijk de richtkracht volledig compenseeren: De galvanometer wordt labiel. Aangezien de versterker reeds een behoorlijke reserve aan versterking bezat, hebben we van deze gevoeligheidsvergrooting geen gebruik gemaakt om de aanwijstijd niet onnoodig te vergrooten.

§ 12. Invloed van de Brownsche beweging.

Wanneer de stroom in de eerste keten van de versterker fluctueert ten gevolge van de onregelmatige stooten, welke de electronen van de moleculen van het weerstandsmateriaal ondervinden, worden deze fluctuaties door de versterker vergroot zoodat ook i_5 , evenals k_6 , het koppel op het galvanometerspoeltje, varieert. Tenslotte nemen we de onregelmatig trillende beweging van het galvanometerspoeltje waar. Zooals

REGISTROGRAMMEN.

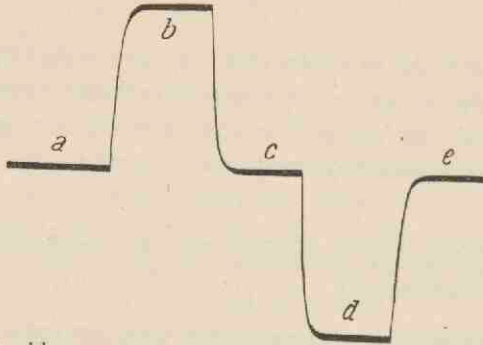


Fig. 6. Voorbeeld van compenseeren: a. nulstand; b. uitslag van bundel I; c. uitslag van bundel I en II samen; d. uitslag van bundel II; e. nulstand (vgl. § 6 blz. 19).

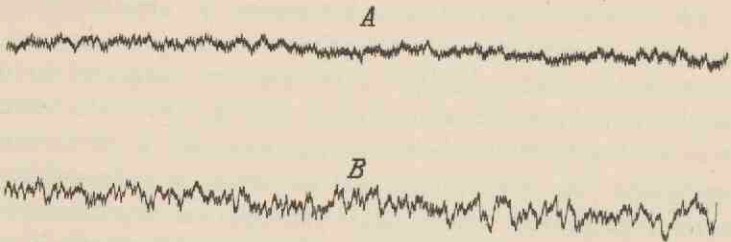


Fig. 7. Onrust van de galvanometer (500Ω): A. Brownsche beweging; B. Brownsche beweging met Schrooteffect (vgl. § 7 blz. 62).

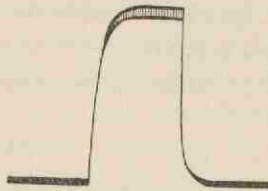


Fig. 8. Verbreed galvanometerbeeld. De verbreding is driemaal vergroot (vgl. § 10 blz. 24).

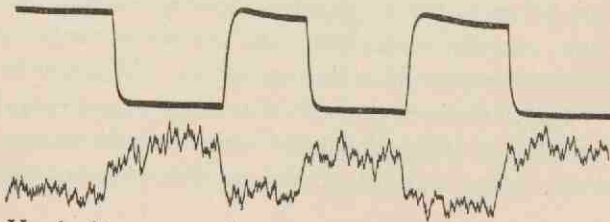


Fig. 9. Voorbeeld van een absorptiemeting in de gecompenseerde stand. Ook de stroom naar de kooi wordt geregistreerd (vgl. § 8 blz. 63).

men op het registrogram (fig. 7 en 9) kan zien, is de lijn, welke de galvanometer (gevoeligheid 500 Ω) afteekent, niet recht maar gehakkeld. Bij een meting wordt het gemiddelde van een dergelijke lijn over een zekere tijd genomen. De nauwkeurigheid, waarmee dit gemiddelde bij verschillende metingen gereproduceerd kan worden, hangt in hooge mate van de grootte der hakkels af. Wij willen ons nu bezig houden met de vraag, hoe groot deze nauwkeurigheid, zooals zij door de Brownsche beweging begrensd wordt, is.

Om deze grootte met een getal te kunnen vastleggen, bepalen we $\overline{u_7^2}$ (u_7 is de uitslag van de galvanometer). Het gemiddelde kan een gevallen-, of wat op hetzelfde neerkomt, een tijdgemiddelde zijn mits er maar gemiddeld wordt over een tijd, groot ten opzichte van de aanwijstijd van de galvanometer.

Berekening van $\overline{u_7^2}$.

Voor een aperiodischen galvanometer met koppelgevoeligheid c_{67} geldt

$$\ddot{u}_7 + 2\omega \dot{u}_7 + \omega^2 u_7 = \omega^2 c_{67} k_6 \dots \dots \dots (7)$$

waarin $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ de slingertijd en k_7 het koppel is, dat op de galvanometer werkt.

Ter bepaling van $\overline{u_7^2}$ kan men nu volgens de methode van Ornstein (3) deze vergelijking zonder meer oplossen en vervolgens $\overline{u_7^2}$ opmaken:

$$u_7 = \omega^2 c_{67} \int_{-\infty}^t e^{-\omega(t-\xi)} (t-\xi) k(\xi) d\xi \dots \dots \dots (8)$$

$$\overline{u_7^2} = \omega^4 c_{67}^2 \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t e^{-\omega(t-\xi)} e^{-\omega(t-\eta)} (t-\xi)(t-\eta) \overline{k(\xi)k(\eta)} d\xi d\eta$$

Stel $\eta = \xi + \delta$ en

$$\overline{u_7^2} = \omega^4 c_{67}^2 \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t e^{-2\omega(t-\xi)} e^{-\omega\delta} \overline{k_6(\xi) k_6(\xi+\delta)} d\xi d\delta.$$

Veronderstellende dat $k_6(\xi) k_6(\xi+\delta)$ alleen van nul verschilt in een gebied

$$|\delta| \ll \frac{1}{\omega} \dots \dots \dots (9a)$$

laat deze vorm zich aldus vereenvoudigen:

$$\overline{u_7^2} = \omega^4 c_{67}^2 \int_{-\infty}^t e^{-2\omega(t-\xi)} (t-\xi)^2 d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{k_6(\xi) k_6(\xi+\delta)} d\delta$$

Wanneer we voor vormen van de soort

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{k_6(\xi) k_6(\xi+\delta)} d\delta$$

het symbool $\overline{K_6 K_6}$ invoeren, volgt er

$$\overline{u_7^2} = \frac{\pi}{2\tau} c_{67}^2 \overline{K_6 K_6} \dots \dots \dots (10)$$

Berekening van $\overline{K_6 K_6}$.

Volgens blz. 23, Tabel I, geldt voor een sinusvormige v_1 van 50 perioden

$$i_5 = c_{15} v_1 \quad c_{15} = 0,24 \dots \dots \dots (11)$$

Voorloopig behandelen we het probleem alsof (11) algemeen geldt. We rekenen dus alsof we te doen hebben met een gelijkstroomversterker. Dan is het koppel, welk op het galvanometer-spoeltje werkt:

$$k_0 = H O n i_5 \quad H = H_0 \sin \omega_0 t \quad \omega_0 = 2\pi 50 \dots (12 SV)$$

indien het ijzer van de veldmagneet nog weinig verzadigd is (sinusveld = SV). We vinden:

$$\overline{k(\xi) k(\xi + \delta)} = (H_0 O n)^2 \overline{i_5(\xi) i_5(\xi + \delta)} \times \overline{\sin \omega_0 \xi \sin \omega_0 (\xi + \delta)}$$

en, omdat $i_5(\xi)$ onafhankelijk van $\sin \omega_0 \xi$ verandert,

$$\overline{k(\xi) k(\xi + \delta)} = (H_0 O n)^2 \overline{i_5(\xi) i_5(\xi + \delta)} \cdot \frac{1}{2}$$

indien ondersteld wordt: correlatietijd van $i_5(\xi) \ll \frac{1}{\omega_0}$. (9b)

Dan volgt:

$$\overline{K_7 K_7} = \frac{1}{2} (H_0 O n)^2 \overline{I_5 I_5}$$

of

$$\overline{K_7 K_7} = \frac{1}{2} c_{15}^2 (H_0 O n)^2 \overline{V_1 V_1} \dots (13 SV)$$

Tevens beschouwen we het geval, waarbij het ijzer van de veldmagneet zwaar verzadigd wordt (rechthoekig veld = RV), waarvoor men kan onderstellen dat:

$$H = H_0 \frac{\sin \omega_0 t}{|\sin \omega_0 t|} \dots (12 RV)$$

Een analoge rekening geeft

$$\overline{K_7 K_7} = c_{15}^2 (H_0 O n)^2 \overline{V_1 V_1} \dots (13 RV)$$

Berekening van $\overline{V_1 V_1}$.

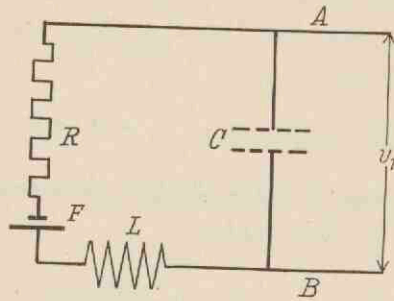


Fig. 10.

Voor de eerste keten geldt

$$\left. \begin{aligned} v_1 - i_1 R - L \frac{di}{dt} &= F \\ i_1 &= -C \frac{dv_1}{dt} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Hierin is F de toevallige electromotorische kracht, welke de Brownsche beweging beschrijft, $\overline{F} = 0$. Na $v_1 = A e^{-p \cdot t}$ gesteld te hebben, vindt men met behulp van de methode van de variatie van parameters de oplossing:

$$v_1(t) = \frac{\{p_2 v(0) + v_t'(0)\} e^{-p_1 t} - \{p_1 v(0) + v_t'(0)\} e^{-p_2 t}}{p_2 - p_1} + \frac{1}{LC(p_2 - p_1)} \int_0^t F(\xi) \{e^{p_1(\xi-t)} - e^{p_2(\xi-t)}\} d\xi \dots \dots (15)$$

p_1 en p_2 volgen uit

$$p^2 - \frac{R}{L} p + \frac{1}{LC} = 0 \text{ met } p_1 + p_2 = \frac{R}{L}; p_1 p_2 = \frac{1}{LC} \dots (16)$$

terwijl

$$\overline{v(0)v(t)} = \frac{\{p_2 \overline{v^2(0)} + \overline{v(0)v_t'(0)}\} e^{-p_1 t} - \{p_1 \overline{v^2(0)} + \overline{v(0)v_t'(0)}\} e^{-p_2 t}}{p_2 - p_1}$$

Nu geldt

$$2 \overline{v(0)v_t'(0)} = \frac{d}{dt} \overline{v_0^2} = 0$$

en voor de gemiddelde potentieele energie:

$$\frac{1}{2} C \overline{v_0^2} = \frac{kT}{2} \text{ of } \overline{v^2(0)} = \frac{kT}{C}$$

zoodat

$$\overline{v(0)v(t)} = \frac{kT}{C(p_2 - p_1)} \left\{ p_2 e^{-p_1 t} - p_1 e^{-p_2 t} \right\}$$

en

$$\overline{V_1 V_1} = \frac{2kT}{C(p_2 - p_1)} \int_0^{\infty} (p_2 e^{-p_1 t} - p_1 e^{-p_2 t}) dt = \frac{2kT}{C} \frac{p_1 + p_2}{p_1 p_2}$$

of met (16)

$$\overline{V_1 V_1} = 2 R k T (17)$$

Met behulp van (10), (13) en (17) vinden we thans voor de gezochte grootheid in het geval van het sinusveld

$$\overline{u_7^2} = \frac{1}{2} \frac{\pi R k T}{\tau} c_{15}^2 c_{67}^2 (H_0 O n)^2 (18 SV)$$

terwijl voor het rechthoekige veld geldt:

$$\overline{u_7^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} c_{15}^2 c_{67}^2 (H_0 O n)^2 \dots \dots \dots (18 RV)$$

Het beste overzicht over de nauwkeurigheid krijgen we door niet $\overline{u_7^2}$, maar de *ermee corresponderende* $\overline{v_1^2}$ op te maken (dit is dus niet de ware $\overline{v_1^2}$). Er doen zich hierbij twee gevallen voor:

a. De meetspanning, waarmee geijkt wordt, is sinusvormig

$$v_1 = v_{10} \sin \omega_0 t \dots \dots \dots (19a)$$

In dit geval geldt, in verband met (7)

$$u_7 = c_{67} k_6 \dots \dots \dots (20)$$

en, v.g.l. (12 SV) $k_6 = H_0 O n i_{50} \overline{\sin \omega t}$ voor het sinusveld,

en, v.g.l. (12 RV) $k_6 = H^0 O n i_{50} |\overline{\sin \omega t}|$
voor het rechthoekige veld.

terwijl $i_5 = c_{15} v_1$ dus $u_7 = 1/2 c_{15} c_{67} H_0 O n v_1 \dots \dots (20 SVa)$

en $u_7 = \frac{2}{\pi} c_{15} c_{67} H_0 O n v_1 \dots \dots \dots (20 RVa)$

zoodat we vinden:

$$\overline{v_1^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} \times 2 \dots \dots \dots (21 SV)$$

en

$$\overline{v_1^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} \times \frac{\pi^2}{4} \dots \dots \dots (21 RV)$$

b. De spanning (of fotostroom) is rechthoekig van vorm

$$v_1 = v_{10} \frac{\sin \omega_0 t}{|\sin \omega_0 t|} \dots \dots \dots (19b)$$

De analoge uitdrukkingen worden nu:

$$u_7 = \frac{2}{\pi} c_{15} c_{67} H_0 O n v_1 \dots \dots \dots (20 SVb)$$

$$u_7 = c_{15} c_{67} H_0 O n v_1 \dots \dots \dots (20 SVb)$$

$$\text{en } \overline{v_1^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} \times \frac{\pi^2}{8} \dots \dots \dots (22 SV)$$

$$\overline{v_1^2} = \frac{\pi R k T}{\tau} \times 1 \dots \dots \dots (22 MV)$$

De laatste twee uitdrukkingen zijn van belang wanneer v_1 optreedt onder invloed van een fotostroom

$$i = i_0 \left(1 + \frac{\sin \omega_0 t}{|\sin \omega_0 t|} \right)$$

Door vergelijkingen met (19b) volgt

$$v_{10} = \frac{1}{2} i_0 \frac{R}{1 + (\omega RC)^2} \dots \dots \dots (23)$$

Met de benadering, waarmee (9b) geldt is $(\omega RC)^2 = 0$.

Voor het meten van een lichtintensiteit wordt gewoonlijk de uitslag niet licht, vergeleken met die voor licht onderschept. Bij de wisselstroomversterker doet men beter de lichtweg niet te onderbreken maar de twee uitslagen te vergelijken, die behooren bij de twee standen van de poolwisselaar P , fig. 2. Men verkrijgt aldus de dubbele normale uitslag. Voor

deze wijze van waarnemen geldt, met behulp van (22 SV), (22 MV) en (23)

$$\overline{i_0^2} = \frac{\pi k T}{R \tau} \times \frac{\pi^2}{8} \dots \dots \dots (24 SV)$$

en

$$\overline{i_0^2} = \frac{\pi k T}{R \tau} \times 1 \dots \dots \dots (24 RV)$$

Het is mogelijk (24 SV) af te leiden met behulp van de direkte methode, ook zonder dat de vereenvoudigde veronderstelling (9b) wordt ingevoerd.

Aangezien (24 RV) identiek is met (3) en overgaat in (4), wanneer men middelt over een tijd τ (vgl. blz. 14), kunnen we dus recapitulerend constateeren, dat er ten gevolge van de Brownsche beweging in de eerste keten een onregelmatige beweging van het galvanometerbeeld ontstaat, dat deze fluctueerende beweging de nauwkeurigheid, waarmee de over een tijd t gemiddelde uitslag kan worden gemeten, beïnvloedt en wel zóó dat de nauwkeurigheid, waarmee een fotostroom met behulp van de beschreven wisselstroomversterker gemeten kan worden precies even groot is als theoretisch in verband met de Brownsche beweging mogelijk is. Deze bewering geldt dus alleen voor een emissiemeting, waarbij het veld rechthoekig is en waarbij de poolwisselaar wordt gebruikt. In andere gevallen — men vergelijkte de numerieke factoren (21 SV), (21 RV), (22 SV) en (22 RV) met elkaar — is de nauwkeurigheid minder. Bij de door ons gebruikte versterker werd een sinusveld gebruikt. Hierdoor werd de middelbare fout $\frac{1}{4}\pi\sqrt{2} = 1,1$ grooter.

De gegeven afleidingen werden gebaseerd op (11). Deze vergelijking is in werkelijkheid alleen vervuld voor frequenties van circa 50 perioden en hooger. Nu hebben we op blz. 23 reeds opgemerkt dat de galvanometer slechts gevoelig is voor frequenties in de onmiddellijke omgeving van 50 perioden. Of de

versterker zich nu voor andere frequenties dan 50 anders gedraagt dan één, die door (11) beschreven wordt, maakt dus voor het gedrag van de galvanometer geen verschil.

§ 13. Fouriermethode.

Naast de in de vorige bladzijden behandelde directe methode om $\overline{u_r^2}$ te berekenen, bestaat er een tweede: de Fouriermethode. Hierbij wordt de storing $F(t)$ eerst in een Fourierreeks of -integraal ontwikkeld (7), die $F(t)$ voorstelt in een tijdsinterval groot ten opzichte van alle waarnemingstijden. Bij de rekening gaat men nu na welke invloed elk frequentie-interval apart heeft om ten slotte de som van alle invloeden op te maken. Van de uitvoerige rekening geven wij slechts de hoofdresultaten in het onderstaande weder, daar wij de voorkeur aan de directe methode geven.

Evenals het in de optica (8) mogelijk is de intensiteit van b.v. wit licht, dat een trillingsverschijnsel van het electromagnetische veld is, te schrijven als een integraal over alle golflengten (of frequenties), blijkt voor $\overline{F^2}$ of $\overline{v^2}$ van de Brownsche beweging een dergelijke voorstelling mogelijk te zijn (9).

Wanneer we aldus in fig. 10, $\overline{F^2}$ schrijven als

$$\overline{F^2} = \int_0^{\infty} I_1(\nu) d\nu,$$

moet $I_1(\nu) = 4 R k T$ voor alle optredende frequenties gesteld worden om overeenstemming met de werkelijkheid te verkrijgen.

Treedt in E voor een frequentie ν een amplitude 1 op, dan geeft deze tusschen A en B aanleiding tot de amplitude:

$$\frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi\nu R C)^2}}$$

Zoodat we dus krijgen:

$$\overline{v_1^2} = \int_0^{\infty} \frac{4 R k T d\nu}{1 + (2\pi\nu RC)^2} = \frac{kT}{C} \dots \dots \dots (25),$$

zooals het behoort.

De spanning v_1 wordt aan de versterker toegevoerd en geeft aanleiding tot de stroom i_5 .

Laat voor de frequentie ν , $i_5 = c_{15}(\nu) v_1$ zijn, dan geldt:

$$\overline{i_5^2} = \int_0^{\infty} I_5(\nu) d\nu = 4 R k T \int_0^{\infty} \frac{c_{15}^2(\nu) d\nu}{1 + (2\pi\nu RC)^2} \dots \dots \dots (26)$$

Volgens (12 SV) geldt:

$$k_6 = H_0 O n i_5 \sin 2\pi\nu_0 t$$

Elke frequentie ν geeft aanleiding tot een frequentie $|\nu + \nu_0|$ en $|\nu - \nu_0|$ in k_6 , waarvoor geldt:

$$I_6(\nu) = \frac{I_5 |\nu + \nu_0| + I_5 |\nu - \nu_0|}{4}$$

en

$$\overline{k_6^2} = \int_0^{\infty} I_6(\nu) d\nu \dots \dots \dots (27)$$

Wanneer op de galvanometer met bewegingsvergelijking (7) een koppel $k_6 = \sin 2\pi\nu t$ werkt, geldt:

$$u_7 = \frac{\sin(2\pi\nu t + \varphi)}{1 + \nu_7^2 \tau^2}$$

zoodat

$$u_7^2 = \int_0^\infty I_7(\nu) d\nu = \int_0^\infty \frac{I_6(\nu)}{(1 + \nu_7^2 \tau^2)^2} d\nu \dots \dots \dots (28)$$

In deze laatste integraal hebben alleen waarden van $I_6(\nu)$ belang, waarvoor $\nu \sim \frac{1}{\tau} \sim 1$. Deze correspondeeren met waarden van $I_7(\nu)$ met $\nu \sim \nu_0$

We kunnen dus substitueeren:

$$I_6(\nu) = I_6(0) = (H_0 O n)^2 \frac{1}{2} I_5(\nu_0)$$

of

$$\overline{u_7^2} = \frac{\pi^2}{4\tau} (H_0 O n)^2 \frac{1}{2} \frac{c_{15}^2(\nu_0)}{1 + (2\pi\nu_0 RC)^2} 4 R k T.$$

Berekening van de corresponderende $\overline{i_0^2}$

Met (23a): $i = i_0 \left(1 + \frac{\sin \omega_0 t}{|\sin \omega_0 t|} \right)$,

(23b): $v_{10} = \frac{1}{2} i_0 \frac{R}{1 + (\omega RC)^2}$

en (20 SV): $u_7 = \frac{2}{\pi} c_{15} c_{67} H_0 O n v_1$

volgt: $u_7 = \frac{1}{\pi} c_{15} c_{67} H_0 O n i_0 \frac{R}{1 + (\omega RC)^2}$,

zoodat we voor het corresponderende amplitudequadaat van i_0 vinden:

$$i_0^2 = \frac{\pi k T \pi^2}{R \tau 2} \dots \dots \dots (29)$$

Wanneer de poolwisselaar P gebruikt wordt geldt:

$$i_0^2 = \frac{\pi k T \pi^2}{R \tau 8}$$

Deze vergelijking is identiek met (24 SV), waarmee dus be-
wezen is, dat de rekenmethoden hetzelfde resultaat opleveren.
We kunnen dus vaststellen, dat de verhouding van effect tot
Brownsche beweging bij de gegeven schakeling onafhankelijk
is van de tijdconstante RC van de eerste keten, hoewel de
benodigde versterking met C toeneemt. Bij gelijkstroomver-
sterkers uit een groote tijdconstante van de eerste keten zich in
trage aanwijzing door de galvanometer. Dit nadeel treedt hier
niet op.

Op deze wijze zou men dus de nuttige gevoeligheid, voor
zoover deze wordt begrensd door de Brownsche beweging,
onbeperkt kunnen opvoeren.

Een volgende grens wordt echter bereikt, zoodra het
schrooteffect van de eerste lamp een merkbare rol gaat spelen.
We zullen hier niet verder op ingaan, omdat dit bij de ge-
bruikte opstelling nog geenszins het geval was.

§ 14. Contrôle van de versterker.

a. *Lineariteit.*

Voor de cel werd een monochromator geplaatst, welke op
 $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ was ingesteld. Op de spleet van dit instrument
werd een bandlamp afgebeeld, waarvan de intensiteit voor
genoemde golflengte als functie van de stroomsterkte bekend
is. De uitslag van de galvanometer werd nu bepaald voor de
verschillende intensiteiten. Uit fig. 11 kunnen we afleiden, dat
de opstelling tot uitslagen van 3 meter (500Ω) lineair is.

b. *Grootte van de onrust van de galvanometer.*

Uit tabel I bl. 23 volgt, dat een uitslag van 1 cm van de
galvanometer op 500Ω overeenkomt met $v_1 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ V}$.
Uit (21 SV), welke voor topspanningen geldt, volgt, dat de

te verwachten onrust overeenkomt met een middelbare fout in v_1 van $5,5 \cdot 10^{-7} \text{ V.} \equiv 1,1 \text{ mm}$. De invloed van $C \sim 60 \text{ cm}$ (fig. 10) geeft een factor $\frac{1}{2}$. Uit fig. 7 A kan men zien, dat de storing tengevolge van de Brownsche beweging inderdaad van deze orde van grootte is.

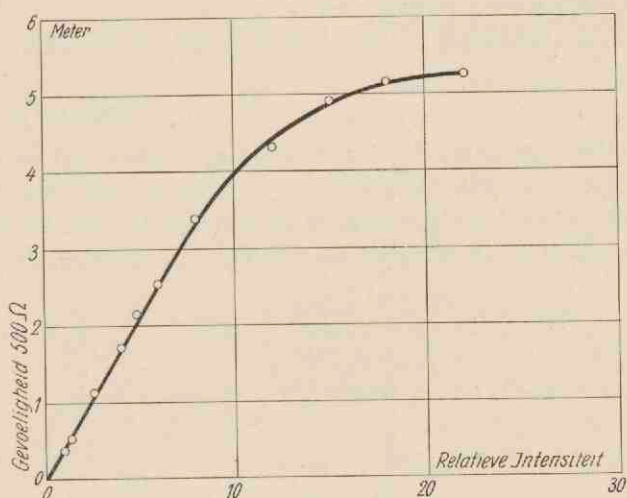


Fig. 11.

§ 15. Andere schakelingen.

In plaats van de wisselgalvanometer, waarmee de, door de radiolampen versterkte, wisselstroom wordt gemeten, kan een of andere gelijkrichter, gevolgd door een gelijkstroomgalvanometer gebruikt worden (9). De storing ten gevolge van de Brownsche beweging is dan echter veel groter.

Aan de hand van (26) kunnen we begrijpen, dat het gemiddelde kwadraat van de storingsamplitude ongeveer evenredig is met het effectieve frequentiegebied, waarvoor de opstelling gevoelig is. Bij normale versterkers is dit gebied ongeveer 10.000 perioden. Het frequentieinterval, dat door de beschreven combinatie van versterker met galvanometer wordt

doorgelaten bedraagt ongeveer 2 perioden. In dezelfde verhouding is de storing verminderd. Men kan door het inschakelen van geschikte filters de bandbreedte verkleinen. Het is echter niet mogelijk op deze wijze een vermindering van storingen te bereiken, welke met (3) overeenkomt, zoodat deze schakelingen alleen geschikt zouden zijn voor het meten van betrekkelijk groote intensiteiten.

HOOFDSTUK II

DE BOUW DER KOOITJESBUIZEN

§ 1. Richtlijnen.

Voor het meten van aanslagfuncties wordt een ontladingsbuis gebruikt, waarin de omstandigheden zoo eenvoudig mogelijk zijn. Terwijl b.v. in de positieve zuil van een normale ontlading electronen van allerlei snelheid de gasatomen aan-

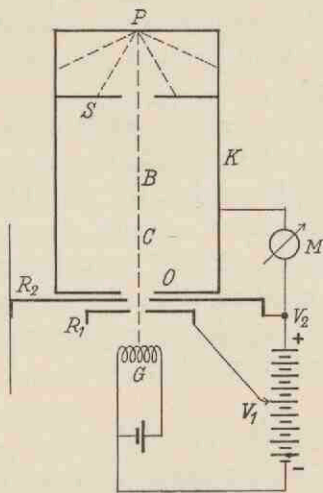


Fig. 12.

slaan — afgezien van aanslag door de gasatomen zelf of door botsingen van de tweede soort — is de constructie van kooitjesbuis erop gericht de aanslag te doen plaats vinden onder nauwkeurig bekende en goed gedefinieerde condities, door electronen van bekende snelheid.

Om een bundel te verkrijgen, worden electronen, geproduceerd door een oxydkathode G (fig. 12), door één of meer roosters tot een bundel B gediafragmeerd. Deze roosters bestaan uit ronde vlakke plaatjes, waarin een cirkelvormige opening is aangebracht. De openingen in de verschillende diafragmas zijn goed gecentreerd opgesteld.

De electronenbundel treedt een kooitje K binnen, waar de gasatomen kunnen worden aangeslagen. K werkt als kooi van Faraday: de snelheid van de electronen is er — voorloopig afgezien van secundaire effecten — constant en wordt gegeven door de vergelijking:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V_2 (30)$$

Wij zullen — het gebruik volgende — de snelheid van de electronenbundel kortweg in Volts uitdrukken, waarbij het spanningsverschil wordt bedoeld, dat volgens (30) met de energie overeenkomt.

Ten slotte meet men voor elke snelheid bij C het aantal aangeslagen toestanden dat per mA, per seconde en per cm van de bundel ontstaat. Hiertoe kan b.v. de lichtintensiteit gemeten worden, die de bundel bij C uitzendt, benevens de electronenstroom, welke door de meter M wordt aangewezen.

Wanneer men op deze wijze de ware aanslagfunctie wil meten, moeten er een aantal voorzorgen worden genomen, welke we allereerst willen bespreken.

Vrije weglengte van de electronen.

Wij wenschen, dat het aantal in C per cm van de bundel gevormde aangeslagen toestanden met de stroom ter plaatse en met de druk van het gas evenredig is. Hiervoor is noodig dat de productie van niveaux, teweeggebracht door electronen, welke reeds één keer gebotst hebben en welke dus niet meer de oorspronkelijke snelheid hebben, voldoende klein is t.o.v. de vorming door electronen, die voor het eerst botsen. Men kan aan deze voorwaarde voldoen, door de gasdruk niet te

hoog te kiezen. De vrije weglengte van de electronen moet daartoe grooter zijn dan de afstand GC . Voor neon is de vrije weglengte circa 10 cm bij 0,01 mm Hg , zoodat men de gasdruk niet grooter dan b.v. 0,03 mm Hg mag kiezen.

Meting van de stroom.

De electronen, welke in de kooi worden geschoten, treffen de wand bij P . Ten gevolge hiervan treden er weer electronen terug uit de wand. Voor groote snelheden kan dit aantal zelfs grooter zijn dan dat van de opvallende bundel. Behalve gereflecteerde treden er dan dus ook secundaire electronen op, welke wanneer de kooi niet volkomen veldvrij is, naar beneden diffundeeren en op R_1 terecht kunnen komen. Wil nu de meting van de stroom met M juist zijn, dan moeten deze terugverstrooide electronen de meter via de kooi bereiken. Een foutieve stroommeting door het niet meemeten van deze groep kan vermeden worden door een schot S in de kooi aan te brengen, waarboven dan een als het ware zwart lichaam voor electronen ontstaat. Bovendien is er een tweede rooster R_2 aangebracht, dat dezelfde potentiaal als de kooi heeft, en dat dus de electrostatische kracht, welke de electronen bij O tracht weg te trekken, sterk verkleint.

Een tweede foutenbron in de stroommeting treedt op wanneer electronen van G , buiten O om de kooi K kunnen bereiken. Ter vermijding van dit effect loopt het rooster R_2 door tot de glaswand, zoodat de weg is versperd voor dergelijke rondlopende electronen.

Ten slotte kan het voorkomen dat de electronenstroom grooter is dan door de meter wordt aangewezen n.l. als er een ionenstroom naar K loopt. Dit is het geval, wanneer $V_2 < V_1$. De electronen worden nu tusschen R_1 en R_2 geremd. De ionen echter, welke tusschen deze twee roosters zijn gevormd, worden juist naar de kooi toe versneld. Deze ionenstroom kan voor hogere drukken een zeer belangrijke fractie van de totale stroom uitmaken, zooals we op blz. 69 nog aan een voorbeeld zullen toelichten.

Vorm van de bundel.

Voor het meten van aanslagfuncties is een behoorlijke evenwijdige bundel bij emissiemetingen wenschelijk, bij absorptiemetingen noodzakelijk. In het algemeen is echter de electronenbundel, welke in de kooi komt, divergent. Wanneer tusschen gloeidraad en kooi behalve R_2 nog een rooster R_1 wordt aangebracht, vormt deze combinatie een electronenlens, waarmee het mogelijk is door geschikte keuze de spanningen V_1 en V_2 een goede evenwijdige bundel te verkrijgen. Bovendien is de stroom in de bundel bij deze opstelling groter, hetgeen bij de lagere snelheden van belang is, omdat daar anders nog wel eens moeilijkheden door gebrek aan intensiteit van het in de bundel uitgezonden licht of van de absorptie kunnen ontstaan.

Snelheid van de bundel.

De snelheid der electronen v wordt door (30) gegeven. Deze vergelijking is juist indien er in de ruimte binnen de kooi geen electrostatisch veld heerscht. Om twee redenen is de kooi in het algemeen niet veldvrij:

a. De potentiaal van G en R_1 is niet gelijk aan V_2 , de spanning van het kooitje. Er dringen dus krachtlijnen van deze roosters uit de kooi binnen. Vooral in de buurt van O kan door dit verschijnsel een afwijkende snelheid ontstaan. Om een indruk te krijgen van de grootte van dit effect, werd het verloop van de equipotentiaalvlakken bepaald. Hiertoe werd een viermaal vergroot model van de kooi met de roosters gemaakt en in een bak met kopersulfaat geplaatst. Door op dit model wisselspanningen aan te leggen, evenredig met de werkelijke spanningen, werd met behulp van een sonde het veld in de oplossing afgetast en aldus het verloop van de equipotentiaalvlakken bepaald.

Het bleek, dat de invloed van R_1 en G op het potentiaalverloop in de kooi door het aanbrengen van R_2 voldoende werd verkleind.

b. De bundel electronen welke de kooi binnentreedt, vormt daar door zijn aanwezigheid een negatieve ruimtelading. Voor snelheden, welke hooger zijn dan de ionisatiespanning, ontstaan er ionen. Zoo kan men in de kooi dus zoowel een negatieve als een positieve ruimtelading verwachten. De afwijking van de ware snelheid van V_2 blijkt soms zeer duidelijk uit het feit dat de bundel niet bij de juiste spanning (de aanslagspanning) begint op te lichten maar veel later. Gewoonlijk

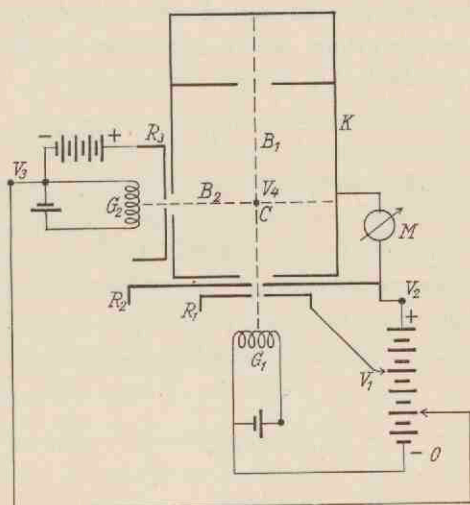


Fig. 13.

verschuift men de aanslagfunctie bij dergelijke metingen in de onderstelling, dat de ruimtelading een constante fout in de Voltschaal heeft. Ook, wanneer de lijnen wel bij de aanslagspanning optreden kunnen er toch bij grotere snelheden afwijkingen optreden doordat de ionenproductie eerst bij hogere spanningen begint.

Het is denkbaar deze storende ruimteladingen te vermijden door de stroomsterkte van de bundel tot nul te laten naderen. Daarmee echter wordt de lichtemissie of -absorptie evenredig kleiner, hetgeen dus op experimenteele grond de meting on-

mogelijk kan maken. Bovendien is het moeilijk te voorspellen hoever de stroom moet worden verzwakt.

In verband met deze kwesties scheen het geschikt, de snelheid van de bundel direct te meten, waardoor het mogelijk wordt metingen uit te voeren bij stroomen, waarbij de ruimtelading behoorlijk groot is en waarbij de waarneming dus vergemakkelijkt wordt door de grootere intensiteit.

§ 2. Meting van de electronensnelheid.

In fig. 13 is behalve de gebruikelijke hoofdbundel B_1 een zijbundel B_2 aangegeven, welke opgewekt wordt met behulp van een oxydkathode G_2 en een zijroostertje R_3 .



Fig. 14.

De spanning van R_3 t.o.v. G_2 wordt van te voren eens voor altijd ingesteld, zoodat bij kleine snelheden een goede bundel B_2 ontstaat.

We maken nu gebruik van de eigenschap, dat bundel B_2 , precies bij de aanslagspanning van het vulgas ophoudt licht uit te zenden. Zijn snelheid wordt geregeld door de potentiaal V_3 van G_2 in te stellen.

Wanneer nu aldus V_3 zoo wordt geregeld, dat de bundel B_2 in de kooi juist onzichtbaar wordt, weten wij dat zijn snelheid gelijk is aan de laagste aanslagspanning V_a van het gebruikte gasmengsel, welke bekend is.

We hebben, wanneer V_4 de potentiaal van het snijpunt van B_1 en B_2 is:

$$V_4 - V_3 = V_a$$

en tevens

$$V_4 = V$$

waarin V de snelheid van de hoofdbundel, die we wenschen te bepalen. Of:

$$V = V_a + V_3$$

Op deze wijze is het mogelijk met een nauwkeurigheid van ongeveer 1 Volt de snelheid van de electronenbundel te bepalen, ook wanneer deze bundel een weinig divergent is (10).

Fig. 14 geeft een voorbeeld van een dergelijke snelheidsmeting voor neon. Men ziet dat er een ruimtelading optreedt, welke met de snelheid van de electronen verandert.

Bij deze meting werd V_1 zooveel *groter* als V_2 gekozen dat steeds een mooie evenwijdige bundel optradt. Tabel II geeft de waarden van V_1 en V_2 .

TABEL II.

V_1	V_2
63 Volt	30 Volt
85 "	40 "
100 "	50 "
125 "	60 "
125 "	70 "
125 "	80 "
125 "	90 "
125 "	100 "

Fig. 15 geeft een tweede voorbeeld, waarbij V_1 voor de hoogere snelheden *lager* was dan V_2 en de kooistroom niet te groot.

Thans is de afwijking van de ware snelheid zeer gering.

Door vergelijking van fig. 14 en fig. 15 blijkt, hoe groot de invloed van V_1 op de ware snelheid van de bundel kan zijn.

TABEL III.

V_1		V_2
54	Volt	30 Volt
54	"	40 "
24	"	50 "
$23\frac{1}{2}$	"	60 "
12	"	70 "
0	"	80 "
0	"	90 "
0	"	100 "

We merkten reeds op dat als $V_1 > V_2$ is, positieve ionen in de kooi worden geschoten. Fig. 14 levert het direkte bewijs dat deze ionen een groote ruimtelading kunnen veroorzaken. Men ziet dat het verschil van de ware snelheid en de aanwijzing van de Voltmeter maximaal is wanneer ook het verschil van V_1 en V_2 het grootst is, waarmee het aantal naar binnen geschoten ionen direkt evenredig is.

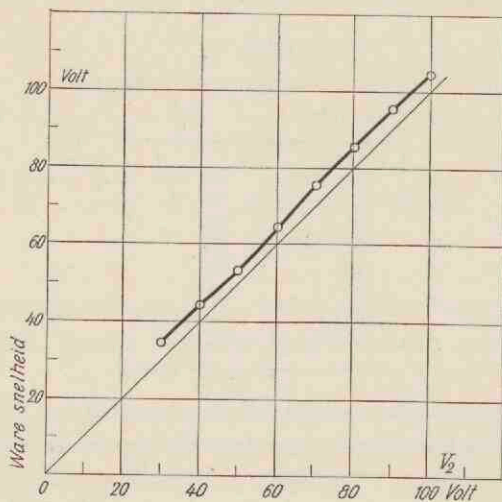


Fig. 15.

Om deze bewering nog nader te verifiëren, geven we in fig. 16 de resultaten van een experiment, dat speciaal hiervoor was opgezet. De spanning op de kooi V_2 werd constant gehouden, terwijl die op het eerste rooster, V_1 gewijzigd werd.



Fig. 16.

Men leest uit de figuur af, dat de ruimtelading voor $V_1 < V_2$ slechts weinig verandert. Zoodra V_1 echter V_2 is gepasseerd, ontstaat er een positieve ruimtelading, welke evenredig met het spanningsverschil tusschen de roosters toeneemt.

HOOFDSTUK III

APPARATUUR EN METINGEN

§ 1. Aanslagbuis.

Volgens de beginselen, welke in het vorige hoofdstuk ontwikkeld zijn, werd een kooitjesbuis gebouwd, die we aan de hand van fig. 17 bespreken. In een hard glazen buis bevinden zich twee electronenbundels B_1 en B_2 . De electronen van de eerste gaan uit van een gloeidraad G_1 , welke bestaat uit een spiraal van platina, die, na verkoperd te zijn, op de bekende wijze werd voorzien van een mengsel van *Ba* en *Sr*-zouten, aangemengd met water. Over de geheele lengte van de gloeidraad staat een spanning van ongeveer 1,2 Volt, zoodat de onbepaaldheid in de electronensnelheid tengevolge van het spanningsverval langs de gloeidraad circa 0,3 Volt bedraagt. Dit type gloeidraad werd in verband met haar, zelfs bij groote electronenemissie, groote levensduur gekozen. Om bij het doorbranden van de gloeidraden deze snel te kunnen verwisselen, werden de toevoerdraden door zijbuizen ingevoerd. Bij een dergelijke manipulatie kan de tamelijk bewerkelijke brug *A* dus gespaard blijven.

De hoofdbundel wordt gevormd door electronen, welke na de roosters R_1 en R_2 gepasseerd te zijn, de kooi in het midden doorloopen. Deze kooi is met behulp van glasstaafjes geïsoleerd bevestigd aan de koperen plaat R_2 , waaraan tevens het rooster R_1 is bevestigd. De stroomtoevoerdraden van R_1 en R_2 passeeren de brug *A*, terwijl een glazen buisje *L* een aldus behoorlijk afgeschermd draad naar de kooi voert; der-

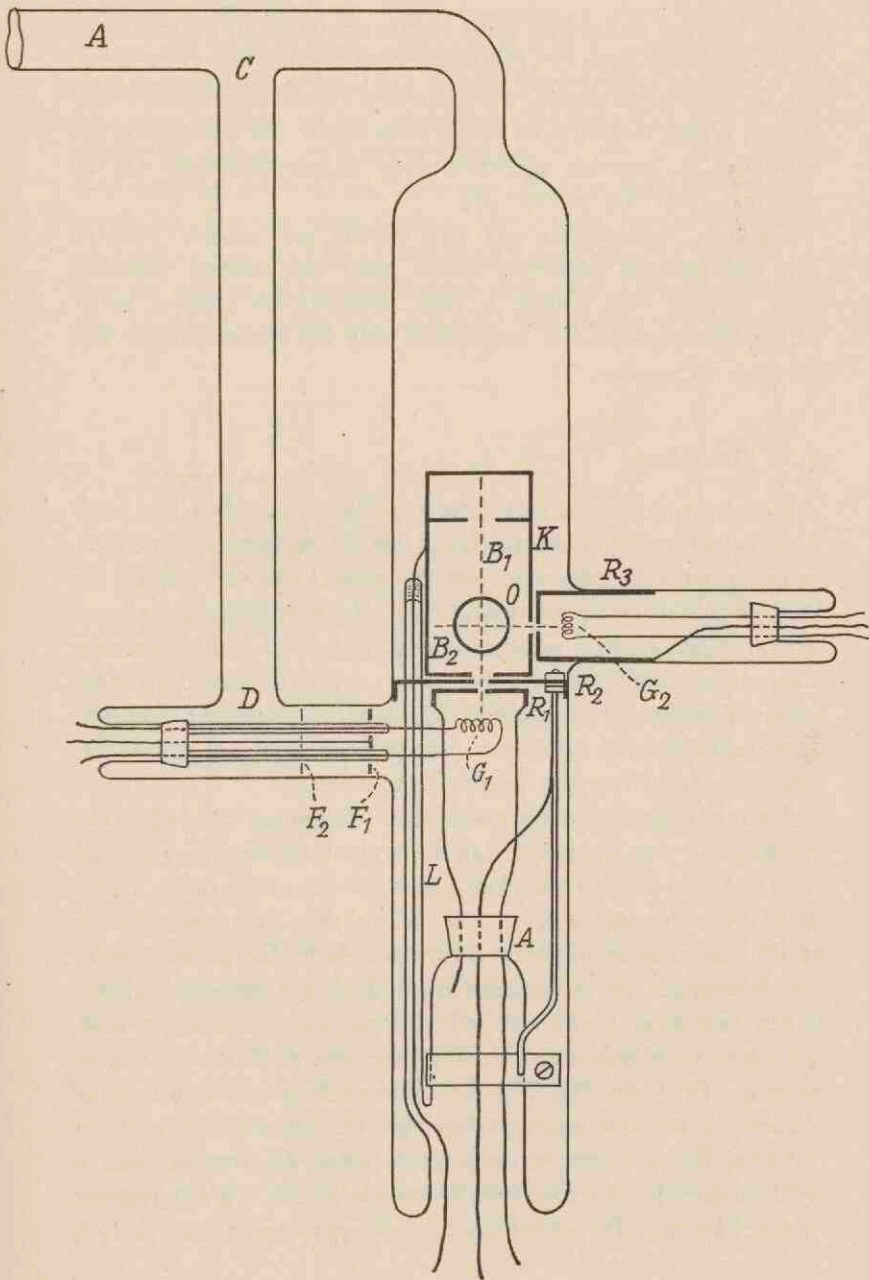


Fig. 17.

halve kunnen onderweg geen electronen worden opgevangen. In de kooi zijn twee cirkelvormige openingen O met een straal van 0,75 cm uitgespaard, welke de lichtbundel doorlaten, waarmee de absorptiemetingen wordt uitgevoerd. De electronen van zijbundel B_2 worden geleverd door de oxydkathode G_2 en versneld door het rooster R_3 .

De buis A voert via een vat, gevuld met actieve kool en een met apiëzon ingevette kraan, naar een ruimte, waarmee door middel van eenige kranen, behalve de glazen kwikdiffusiepompjes en een kenometer, ook het neonreservoir kan worden verbonden.

§ 2. Ontgassen.

Alvorens de beschreven buis in gebruik genomen kan worden, moeten zoowel de glaswand als de metalen onderdeelen grondig worden ontdaan van de geoccludeerde gassen. In kooitjesbuizen is de gasdruk laag; elke verontreiniging heeft derhalve een relatief groote invloed. Dit geldt in het bijzonder voor metastabiele atomen, die, zooals we in de Inleiding reeds vermeld hebben, zeer gevoelig zijn voor bijmengsels, waaraan ze gemakkelijk bij botsingen hun energie afstaan, zoodat ze aan de absorptiemeting zouden ontsnappen.

Nadat de buis met de pomp was verbonden en gedurende eenigen tijd was gepompt, daalde de druk na ongeveer zes uur tot 10^{-6} mm Hg en was het z.g. kleefvacuum bereikt. Thans werd een electriche oven om de geheele buis aangebracht en de temperatuur opgevoerd tot circa 300° . De gassen, welke uit de wanden en de metalen onderdeelen vrijkomen, veroorzaken een stijging van de druk. Na ongeveer een week onafgebroken verwarmen en overdag pompen, daalt de druk weer beneden 10^{-6} mm Hg . Na deze behandeling van de buiswand komen de metalen onderdeelen aan de beurt om ontgast te worden. Bij de eerste experimenten werd de oven uitgeschakeld en voerden we met behulp van de in Fig. 18 aangegeven schakeling via de potentiometers P spanningen toe aan de

roosters en de kooi. In elke toevoerdraad werd behalve een meter, een contr lelamp opgenomen. De tengevolge van het electronenbombardement optredende verwarming geeft van tijd tot tijd aanleiding tot het plotseling vrijkomen van groote hoeveelheden gas, welke boogontladingen van betrekkelijk groote stroomsterkte verwekken. Wanneer deze ontladingen niet onmiddellijk worden onderbroken, worden de roosters te warm en smelten weg. Dit werd verhinderd door de schakelaar S_1 te openen, zoodra de contr lelampen oplichtten. Daarmee werden alle stroomen tegelijk uitgeschakeld. Na eenige tijd ontgassen

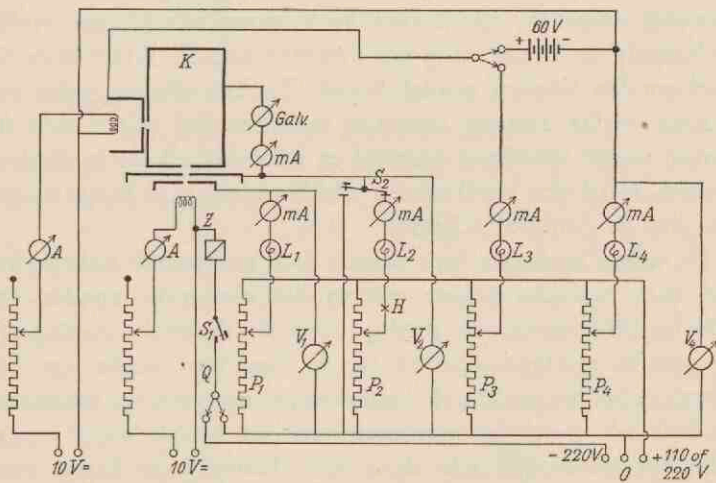


Fig. 18.

kunnen de verschillende spanningen steeds hoger worden opgevoerd zonder dat bogen gevormd worden. Door Q van 0 naar -220 Volt om te schakelen, kunnen de aan de roosters opgelegde spanningen verhoogd worden tot maximaal 440 Volt. Bij dergelijk hoge spanningen werden de roosters R_1 en R_2 tenslotte roodgloeiend.

De aldus behandelde buis bleek na eenigen tijd niet voldoende ontgast te zijn. De gassen, welke bij het verwarmen van de metalen onderdeelen vrijkwamen, waren blijkbaar weer

door de glazen wand opgenomen en kwamen nu gedurende de experimenten weer vrij. Daarom werd het ontgassen van het metaal nog eens herhaald terwijl tevens de oven ingeschakeld was. Op deze wijze werden roosters en wand *tegelijk* gereinigd, zoodat het stuuvertjewisselen van het gas voorkomen werd. Gedurende het ontgassen van de hoofdbuis werd ook het vat met actieve kool verwarmd. Het reinigingsproces kan als afgelopen worden beschouwd, wanneer de ontlading weinig of geen licht meer in de kooi veroorzaakt.

Vervolgens werd de buis met neon van gewenschte druk gevuld en werd de kool gedurende elke meting met vloeibare zuurstof omgeven, opdat eventueele verontreinigingen, welke gedurende het bedrijf nog vrij mochten komen, direct door de kool zouden worden geadsorbeerd. Ter beveiliging tegen explosies, welke kunnen ontstaan wanneer, bij breuk van de glazen wand, vloeibare zuurstof en kool met elkaar in contact komen, werd een geelkoperen afschermbus tusschengevoegd, die glas en zuurstof scheidde.

De aldus bewerkte buis leende zich gedurende onbepaalde tijd voor reproduceerbare meting der absorptie, zonder dat tusschentijds ontgassen noodig bleek. Bij de eerste poging om de buis te reinigen, trad er steeds tegen het einde van het proces in het brugje van de hoofdbundel een barst op, waardoor de buis lek werd; het springen van het brugje werd waarschijnlijk teweeggebracht door een plaatselijk te hooge verwarming door de sterke recombinate van de bij ontlading gevormde waterstofatomen aan de insmeltdraden. In elk geval trad dit euvel niet meer op, nadat in de buis de schotjes F_1 en F_2 benevens de extra pompbuis CD was aangebracht.

§ 3. Emissiebuis.

De absorptiemetingen aan het metastabiele s_5 -niveau werden uitgevoerd met behulp van de sterkste lijn, die op dit niveau uitkomt ($\lambda = 6402$). De positieve zuil van de ontladingsbuis A (Fig. 19), gevuld met neon van circa 10 mm Hg zendt deze

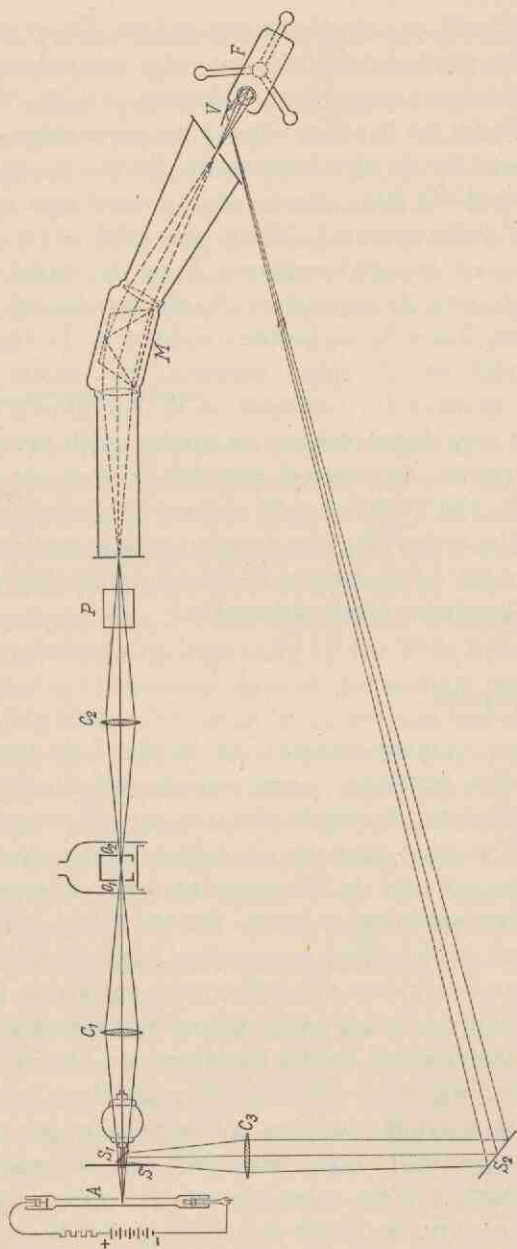


Fig. 19.

lijn zeer sterk uit en diende als emissiebuis. De oxydkathode van deze buis werd op constante spanning aangesloten, terwijl de buis zelf met een accumulatorenbatterij van 220 Volt werd bedreven. Nadat het licht door deze buis uitgezonden, de schijf *S*, gemonteerd op de synchroonmotor, boven de as was gepasseerd, werd het door lens C_1 op de openingen *O* van de aanslagbuis geconcentreerd. Vervolgens viel de straling via een lens C_2 en een omkeerprisma *P* op de spleet van een spectrograaf. Van de emissiebuis *A*, die horizontaal is opgesteld, worden dus scherpe beelden midden in de kooitjesbuis en in het vlak van de spleet gevormd. Het eerste beeld is horizontaal en staat dus loodrecht op de hoofdbundel, zoodat de absorptie over de breedte van de bundel wordt geïntegreerd. Het is gewenscht, dat zooveel mogelijk licht de spectrograaf binnentreedt. Het beeld van de emissiebuis in het spleetvlak moet dus liefst evenwijdig aan de spleet, d.w.z. verticaal staan. Hiertoe was het omkeerprisma *P* zoo opgesteld, dat de lichtbundel een kwartslag werd gedraaid.

§ 4. Spectrograaf.

Om uit het stralings-mengsel van bundel *I* de gewenschte golflengte af te zonderen, werd voor de fotocelversterker *F* een monochromator opgesteld, die dus zooveel mogelijk licht van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ moet doorlaten. Terwijl de lichtsterkte van een spectraalapparaat voor de fotografische methode evenredig is met zijn uittredeopening, is bij de fotoëlectrische een andere grootheid van belang. Een eenvoudige berekening leert, dat de lichtsterkte — afgezien van reflectie- en andere verliezen — recht evenredig is met het nuttig gebruikte oppervlak van het prisma, vermenigvuldigd met de hoekdispersie. De eerste spleet wordt daarom zoo wijd gekozen, als mogelijk is in verband met de meest storende naburige lijn, terwijl de uittredespleet vervolgens samenvallend met het beeld van de eerste spleet wordt opgesteld. Van de in het laboratorium aanwezige apparaten bleek een groote Fuess-spectrograaf het beste aan de

zoo juist geformuleerde eisch te voldoen. Op de plaats van het chassis werd een uit hard aluminiumblad vervaardigde kromme spleet opgesteld. De lichtsterkte van dit apparaat is voor ons doel viermaal grooter dan die van een kleine Fuess-spectrograaf, een tweemaal kleiner en gelijkvormig gebouwd apparaat, dat voor fotografische metingen even lichtsterk is. Wanneer het licht van de bundel I op de cel viel, gaf de galvanometer een uitslag, welke — omgerekend op een gevoeligheid van 500 Ohm — ongeveer twee meter bedroeg.

§ 5. Absorptiemetingen.

De voorloopige metingen werden uitgevoerd, door met de torsiekop van de galvanometer het beeld weer terug op de schaal te draaien (11). Het bleek mogelijk de absorptie, die in de kooitjesbuis optreedt, zij het ook met een betrekkelijk kleine nauwkeurigheid te meten. Afgezien van de schommelingen in de spanningen van het wisselstroomnet, waarmee de uitslag van de galvanometer evenredig is, bleek de neon-emissiebuis fluctuaties te vertoonen, die een behoorlijke meting van de optredende kleine absorpties in hooge mate bemoeilijkten. Ter vermindering van deze bezwaren werd de in § 6 blz. 19 reeds genoemde compensatieschakeling ingevoerd. Op de cel valt behalve het monochromatische licht, afkomstig van bundel I, een lichtbundel II, welke van hetzelfde punt van de emissiebuis uitgaat, de sector *onder* de as van de motor passeert, op een spiegeltje S_1 valt en vervolgens via een lens C_3 en een spiegel S_2 , buiten de spectrograaf om het witte vlakje V voor de cel belicht (fig. 19).

De punten, waar de bundels I en II de sector passeeren, liggen diametraal tegenover elkaar. Indien bundel I wordt doorgelaten, is bundel II afgesloten en omgekeerd. Hun fasen zijn dus onderling 180° verschoven. De uitslagen, welke de galvanometer voor elke bundel afzonderlijk geeft, zijn tegengesteld en kunnen met behulp van een fijn instelbaar diafragma gelijk gemaakt worden, wat de absolute waarde betreft.

Worden nu beide bundels tegelijk toegelaten, dan is de uitslag nul en kan men omschakelen op een gevoeligheid van 500 Ohm. Het blijkt dan doorgaans, dat het galvanometerbeeld min of meer is verbreed.

§ 6. Verbreed galvanometerbeeld.

Het op het eerste gezicht vrij merkwaardige verschijnsel, dat het beeld van de galvanometer verbreed wordt, laat zich verklaren, zoodra men wat nauwkeuriger het fasenverband beschouwt aan de hand van fig. 20.

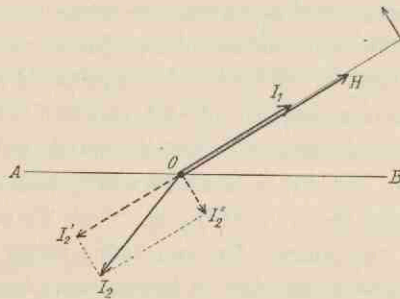


Fig. 20.

De wisselstroom, welke tengevolge van bundel I in het galvanometerspoeltje ontstaat, is voor het belangrijkste gedeelte opgebouwd uit een sinusvormige grondtoon van 50 perioden. (De galvanometer is bovendien alleen gevoelig voor deze frequentie.) Laat de wisselstroom van bundel I voorgesteld worden door de projectie van vector OI_1 op de horizontale lijn AB . We denken ons dus, dat het diagram van fig. 20 eenparig ronddraait met een omlooptijd van $1/50$ sec. De synchronomotor is zoo om zijn eigen as gedraaid (§ 5 blz. 19), dat de galvanometeruitslag maximaal is. We zien dus in, dat de vector OH , wiens projectie op AB het wisselveld van de galvanometer voorstelt, langs OI_1 valt.

Letten we nu op de wisselstroom, welke tengevolge van lichtbundel II door het galvanometerspoeltje loopt. Deze heeft, zooals we in § 5 besproken hebben, een phaseverschuiving van circa 180° ten opzichte van I, we kunnen deze stroom dus voorstellen door OI_2 . Wanneer de uitslag van bundel I

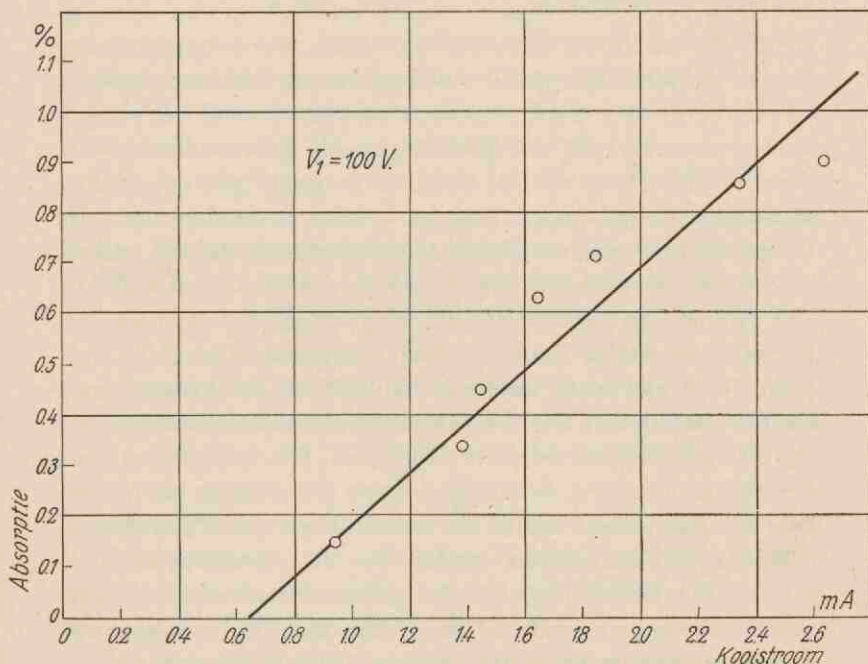


Fig. 21.

door bundel II gecompenseerd wordt, beteekent dit, dat OI'_2 , de projectie van OI_2 op OI_1H , gelijk is aan OI_1 . Uit de figuur blijkt, dat er nu toch in het galvanometerspoeltje een stroom OI_2'' overblijft, die weliswaar geen permanente uitslag veroorzaakt, maar zich toch manifesteert in een verbreding evenredig met het gelijkstroomveld van het instrument. Deze verbreding van het lichtbeeld hangt dus samen met het niet precies in elkaars verlengde liggen van OI_1 en OI_2 , dus met

het niet op één lijn liggen van de motoras en de snijpunten van de lichtbundels I en II met de draaiende sector. Om de verbreding op te heffen, is dus een kleine verschuiving van de synchronomotor loodrecht op de twee lichtbundels voldoende. Aangezien men niet van te voren kan weten naar welke zijde de motor verschoven moet worden, laat zich deze instelling het eenvoudigst uitvoeren met behulp van de seinsleutel S_2 van fig. 2, waarmee een kleine weerstandsverandering in de veldketen wordt teweeggebracht. Het neerdrukken van S_2 verzwakt, zooals we reeds hebben vermeld het wisselveld een weinig. Bij een goed ingestelde galvanometer heeft deze vermindering van de veldsterkte geen invloed op den stand van het galvanometerbeeld. Immers de uitslag was juist tot nul gecompenseerd. Naast de verzwakking van het wisselveld heeft neerdrukken van S_2 echter een kleine verandering van de fase van het wisselveld tengevolge, die we in fig. 20 kunnen voorstellen door een kleine draaiing van OH . Dan staat OI_2'' niet meer loodrecht op OH en de galvanometer slaat evenredig met OI_2'' , de vector, welke ook de verbreding van het galvanometerbeeld bepaalde, uit. Het eenige, wat men dus te doen heeft om de verbreding op te heffen, is het motorhuis te verschuiven, totdat het neerdrukken van S_2 in de gecompenseerde stand geen uitslag van de galvanometer meer veroorzaakt. Dan is dus tevens het galvanometerbeeld volkomen scherp. Bovendien heeft nu een kleine draaiing van het veld van de synchronomotor geen invloed meer op de grootte van de waargenomen absorptie. Een dergelijk effect kan nl. wel voorkomen, wanneer er in de drie takken van het wisselstroomnet kleine faseverschuivingen voorkomen. Indien men deze volkomen zou willen elimineeren — bij het Utrechtsche net was dit overbodig —, is het voldoende de derde toevoerdraad van de synchronomotor, nadat deze eenmaal op gang is gekomen, te verbreken. Dan zijn dus synchronomotor en wisselveld beide op dezelfde twee takken aangesloten en volgen de faseveranderingen op dezelfde wijze.

§ 7. Voorproeven.

Wij zijn thans zoover gekomen met de bespreking van de opstelling, dat we kunnen overgaan tot de beschrijving van de absorptiemetingen.

Wanneer de uitslag van de galvanometer werd waargenomen, indien de kooitjesbuis werd ingeschakeld, bleek de galvanometer in de gecompenseerde absorptieschakeling een uitslag te vertoonen, welke overeenkomt met ongeveer 0,1 à 1 %. Allereerst diende te worden onderzocht of deze uitslag correspondeert met de ware absorptie in de buis.

Wanneer de kooitjesbuis n.l. in bedrijf wordt gebracht, zal de bundel behalve metastabiele atomen, die tot absorptie aanleiding kunnen geven, ook licht uitzenden, dat een stroom door de fotocel doet lopen. Afgezien van het feit, dat deze lichtemissie betrekkelijk zwak is, was de opstelling zoo gekozen, dat dit licht onder geen enkele omstandigheid de galvanometeruitslag kon beïnvloeden. Uit fig. 19 blijkt, dat het licht van de electronenbundel, dat op de cel valt via de spectrograaf, in tegenstelling tot het licht van de neonemissiebuis, de draaiende sector niet heeft gepasseerd en dus niet tot een wisselstroom voert, die versterkt kan worden. Wanneer de isolatieweerstand van condensator C_1 (fig. 2) voldoende groot is, wordt de aanwezigheid van het emissielicht zelfs in de spanning op het eerste rooster al niet meer teruggevonden.

Om deze bewering te toetsen, werd de absorptie van de kooitjesbuis gemeten voor lijnen, welke niet op een metastabiel grondniveau eindigen, waarvoor men dus geen absorptie kan verwachten. De aldus bepaalde absorptie bleek inderdaad nul te zijn, echter alleen, wanneer de emissiebuis en de kooitjesbuis op volkomen gescheiden batterijen werden gevoed. Indien er niet aan deze voorwaarde is voldaan, kan de verandering van de belasting van een gemeenschappelijke batterij bij het in- of uitschakelen van de kooitjesbuis een verandering van de intensiteit van de emissiebuis veroorzaken, welke ten onrechte voor absorptie zou kunnen worden gehouden. Voor de voeding

van de gloeidraad van de emissiebuis werd bij de eerste metingen wisselstroom gebruikt. Deze veroorzaakte echter een rimpel in de lichtemissie, zoodat de galvanometer reeds uit-sloeg op bundel I bij stilstaande synchroonmotor! Wanneer de gloeidraad met gelijkstroom gevoed werd, verdween deze uit-slag volkomen. Toch is er in de registratielijnen, verkregen, wanneer bundel I al of niet de cel bereikte, bij rustende motor wel degelijk een verschil te zien. De schommelingen in de uit-slag zijn in het tweede geval toegenomen. Deze toename van de schommelingen hangt samen met het geruisch, dat de betrek-kelijk groote fotostroom in de eerste keten teweegbrengt. De grootte van dit geruisch wordt bepaald door de toename van \bar{u}^2 van de galvanometer. Zooals deze grootheid, voor het aandeel van de Brownsche beweging, voorgesteld kon worden door (24 SV), laat zich op analoge wijze een uitdrukking vin-den voor dit schrooteffect, welke luidt: (verg. (3), (4) en (5))

$$\bar{i}^2 = \frac{i e_1}{\tau} \times \frac{\pi^3}{16} \dots \dots \dots (31 SV)$$

We moeten echter bedenken, dat telkens, wanneer een electron in de fotocel wordt vrijgemaakt, er door de versterking in de cel zelf, gemiddeld tien in de eerste keten loopen. Deze tien electronen treden gelijktijdig op en we moeten dus invullen $e_1 = 10e^*$). De $\sqrt{\bar{u}^2}$ welke volgens (22 SV) in verband met de Brownsche beweging ontstaat, bedraagt volgens blz. 39 1,1 mm. De $\sqrt{\bar{u}^2}$ welke op rekening van het genoemde schrooteffect kan worden gebracht, bedraagt volgens (31 SV) en tabel I blz. 23: 0,8 mm. Het schrooteffect heeft dus reeds een merkbare invloed ten opzichte van het eerstgenoemde geruisch. Terwijl fig. 7a de rimpel van de Brownsche beweging weer-geeft, ziet men uit fig. 7b, hoe inderdaad, wanneer de cel

*) Tengevolge van de spreiding in het aantal electronen, dat per primair electron vrijkomt, is het geruisch wat sterker. Vergel. *Penning* en *Kruithof* (12). Ook het lekken van de cel kan het geruisch verhoogen.

wordt ingeschakeld en het licht wordt toegelaten, de rimpel vergroot is. Uit deze beschouwingen volgt, dat het gemiddelde kwadraat van de uitslag dus reeds al mede bepaald wordt door de *statistische fluctuaties van het aantal door de cel waargenomen lichtquanten*.

Het heeft dus weinig zin de weerstand R (Fig. 10) nog verder te verhoogen om de invloed van de Brownsche beweging te verminderen.

§ 8. Visueele metingen.

Gedurende de voorloopige waarnemingen werd de uitslag van de galvanometer eenige malen afgelezen, wanneer met de seinsleutel S_2 (fig. 18) de bundel al of niet werd toegelaten tot de kooi. Het bleek echter, dat de aldus bepaalde uitslagen te klein werden afgelezen, indien de uitslag niet eenige malen grooter was dan de onregelmatige schommelingen van de galvanometer. Om dit aan de subjectieve waarneming te wijten effect te elimineeren, werden alle definitieve metingen fotografisch geregistreerd. Een voorbeeld van een dergelijke absorptiemeting geeft fig. 9. Naast de kromme, beschreven door de galvanometer, welke herkend kan worden aan de onregelmatige fluctuaties tengevolge van het schrooteffect, merkt men een tweede kromme op, welke de electronenstroom naar het kooitje registreert. Hieruit kunnen dus, behalve de kooistroom zelf, de momenten worden afgelezen, waarop de absorptie begonnen of geëindigd is. Dit is van belang voor het waarnemen van kleine absorpties, waarbij de uitslagen dikwijls van de orde van de onrust van de galvanometer zijn.

§ 9. Richten van de bundel.

Nadat dus op deze wijze alle apparaten, welke de kooitjesbuis omringen, op hun juiste werking waren getoetst, kwam de absorptiebuis zelve aan de beurt. Wanneer men wenscht, dat de absorptie evenredig is met het aantal door de bundel

gevormde metastabiele atomen, moet de vorm van de bundel bij de verschillende metingen niet veranderen. Immers alleen dan is de dichtheidsverdeling van de aangeslagen atomen in de kooi dezelfde en kan de totale absorptie evenredig zijn met de concentratie in een willekeurig punt. Derhalve werd de bundel door de spanning op het eerste rooster te regelen zoo-veel mogelijk evenwijdig gemaakt. Bovendien bleek het noodig — de gloeikathode was gedurende het ontgassen een weinig excentrisch gezakt — door middel van een hulpelectromagneet de bundel in de as van de buis te richten.

§ 10. Lineariteit.

De metastabiele atomen, welke in de bundel worden gevormd, vliegen met de snelheden, welke ze tengevolge van de warmtebeweging vóór de aanslag hadden, uit de bundel en botsen vervolgens tegen de wand, indien hun vrije weglengte althans voldoende groot is. De geheele kooi is dus gevuld met metastabiele atomen. Terwijl de lichtemissie in een kooitjesbuis hoofdzakelijk in de bundel optreedt, kan de absorptie dus overal worden verwacht. De hoeveelheid licht, welke in een bepaald volumeëlement wordt geabsorbeerd, is evenredig met de intensiteit van het opvallende licht ter plaatse van de absorptie. Terwijl men dus bij emissiemetingen kan integreeren, is een analoge methode in ons geval alleen mogelijk, indien alle partieele absorpties in de verschillende volumeëlementen, welke door het opvallende licht worden doorstraald, mogen worden opgeteld. Dit is het geval, wanneer voor elke lichtstraal de absorptie voldoende klein ($< 10\%$) is in het golflengtegebiedje midden in de lijn, waar de absorptie maximaal is. Alleen dan is het mogelijk uit waarnemingen, waarbij de totale verzwakking van een spectraallijn wordt gemeten, zinvolle conclusies te trekken. Om na te gaan of er voldaan is aan deze voorwaarden, is het derhalve niet voldoende te constateeren, dat de gemeten absorptie klein is; immers deze grootte is steeds kleiner dan de maximale

absorptie, welke in de bundel optreedt. Door de absorptie als functie van de electronenstroom bij constante snelheid te meten (*lineariteitskromme*), kan men het gestelde doel echter wel bereiken. Immers alleen, wanneer alle partieele absorpties op-

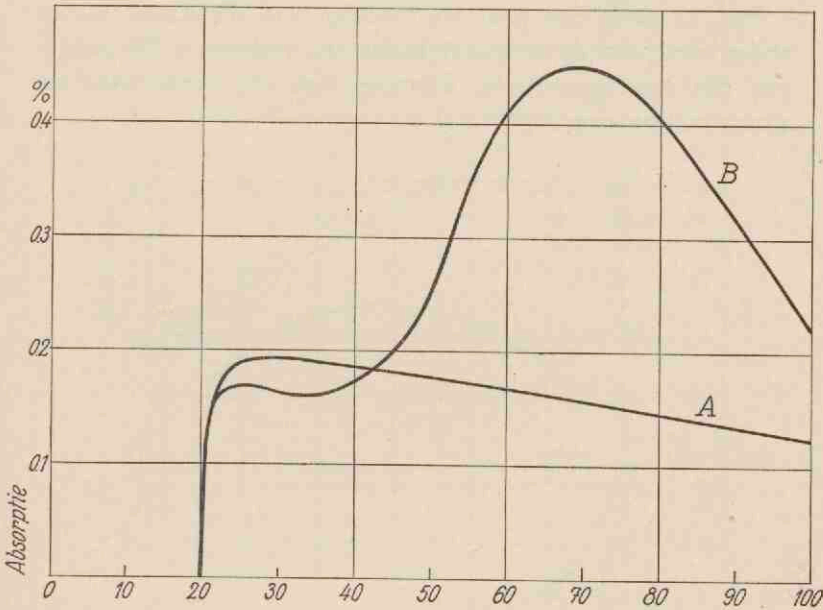


Fig. 22.

geteld mogen worden, is de absorptie recht evenredig met het aantal metastabiele atomen. Fig. 24 toont het resultaat van een hiertoe uitgevoerde meting voor electronen van 50 Volt. De spreiding van de meetpunten komt ongeveer overeen met wat men kan verwachten uit de onrust van de galvanometer en de meettijd (1 min.).

§ 11. Bepaling van de aanslagfunctie.

Door nu de absorptie als functie van de spanning op de kooi te meten, kon de relatieve aanslagfunctie van het s_5 -niveau

gemeten worden. Met de hulpmagneet en een geschikte keuze van V_1 werd de bundel voor elke V_2 zooveel mogelijk evenwijdig gemaakt. De ware snelheid van de electronenbundel werd door middel van de zijbundel op de in hoofdstuk II beschreven wijze bepaald.

Fig. 22 geeft een paar voorbeelden van resultaten, welke onder verschillende omstandigheden zijn verkregen. De metingen zijn reproduceerbaar, wanneer men alle spanningen en stroommen opnieuw instelt.

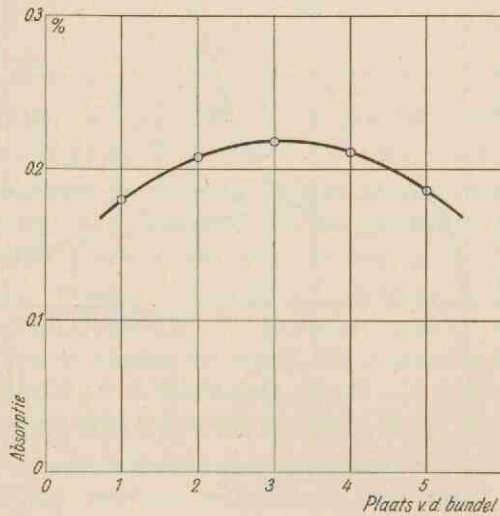


Fig. 23.

Hoewel onder het meerendeel der omstandigheden krommen van het type *A* verkregen werden, bleek het mogelijk ook krommen, waarvan *B* een voorbeeld is, te verkrijgen. Niet-tegenstaande de bundel steeds tamelijk wel evenwijdig was, in het bijzonder bij de grootere snelheden, zou men geneigd kunnen zijn het verschil van type *A* en *B* toe te schrijven aan een verandering in vorm van de bundel. Teneinde dit nader te toetsen werd een serie absorptiemetingen gedaan bij verschillende standen van de bundel. In fig. 23 is de absorptie

opgenomen voor een aantal stroomen door de hulpmagneet. Hoewel er inderdaad eenige invloed valt waar te nemen, is deze niettemin betrekkelijk gering. Voor den middelsten stand

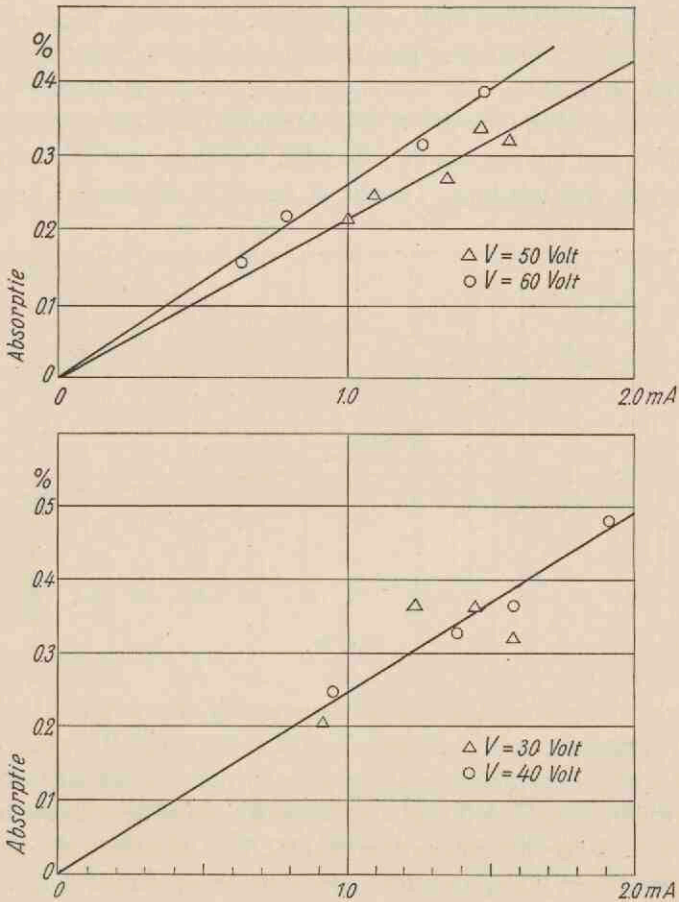


Fig. 24.

van de bundel, waarop steeds werd ingesteld, is de absorptie niet belangrijk hooger dan een weinig zijwaarts.

Een criterium voor de juistheid van een meetpunt is te vinden aan de hand van een lineariteitskromme, opgemaakt

voor de snelheid, die bij het meetpunt behoort. Deze lineariteitskromme werd nu opgenomen voor *alle* punten van de krommen *A* en *B*, zie resp. fig. 24 en 21. Terwijl voor de aanslagkromme van het type *B* alleen bij de laagste snelheden een lineair verband tusschen absorptie en kooistroom bestaat, is dit steeds het geval voor metingen van het type *A*. Vervolgens bleek, dat de abnormaal hoge absorpties van type *B* optreden voor $V_1 > V_2$. Metingen van de electronensnelheid met behulp van de zijbundel, wezen op een zéér sterke positieve ruimtelading. Terwijl in geval *A* de bundel helder

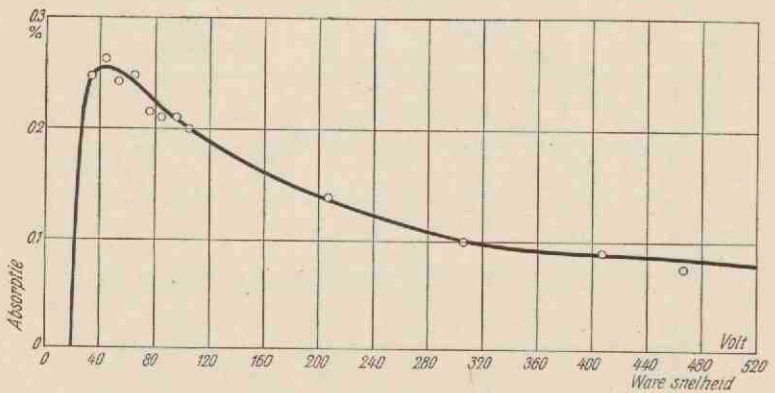


Fig. 25.

oplicht, in tegenstelling met zijn omgeving, die weinig of geen licht uitstraalt, geldt het omgekeerde voor geval *B*: vooral bij de hogere gasdrukken krijgt men de indruk van een ontlading, waarbij de geheele kooi oplicht. Niettemin wijst de milliampèremeter in de kooiketen een betrekkelijk lage stroomsterkte aan. Hiermede zijn we op weg het raadsel der twee vormen aanslagkrommen, op te lossen. De gereflecteerde en secundaire electronen, welke ontstaan aan het uiteinde van de bundel, loopen in normale omstandigheden eenige malen heen en weer in het zwarte lichaam of in de kooi zelf. De snelheid van de meeste electronen ligt beneden de aanslagspanning. Hun aanwezigheid beïnvloedt de optische metingen niet. Geheel anders

wordt de toestand echter, wanneer er — blijkens de snelheidsmetingen aan de bundel — in de kooi een sterke positieve ruimtelading heerscht. Dan worden de betrekkelijk langzame, verstrooide electronen in de zône van de ruimtelading getrokken en tot boven de aanslag- en ionisatiespanning versneld. Zij leveren nu een extra bijdrage tot de optische verschijnselen, welke geen parallel vindt in een grootere kooistroom. Bovendien is de snelheid van deze verstrooide electronen niet gelijk

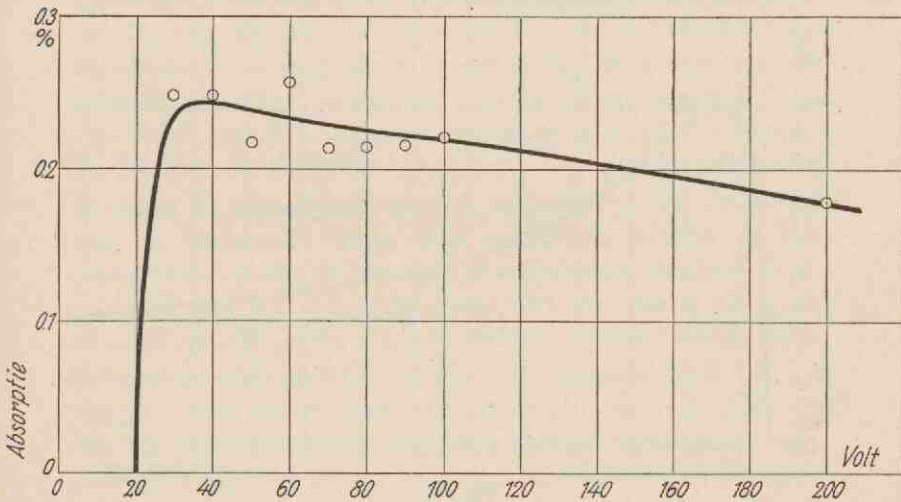


Fig. 26.

aan die van de hoofdbundel. We kunnen dus besluiten, dat metingen, waarbij groote positieve ruimteladingen optreden, welke gepaard gaan met een niet-lineair verband, onjuiste resultaten geven. De definitieve metingen zijn dan ook uitgevoerd met evenwijdige bundels, verkregen voor waarden van $V_1 < V_2$. Voor $V_2 > 50$ Volt. Bij deze waarden van V_1 worden bovendien geen ionen in de kooi geschoten, welke eventueel fouten in de meting van de stroom zouden kunnen geven.

Fig. 25 geeft de aanslagfunctie, gemeten bij een druk van

0,03 mm Hg. De gegeven punten vormen de gemiddelden van waarnemingen bij drie meetseries behoorend. In elke reeks metingen werd ieder punt van de uitslagfunctie vastgesteld door de helling van de lineariteitskromme. Fig. 26 geeft als voorbeeld de eerste meetreeks, waarbij de rechten van fig. 24 hooren. De spreiding van de punten van een lineariteitskromme, die dus alle berusten op een registratie als in fig. 9 is weergegeven, die gedurende 60 sec. werd verricht, bedraagt



Fig. 27.

circa $\frac{3}{100}$ % en is in overeenstemming met hetgeen verwacht wordt in verband met (24 SV) en (31 SV). Voor een meetpunt van de aanslagfunctie van fig. 26 dat op gemiddeld 4 à 5 punten berust, kan men dus een veel kleinere spreiding verwachten. De werkelijke spreiding is echter niet veel kleiner. Dit feit wordt veroorzaakt door de onzekerheid, welke optreedt bij het evenwijdigstellen van de bundel met behulp van V_1 en de hulpmagneet. Gedurende een lineariteitsmeting wordt de vorm van de bundel weinig of niet gewijzigd, zoodat deze oorzaak van spreiding hier niet of nauwelijks optreedt. De fouten in de instelling van de bundel zijn — met uitzondering

van die voor de kleinste snelheden — in hoofdzaak niet systematisch van aard en kunnen dus door middelen worden verkleind, zooals in fig. 25 is geschied.

§ 12. Variatie van de druk.

Het gebied van de druk van het neon, waarbij behoorlijke metingen mogelijk zijn, is klein. Aan de eene kant mag de vrije weglengte voor electronen niet te gering en de druk dus niet te groot worden. Deze weglengte bedraagt voor $p = 0.03$ mm Hg nog slechts 3 cm. Anderzijds moet de waargenomen absorptie een uitslag geven, grooter dan de onrust van de galvanometer. De beschreven meting werd uitgevoerd bij $p = 0.03$ mm Hg, waar de maximale absorptie weliswaar slechts 0.26 % bedraagt, maar toch nog goed meetbaar is. Wanneer de metastabiele atomen op hun weg van de bundel naar de kooiwand weinig kans op botsing hebben, is hun concentratie en dus de absorptie evenredig met de druk. Voor een druk van het gas kleiner dan 0.02 mm Hg is de meetnauwkeurigheid gering. Daarom hebben we een tweede meetreeks uitgevoerd bij 0.06 mm Hg. Het resultaat biedt fig. 27, waaruit blijkt, dat de vorm dezelfde is als voor $p = 0.03$ mm Hg. De vrije weglengte (0,3 cm) van de metastabiele toestanden is echter te gering om nog evenredigheid van absorptie en druk te mogen verwachten. De verhouding blijkt ongeveer 2.6 te zijn.

Wanneer de druk zoo groot is geworden dat een metastabiel atoom vele botsingen uitvoert, voor het de wand bereikt, kunnen we de concentratie beschrijven met een diffusievergelijking. In het tusschengebied, waar de vrije weglengte vergelijkbaar is met de afmetingen van de kooi, is de oplossing niet bekend.

Voor het geval het metastabiele atoom gemiddeld niet meer dan één botsing uitvoert, kan het verloop in gesloten vorm uitgedrukt worden. Wanneer er meer botsingen optreden, worden de rekeningen zeer veel gecompliceerder en kunnen nog slechts grafische methoden helpen b.v. op de grondslag

van een rekenmethode, zooals die is aangegeven door *Ornstein* voor lichtverstrooiing (25).

Ten einde een inzicht in het verschijnsel te geven, willen we een kleine excursie maken naar het ééndimensionale geval.

\vec{N}_+ moge de concentratie der atomen zijn, die zich op de positieve as naar rechts bewegen,

\overleftarrow{N}_+ moge de concentratie der atomen zijn, die zich op de positieve as naar links bewegen,

\vec{N}_- moge de concentratie der atomen zijn, die zich op de negatieve as naar rechts bewegen,

\overleftarrow{N}_- moge de concentratie der atomen zijn, die zich op de negatieve as naar links bewegen,
dan geldt:

$$-\frac{d\vec{N}_+}{dx} - \frac{1}{2\lambda} \vec{N}_+ + \frac{1}{2\lambda} \overleftarrow{N}_+ = 0$$

$$\frac{d\overleftarrow{N}_+}{dx} - \frac{1}{2\lambda} \overleftarrow{N}_+ + \frac{1}{2\lambda} \vec{N}_+ = 0 \text{ voor } 0 < x < l$$

en

$$\frac{d\overleftarrow{N}_-}{dx} - \frac{1}{2\lambda} \overleftarrow{N}_- + \frac{1}{2\lambda} \vec{N}_- = 0,$$

$$-\frac{d\vec{N}_-}{dx} - \frac{1}{2\lambda} \vec{N}_- + \frac{1}{2\lambda} \overleftarrow{N}_- = 0 \text{ voor } -l < x < 0,$$

waarbij om de analogie met het driedimensionale geval goed te doen uitkomen de kans op een botsing naar rechts en naar

links even groot is gekozen. Na elke botsing nemen wij de kans om naar rechts of naar links te gaan even groot. De grensvoorwaarden zijn:

$$\overleftarrow{N}_+ = 0 \text{ voor } x = l$$

$$\overrightarrow{N}_- = 0 \text{ voor } x = -l$$

$$\overrightarrow{N}_+ - \overrightarrow{N}_- = \frac{q}{2v}$$

en $\overleftarrow{N}_- - \overleftarrow{N}_+ = \frac{q}{2v}$ voor $x = 0$.

Uit de oplossing volgt:

$$N = \overrightarrow{N} + \overleftarrow{N} = \frac{q}{2v\lambda} (\lambda + l - |x|)$$

Het aantal atomen A , gelegen tusschen $-l$ en $+l$ is:

$$A = \frac{ql}{v} \left(1 + \frac{l}{2\lambda} \right)$$

Indien p de druk is, geldt $p = \frac{c}{\lambda}$

of
$$A = \frac{ql}{v} \left(1 + \frac{l}{2c} p \right) \dots \dots \dots (32)$$

Voor kleine p is A praktisch onafhankelijk van p , terwijl voor groote p , A evenredig is met p , zooals ook uit de lineaire diffussievergelijking volgt met

$$D = 2v\lambda \dots \dots \dots (33)$$

HOOFDSTUK IV

DE ABSOLUTE AANSLAGFUNCTIE

§ 1. De absolute aanslagfunctie.

In het vorige hoofdstuk hebben we een aantal metingen beschreven, welke leidden tot de bepaling van de absorptie in het kooitje als functie van de electronensnelheid bij gegeven stroomsterkte en druk van het neon. Aangezien de absorptie evenredig is met het aantal gevormde metastabiele atomen, stelt het bepaalde verband de aanslagfunctie van het metastabiele s_5 -niveau voor. We moeten ons nu goed voor oogen stellen, dat hier dus een kromme werd gevonden, waarbij alleen verhoudingen een wezenlijke beteekenis hebben. Men kan b.v. uit fig. 25 aflezen, dat de productie van de metastabiele atomen bij 40 Volt tweemaal zoo groot is als bij 230 Volt. Het is dus de z.g. relatieve aanslagfunctie. De eerste aanslagfuncties, welke er door middel van emissiemetingen bepaald zijn, waren ook steeds van dit type. *) Uit de vorm van de krommen kan men reeds conclusies trekken over het type niveau, dat wordt aangeslagen. Ook is het mogelijk aan de hand van dit soort gegevens iets te weten te komen omtrent het verloop van de snelheidsverdeeling van de electronen in verschillende ontladingsvormen.

Nadat zich naast de monochromatische, de heterochromatische fotometrie had ontwikkeld, hebben vele onderzoekers

*) Samenvatting van de metingen. Zie Landolt-Börnstein, 3e Ergänzungsband II.

zich erop toegelegd de intensiteitsverhoudingen te bepalen van de lijnen, welke in kooitjesbuizen optreden. Hierdoor is het mogelijk geworden de aanslagkansen van de *verschillende* niveaux onderling te vergelijken. Zoo werd al vroeg gevonden, dat de aanslagkansen vanuit het grondniveau van twee termen zich verhouden als de overeenkomstige overgangswaarschijnlijkheden, een wet, welke ook voor groote snelheden theoretisch kan worden afgeleid.

Een volgende stap in de ontwikkeling is het meten van de *absolute* intensiteit van het licht, dat door 1 cm van de bundel per sec. in alle richtingen wordt uitgezonden. Door een dergelijke meting ligt dan de z.g. absolute aanslagfunctie vast. Wanneer de gemeten intensiteit nog door $h\nu$ gedeeld wordt, verkrijgt men het aantal quanten, dat per sec., per cm en per mA wordt uitgezonden bij de gegeven druk. Door om te rekenen op één electron kan het z.g. „Anregungsvermögen” bepaald worden. Wanneer tevens de werkzame doorsnede voor de betreffende electronensnelheid bekend is, kan zelfs de kans bepaald worden, dat een electron — gegeven, dat het botst — een lichtquant van bepaalde golflengte uitzendt. Deze grootheid kan *aanslagwaarschijnlijkheid* genoemd worden en ligt tusschen 1 en 10^{-4} .

Wij kunnen ons nu afvragen, of het mogelijk is uit de in het vorig hoofdstuk bepaalde relatieve aanslagfunctie iets te weten te komen omtrent de absolute aanslagfunctie. Wij willen dus b.v. de vraag stellen: hoe groot is bij gegeven snelheid en druk het aantal metastabiele atomen, dat per cm van de bundel en per mA gevormd wordt. Voor de oplossing van het analoge probleem bij de emissiemetingen van aanslagfuncties behoeft men daartoe, zooals we gezien hebben, slechts de absolute waarde van de intensiteit te kennen. Zoodra men dus in staat is, het licht van de kooitjesbuis te vergelijken met een of andere absoluut geijkte standaardlamp, is het probleem opgelost. Voor aanslagfuncties, welke uit absorptiemetingen bepaald worden, is de situatie aan de eene kant wat eenvoudiger, anderzijds veel ingewikkelder. De complicatie, samen-

hangend met de *absolute* emissiemeting, bestaat bij absorptiemetingen niet. In het laatste geval is het echter noodig, dat de *overgangswaarschijnlijkheid* van de absorptielijn in kwestie bekend is, een grootheid, welke bij de emissiemeting geen rol speelt. Er zijn echter meer verschillen. Naast een zekere kennis van de *vorm* van de emissielijn, moet zijn *breedte* bekend zijn.

§ 2. Berekening van de absolute aanslagfunctie uit absorptiemetingen.

Wanneer een rechthoekige, gelijkmatige bundel monochromatisch licht van de sterkte $I(\nu) d\nu$ (in erg/sec) door een ruimte valt, waarin absorbeerende atomen verdeeld zijn (concentratie $N(x, y)$), geldt, indien de absorptie klein is:

$$-\delta I(\nu) = I(\nu) d\nu \kappa(\nu) \frac{1}{y_0} \iint N(x, y) dx dy$$

waarin $\kappa(\nu)$ de absorptiecoëfficiënt voor licht van de frequentie ν is, x is een coördinaat in de richting van de bundel, y staat er loodrecht op, terwijl we onderstellen, dat de concentratie niet afhangt van de derde coördinaat, welke bij de verticale richting behoort en evenwijdig is aan de as van het kooitje, waarlangs de concentratie niet verandert. De breedte van de bundel is y_0 . $\kappa(\nu)$ is midden in de absorptielijn het grootst en valt ter weerszijden snel af, evenals dit het geval is voor de intensiteit van een emissielijn. De breedte van de absorptielijn in kooitjesbuizen wordt in hoofdzaak bepaald door de Dopplerbreedte. Laten we nu vervolgens continu licht door de beschreven ruimte vallen, waarvan de intensiteit binnen een frequentiegebied $\Delta\nu$ constant, en er buiten nul is, zoodat de totale sterkte I erg/sec bedraagt, dan kunnen we voor de totale geabsorbeerde hoeveelheid licht schrijven:

$$-\Delta I = \frac{I_0(\nu)}{\Delta\nu} \int \kappa(\nu) d\nu \cdot \frac{1}{y_0} \iint N(x, y) dx dy \dots (34)$$

Volgens de formule van *Einstein* geldt:

$$\int \kappa(\nu) d\nu = \frac{h\nu}{c} B.$$

De waarden van ν , waarvoor $\kappa(\nu)$ van nul verschilt, moeten dus geheel in het gebied $\Delta\nu$ liggen. Bij onze proeven werd als continu licht, de emissielijn, $\lambda = 6402$, van de positieve zuil van een neonontladingsbuis gebruikt. Een dergelijke lijn is door zelfabsorptie en eventueel Starkeffect verbreed, zoodat zijn top in het gebied, waar absorptie optreedt, als vlak kan worden beschouwd. Wij moeten dan nog zijn effectieve breedte $\Delta\nu$ kennen. Deze kunnen we in het (ν, I) -gebied definiëren als de breedte van een rechthoekig frequentiegebied, dat gelijke hoogte en oppervlak heeft als onze emissielijn.

§ 3. Berekening van $\iint N(x, y) dx dy$.

We denken ons de bundel als een lijnvormige bron van metastabiele atomen, in de as van het cilindervormige kooitje. Om een probleem te stellen, dat voor berekening vatbaar is, nemen we de bundel en het kooitje lang ten opzichte van de hoogte van de bundel opvallend licht. De metastabiele atomen verlaten de bundel met de snelheid, die ze even voor hun aanslag als neonatoom in den grondtoestand hadden en welke ze ontleenen aan de temperatuurbeweging. Traden ze alle loodrecht op de bundel uit, dan zou de concentratie in de kooi zijn:

$$N = \frac{q}{2\pi\nu r}$$

waarin q het aantal per sec. en per cm gevormde metastabiele atomen, r de afstand van het beschouwde punt tot de as van de kooi en ν de snelheid der atomen is.

Daar de atomen gelijkmatig in alle richtingen loopen, moeten we de factor $\pi/2$ toevoegen. Voor $1/v$ mogen we zijn gemiddelde invullen, zooals dit voor neon van kamertemperatuur uit de Maxwellsche snelheidsverdeeling volgt:

$$\overline{\frac{1}{v}} = 2,3 \times 10^{-5}.$$

We vinden dus:

$$\iint N(x, y) dx dy = 0,57 \cdot 10^{-5} q \iint \frac{dx dy}{r} \dots \dots (35)$$

waarbij de laatste integraal over het gedeelte van het kooitje genomen moet worden, dat door het emissielicht wordt doorstraald. We moeten er nadrukkelijk op wijzen, dat deze afleiding van de onderstelling uitgaat, dat de metastabiele atomen op hun weg van de bundel naar de wand van de kooi niet botsen. Bij een druk van $p = 0,03$ mm is deze voorwaarde niet geheel vervuld. Bovendien is aangenomen, dat het atoom bij het treffen van de wand in de grondtoestand terugvalt.

Voor (35) vinden we in ons geval $6,3 \cdot 10^{-5} q$.

De kromme, welke de absorptie geeft als functie van de gasdruk bij constante q , is voor kleine p een horizontale rechte. Immers in dit geval is de vrije weglengte groot t.o.v. de afmetingen van de meetruimte. Voor groote druk is deze kromme een rechte, gericht naar de oorsprong (diffusie). Van het tusschengebied kunnen we slechts constateeren, dat de afgeleide niet daalt. Hieruit volgt, dat het verschil van de absorptie — op constante sterkte van de bron herleid — bij de drukken 0,03 en 0 mm niet grooter kan zijn dan dit verschil (voor 0,06 en 0,03 mm. In dit laatste geval bleek deze verhouding circa 1,3 (vgl. blz. 71) te zijn. *) De waarde van de absorptie bij een druk van 0 mm is dus minstens 0,7 van die bij 0,03 mm.

*) Immers bij 0,06 mm is q tweemaal zoo groot als bij 0,03 mm.

Wij schatten deze verhouding op 0,8. Dan wordt de waarde van (35) 20 % groter.

Men vergelijkte het eendimensionale geval, zie blz. 72.

§ 4. Berekening van B.

$$B = \frac{\lambda^3}{8\pi h} A \dots\dots\dots (36)$$

Kopfermann en Ladenburg (13) hebben voor vele lijnen van neon de relatieve waarden van de A 's bepaald met behulp van metingen van de a -normale dispersie. Door de somwet van *Thomas, Reiche en Kuhn* (14) toe te passen, schatten zij dan de absolute waarden en vinden:

$$\begin{aligned} A_{6402} &= 4 \times 10^7 \text{ of met (36):} \\ B_{6402} &= 6,5 \times 10^{19} \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

§ 5. Meting van $\Delta\nu$.

We hebben gezien, dat de intensiteit van het emissielicht in het frequentiegebied, waar de absorptie optreedt, constant dient te zijn om de gegeven vergelijking te mogen toepassen, terwijl we tevens $\Delta\nu$ moeten kennen. Om aan deze twee voorwaarden te kunnen voldoen, hebben we de emissielijn, $\lambda = 6402$, onderzocht met behulp van een echelon, waarvan men de beschrijving kan vinden bij *v. Geel* (15) en *Snoek* (16).

Wij volstaan met de opmerking, dat het kleinste oplosbare golflengteverschil $0,035 \text{ \AA}$ is in het gebruikte gebied, terwijl 1 mm op de plaat overeenkomt met $0,333 \text{ \AA}$. Het licht van de emissiebuis, afkomstig van hetzelfde gedeelte van de positieve zuil, waarmee de beschreven absorptiemetingen zijn uitgevoerd, werd met een kleine Fuess-spectrograaf op de spleet van de collimator van het echelon geprojecteerd, zoodat dit apparaat op de juiste wijze werd gevuld met licht van de golflengte 6402.

Voor de intensiteitsverdeeling in het vlak van de fotografische plaat, welke op geschikte wijze achter het trederooster kan worden opgesteld, geldt, wanneer er volkomen monochromatisch licht op de eerste spleet valt:

$$I = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \frac{\sin^2 \frac{k \pi g}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi g}{\lambda}} \dots \dots \dots (38)$$

k is het aantal treden, σ hun breedte, φ de buigingshoek, terwijl g het gangverschil is. We zien, dat de optredende intensiteitsverdeeling beschreven kan worden door een lijn van de vorm, bepaald door de tweede factor, waaroverheen door de eerste factor een zeker intensiteitsverloop wordt gesuperponeerd. Deze factor is door *Wolfsohn* en *Vreeswijk* (17) uitvoerig onderzocht en voor het gebruikte apparaat in overeenstemming met (38) bevonden, indien het rooster in de normaalstand wordt gebruikt. Dan valt de evenwijdige bundel, welke uit de collimator valt, loodrecht op de glasplaten. Om deze stand te vinden werd in het beeld van de collimatorspleet op de plaats van de fotografische plaat een kruisdraad met oculair opgesteld. Nadat vervolgens het rooster in het apparaat was geplaatst, werd het in de normaalstand gedraaid door die instelling op te zoeken, waar de buigingsfiguur van bewegingsrichting omkeert onder het draaien van het rooster. Ter vermindering van de gradiënt in de intensiteitsverdeeling, welke dus ten gevolge van de eerste factor van (38) kan optreden, kozen we $\varphi = 0$. Hiertoe plaatsten we de meest nabijzijnde buigingslijn op de kruisdraad.

Met het aldus ingestelde instrument werd een fotografie gemaakt, welke met behulp van de in het Utrechtsche laboratorium gebruikelijke methode voor fotografische intensiteitsmetingen werd verwerkt tot een kromme, welke het verband van intensiteit en golflengte geeft.

De gevonden meetpunten lieten zich uitstekend beschrijven

door een kromme van de gedaante $e^{-a(\lambda-\lambda_0)^2}$ welke door de punten werd gelegd, zooals fig. 28 laat zien. Voor de breedte van de lijn op halve intensiteit, de z.g. halfwaardebreedte, vonden we 0.045 Å. De genoemde kromme geeft de schijnbare lijnvorm, die ontstaan is, doordat de ware lijnvorm door het echelon verteekend is. Wanneer men nu de lijnvorm kent (vgl. (38)), zooals die door het echelon wordt geleverd voor volkomen monochromatisch licht (apparaatfunctie), is

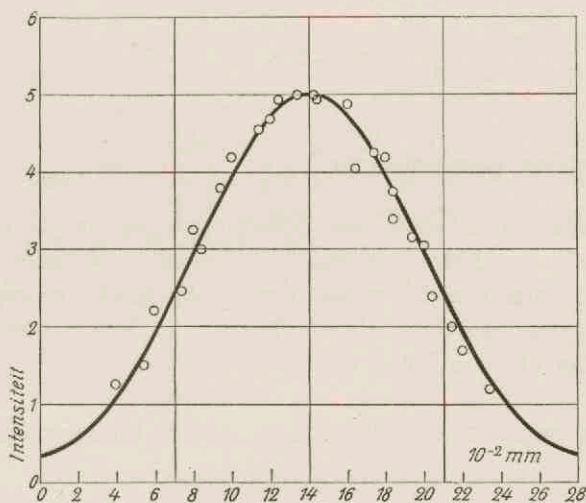


Fig. 28.

het in het algemeen mogelijk met de integrator van *Burger en van Cittert* (18) de oorspronkelijke ware lijnvorm te reconstrueeren. Voor het geval zoowel de oorspronkelijke lijn als de apparaatfunctie zich door een vorm van de gedaante $e^{-a(\lambda-\lambda_0)^2}$ laten voorstellen, is de schijnbare vorm ook van deze gedaante en geldt in dit eenvoudige geval:

$$b_s^2 = b_w^2 + b_a^2$$

waarin b_s = halfwaardebreedte van de schijnbare lijnvorm
 b_w = " " " " ware lijnvorm
 b_a = " " " " apparaatfunctie.

We hebben deze vergelijking toegepast en vonden:

$$b_w = 0,028 \text{ \AA}$$

Wanneer we omrekenen op de effectieve lijnbreedte $\Delta \nu$, volgt er:

$$\Delta \nu = 2,2 \times 10^9.$$

§ 6. Absolute aanslagfunctie.

We zijn nu in staat met behulp van de vergelijkingen (34), (35) en (36) het aantal per seconde gevormde metastabiele atomen per mA en per cm van de bundel te bepalen, wanneer ook nog de absorptie bekend is. Voert men deze berekening uit, dan blijkt, dat

$$0,26\% \text{ absorptie} \equiv 31 \cdot 10^{12} \text{ at./sec., mA, cm voor } p = 0,03 \text{ mm} \quad (39)$$

In dit bedrag is een factor 1,4 opgenomen om rekening te houden met de electronen, welke uit de bundel verstrooid worden, voordat ze het punt bereikt hebben, waar de absorptiemeting wordt uitgevoerd.

Met behulp van dit gegeven en fig. 25 ligt dus de absolute aanslagfunctie vast.

§ 7. Nauwkeurigheid.

De absolute aansluiting van de aanslagfunctie berust op de volgende waarnemingen en overwegingen:

- 1°) Absorptiemeting als besproken in hoofdstuk III.
 2°) Bepaling van de tweede integraal van (35).
 3°) Schatting van B_{6402} door *Kopfermann en Ladenburg*,
 welke berust op:
- α) meting van de anomale dispersie van vele lijnen,
 - β) intensiteitsmeting van eenige lijnen,
 - γ) schatting van de intensiteit van een aantal hoogere lijnen,
 - δ) bepaling van de lijnbreedte van de emissielijn.
- 4°) De metastabiele atomen vallen aan de wand in de grondtoestand terug.

In verband met het groote aantal verwerkte gegevens moeten we dus constateeren, dat de fout in de absolute aanslagfunctie veel grooter kan zijn dan die in de relatieve. Voorzichtigheids- halve zouden we willen constateeren, dat (39) de orde van grootte geeft. Zoodra B_{6402} met een grootere nauwkeurigheid bekend is, laten de overige grootheden ook een nauwkeuriger berekening van (39) toe.

HOOFDSTUK V

DE ELECTRISCHE AANSLAGFUNCTIE

§ 1. Optische en elektrische aanslagfunctie.

Wanneer een electron zich door een gas beweegt, kan het tegen de atomen van het gas botsen. De botsing kan elastisch zijn, zoodat het electron zijn kinetische energie bijna volkomen behoudt; de botsing kan echter ook onelastisch zijn, waarbij dan het atoom in een aangeslagen toestand komt. In het laatste geval verliest het electron een energie, welke juist gelijk is aan het energieverval tusschen een aangeslagen toestand van het atoom en de grondtoestand. Er zijn nu methoden, waarbij een electronenbundel onder geometrisch goed bekende omstandigheden via een groot aantal diafragma's in een kooi wordt geschoten. Alleen electronen, welke onderweg niet gebotst hebben, bereiken de kooi. Voert men de snelheid van de electronen geleidelijk op, dan zal de electronenstroom monotoon veranderen. Zoodra de snelheid echter zoo groot is geworden, dat aanslag van een bepaald niveau optreedt, worden er meer electronen verstrooid dan tevoren en verandert de stroom. Terwijl *Franck* en *Hertz* (19) met een opstelling van de beschreven soort voor het eerst de aanslagspanning van verschillende lijnen konden meten, is deze methode in de loop der jaren zoo verbeterd, dat zelfs aanslagwaarschijnlijkheden konden worden bepaald (20). Men vindt op deze wijze feitelijk niet in de eerste plaats de waarschijnlijkheid, dat een bepaalde lijn wordt aangeslagen, maar veel meer de kans, dat een bepaalde term wordt geproduceerd. Indien er n.l. van

de term meer dan één lijn vertrekt, wordt een grootheid gemeten, welke evenredig is met het totaal aantal uitgezonden lichtquanten. Wij hebben besproken, dat het eveneens mogelijk is de aanslagfunctie uit de intensiteit van het geëmitteerde licht te bepalen. De aldus gevonden *optische* aanslagfunctie behoeft echter geenszins dezelfde gedaante te hebben als de volgens de eerste methode verkregene *electriche* aanslagfunctie. Indien n.l. een electron eerst een tamelijk hooggelegen term door botsing met het atoom doet ontstaan, welke term vervolgens onder emissie van een lichtquant overgaat in een wat lager gelegen term, die niet samenvalt met de grondtoestand, zal het lichtquant, dat door deze laatste term wordt uitgezonden, om weer in de grondtoestand terug te vallen, meetellen, wanneer de optische aanslagfunctie wordt bepaald. Indien echter het genoemde electron met de electriche methode geregistreerd zou kunnen worden, telde het mee voor het bovenste niveau en niet voor het laagste. Terwijl dus de electriche aanslagfunctie betrekking heeft op het aantal keeren, dat een bepaald niveau *direct* door een electron wordt geproduceerd, is het voor de optische aanslagfunctie volkomen onbelangrijk langs welke weg het niveau ontstaat: het kan direct gevormd zijn, maar het mag even goed via een aantal andere termen ontstaan.

Het is duidelijk, dat de in hoofdstuk IV besproken absolute aanslagfunctie onder de definitie van de optische functies valt. We kunnen ons nu echter onmiddellijk weer de vraag stellen of er in ons geval een verschil tusschen deze en de electriche aanslagfunctie bestaat. Het komt er dus op aan om uit te maken of de vorming van het metastabiele niveau in belangrijke mate geschiedt via cascadesprongen, dan wel direct door botsingen met electronen optreedt. Telkens wanneer er in de bundel een lichtquant wordt uitgezonden, dat correspondeert met een overgang van een of andere hoogere term naar het s_5 -niveau, wordt er een metastabiel atoom gevormd. We moeten dus op een of andere wijze het aldus langs deze weg gevormde aantal atomen bepalen om het ver-

volgens te vergelijken met het totale aantal, dat geproduceerd wordt en dat volgens het vorige hoofdstuk bekend is. Van te voren kunnen we reeds aangeven, dat, indien het eerste aantal belangrijk kleiner blijkt te zijn dan het tweede, we zullen kunnen constateeren, dat de optische en de elektrische aanslagfunctie identiek zijn. Blijkt echter in het tegenovergestelde geval, dat het eerste bedrag wel vergeleken kan worden met het tweede, dan wordt de bepaling van de elektrische aanslagfunctie een uitermate moeilijke zaak. Immers, in principe zou men het gevraagde verband door aftrekken kunnen opmaken. Het is duidelijk, dat deze weg — die de eenige is, waarop men de elektrische aanslagfunctie voor hogere snelheden kan bepalen — in dit laatste geval zeer onnauwkeurige uitkomsten zou leveren. Immers nog geheel afgezien van de fouten, welke wij bij de bepaling van de in hoofdstuk III besproken relatieve aanslagfunctie gemaakt kunnen zijn, berust de absolute op een groot aantal door verschillende onderzoekers bepaalde, in hoofdstuk IV § 7 opgesomde hulpgrootheden, waarvan er één zelfs schattenderwijze wordt opgegeven.

Gelukkig zal echter in § 3 blijken, dat de indirecte productie naar verhouding gering is.

§ 2. De indirecte productie.

Voor de bepaling van het aantal metastabiele atomen, dat via hogere termen gevormd wordt, moeten we dus de absolute aanslagfunctie kennen van alle lijnen, welke op het metastabiele niveau eindigen. De belangrijkste lijn is die van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$. Daarnaast eindigen echter b.v. ook de lijnen: $\lambda = 5945, 5976, 6142, 5882, 7032, 6217$ en 6334 \AA op ons niveau. Van de genoemde lijnen is voor zes van de acht de relatieve aanslagfunctie bepaald door *Hanle* (21). Voor $\lambda = 5882 \text{ \AA}$ is deze weliswaar niet gemeten, maar wel voor $\lambda = 6599 \text{ \AA}$, een lijn, welke van hetzelfde niveau uitgaat, wiens intensiteit dus evenredig is met die van eerstgenoemde lijn. Om de lijnen met elkaar te kunnen vergelijken, moeten de

relatieve intensiteiten bij minstens één snelheid bekend zijn. Hiertoe kan een meting van *Ende* (22) dienen. Deze onderzoeker bepaalde namelijk alle intensiteitsverhoudingen van de aangegeven lijnen in een kooitjesbuis voor een electronensnelheid van 25 Volt. De druk in zijn buis was 0,8 mm, zoodat de vrije weglengte slechts ruim 1 mm bedroeg. Hoewel de omstandigheden voor het meten van aanslagfuncties dus geenszins ideaal genoemd kunnen worden, is de storing, welke in de *intensiteitsverhoudingen* kan optreden bij een dergelijk

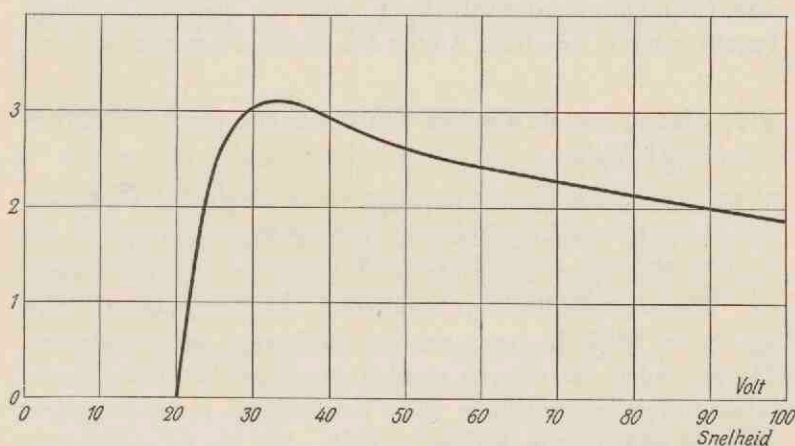


Fig. 29.

lage snelheid waarschijnlijk gering. Hierop komen we in § 4 nog nader terug. Nadat de aldus onderling vergelijkbare aanslagfuncties — door alle voorkomende waarden te deelen door de bijbehorende $h\nu$ — zijn omgerekend op quantensprongen, kunnen we voor elke snelheid het totaal aantal sprongen bepalen, waarbij een metastabiel niveau gevormd wordt, al is dit aantal nog niet in absolute waarde bekend, maar uitgedrukt b.v. in het aantal sprongen van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ bij 35 Volt, waarbij deze lijn een maximum vertoont. De aldus bepaalde functie wordt weergegeven in fig. 29. Van de lijn $\lambda = 7032 \text{ \AA}$ is uit de metingen van *Hanle* geen aanslagfunctie bekend. Aan-

gezien alle lijnen, echter met uitzondering van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$, een vrij analogo verloop vertoonen en bij 25 V. uit de metingen van *Ende* blijkt, dat zijn intensiteit minder dan 10 % van het totaal bedraagt, hebben we aangenomen, dat zijn relatieve aanslagfunctie identiek is met die van $\lambda = 5882$. De fout, die we hierbij hebben gemaakt, kan hoogstens enkele procenten zijn en dus volkomen onbelangrijk.

Teneinde de indirecte productie van metastabiele niveaux, in een relatieve maat weergegeven in fig. 29 te kunnen vergelijken met de totale productie, welke uit fig. 25 met behulp van (39) kan worden afgelezen, moet de absolute aanslagfunctie van b.v. $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ voor één snelheid gemeten worden.

§ 3. Meting van de absolute aanslagfunctie van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ bij 73 Volt.

Van de electronenbundel werd bij $p = 0,03 \text{ mm Hg}$ een fotografische opname gemaakt (Illford Panchromatic special rapid). Het spectrum geeft in de richting van de hoogte, de intensiteitsverdeling loodrecht op de bundel. De lijn $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ werd om de millimeter gefotometreerd. De gevonden zwartingen werden op de in het Utrechtsche laboratorium gebruikelijke wijze omgerekend in intensiteiten, waartoe zwartingsmerken op dezelfde plaat waren opgenomen door voor de aanslagbuis een wit vlak te plaatsen, dat door een absoluut geijkt lampje werd beschenen. In het laatste geval bevond zich een trapverzwakker voor de spleet, welke bestond uit een glazen plaatje, waarop in vijf trappen platina was verstoven. Deze trapverzwakker werd geijkt met de spectraalpyrometer voor de gebruikte golflengte (23). Het resultaat van de meting was:

1 cm van de bundel geeft $0,57 \cdot 10^{12} \pm 0,12 \text{ qu/sec.m\AA}$.
 Voor $\lambda = 6402 \text{ \AA}$, $V = 35 \text{ Volt}$ en $p = 0,03 \text{ mm Hg}$. . . (40)

Er is wederom rekening gehouden met de uit de bundel verstrooide electronen.

§ 4. Metingen van anderen.

Herrmann (24) heeft ook voor een aantal lijnen van neon de absolute aanslagfunctie gemeten, waarbij hij, evenals wij, uitging van de relatieve functies van *Hanle*. Hij vindt voor de relatieve intensiteiten ongeveer dezelfde verhoudingen als *Ende*. Slechts voor de lijn 6217 Å treedt een belangrijke afwijking n.l. van circa 100 % op. Dit verschil heeft echter slechts weinig invloed op de gesommeerde kromme (fig. 29). Voor (40) vindt hij een 30 % kleinere waarde als wij. Binnen de door *Herrmann* opgegeven foutengrens (30 %) kunnen we dus constateeren dat de metingen overeenstemmen.

§ 5. Directe en indirecte aanslag.

We zijn nu zoover gevorderd, dat het mogelijk is geworden het totale aantal gevormde metastabiele atomen te bepalen bij 35 Volt. Hiertoe moet het in (40) medegedeelde getal nog vermenigvuldigd worden met 3,02 om het aandeel van de overige zeven lijnen te verdisconteeren, zoodat we vinden:

1 cm van de bundel geeft $1,7 \cdot 10^{12}$ qu/sec.mA, bij $V = 35$ Volt
en $p = 0,03$ mm Hg (41)

Vergelijken we de totale productie, welke volgens (39) 31×10^{12} qu/sec bedraagt met de indirecte productie, gegeven door (41), dan moeten we constateeren, *dat directe aanslag wordt gevonden*.

Uit (39) volgt dat de aanslagwaarschijnlijkheid 1,5 % bedraagt.

Van de in Hoofdstuk IV, § 7 genoemde factoren, die de nauwkeurigheid van de meting van de absolute aanslagfunctie beperken, is voor deze conclusie alleen de laatste het vermelden in het bijzonder waard. We hebben ondersteld dat de metastabiele atomen aan de wand in de grondtoestand terugvallen.

LITTERATUUR

1. *Beutler en Eisenschimmel*, Z. S. f. Elektrochem. 37, 582, 1931.
 2. *De Groot*, Physica, 6, 53 en 158, 1936.
 3. *Ornstein*, Proc. Amsterdam, 21, 96, 1917.
Ising, Phil. Mag. 1, 827, 1926.
 4. *Zernike*, Z. S. f. Ph. 40, 628, 1927.
 5. *Custers*, Z. S. f. techn. Ph. 4, 154, 1933.
Brentano, Z. S. f. Ph. 54, 571, 1929.
Ornstein en v. d. Veen, Physica, III, 289, 1936.
Teves, Z. S. f. techn. Ph. 12, 556, 1931.
Campbell en Ritchie, Photoelectric Cells, *Pitman*, Londen, 1934.
 6. *Gyemant*, Wiss. Veröff. Siemens Konz. 6, 58 en 7, 134, 1928.
 7. *Schottky*, Ann. d. Ph. 57, 541, 1918 en 68; 157; 1922; Ph. Rev. 28, 84, 1926. Handb. d. Exp. Ph. XIII 2 blz. 270.
Ornstein en Burger, Ann. d. Ph. 70, 622, 1923.
 8. *Max Planck*, Wärmestrahlung, blz. 104, *Barth*, Leipzig, 1923.
 9. *Johnson*, Ph. Rev. 32, 97, 1928.
Nyquist, Ph. Rev. 32, 110, 1928.
Campbell en Ritchie, zie (5).
 10. *Milatz*, Z. S. f. Ph. 85, 672, 1933.
 11. *Milatz en Ornstein*, Physica, II, 355, 1935.
 12. *Penning en Kruythof*, Physica, II, 793, 1935.
 13. *Kopfermann en Ladenburg*, Z. S. f. Ph. 48, 60, 1928.
 14. *Kopfermann en Ladenburg*, Z. S. f. Ph. 48, 1, 1928.
 15. *v. Geel*, Revue d'Optique 2, 445, 1923.
 16. *Snoek*, Dissertatie, Utrecht, 1929.
 17. *Wolfsohn en Vreeswijk*, Physica, I, 333, 1934.
 18. *Burger en v. Cittert*, Z. S. f. Ph. 79, 722, 1932.
 19. *Franck en Hertz*, Ber. D. Ph. Gesellsch. 16, 457, 1914.
 20. *Löhner*, Ann. d. Ph. 22, 81, 1935.
 21. *Hanle*, Z. S. f. Ph. 65, 512, 1930.
 22. *Ende*, Z. S. f. Ph. 56, 503, 1929.
 23. *Ornstein, Moll en Burger*, Objektive Spektralphotometrie, *Vieweg*, Braunschweig, 1932.
Ornstein, Eymers en Vermeulen, Z. S. f. Ph. 75, 575, 1932.
 24. *Herrmann*, Ann. d. Ph. 25, 143, 1936.
Fischer, Z. S. f. Ph. 86, 646, 1933.
 25. *Ornstein*, Montly Notices of R.A.S. 96, 207, 1937.
-

INHOUD

Bladz.

INLEIDING	9
---------------------	---

HOOFDSTUK I. DE FOTOËLECTRISCHE METHODE.

§ 1. Algemeen gedeelte	11
§ 2. Brownsche beweging	12
§ 3. Schrooteffect	14
§ 4. Fluctuaties van de batterijen	15
De wisselstroomversterker.	
§ 5. Principe en algemeene eigenschappen . . .	16
§ 6. Absorptiemetingen	19
§ 7. Invloed van uitwendige storingen	19
§ 8. Fotocel	21
§ 9. Versterker	21
§ 10. Galvanometerschakeling	23
§ 11. Schijnbare vermindering van de richtkracht door inductiestroom	25
§ 12. Invloed van de Brownsche beweging . . .	25
§ 13. Fouriermethode	35
§ 14. Contrôle van de versterker	38
§ 15. Andere schakelingen	39

HOOFDSTUK II. DE BOLIW DER KOOTJESBUIZEN.

§ 1. Richtlijnen	41
Vrije weglengte van de electronen.	
Meting van de stroom.	
Vorm van de bundel.	
Snelheid van de bundel.	
§ 2. Meting van de electronensnelheid	46

HOOFDSTUK III. APPARATUUR EN METINGEN.

§ 1. Aanslagbuis	50
§ 2. Ontgassen	52
§ 3. Emissiebuis	54
§ 4. Spectrograaf	56
§ 5. Absorptiemetingen	57
§ 6. Verbreed galvanometerbeeld	58
§ 7. Voorproeven	61
§ 8. Visueele metingen	63
§ 9. Richten van de bundel	63
§ 10. Lineariteit	64
§ 11. Bepalingen van de aanslagfunctie	65
§ 12. Variatie van de druk	71

HOOFDSTUK IV. DE ABSOLUTE AANSLAGFUNCTIE.

§ 1. De absolute aanslagfunctie	74
§ 2. Berekening van de absolute aanslagfunctie uit absorptiemetingen	76
§ 3. Berekening van $\iint N(x, y) dx dy$	77
§ 4. Berekening van B	79
§ 5. Meting van Δv	79
§ 6. Absolute aanslagfunctie	82
§ 7. Nauwkeurigheid	82

HOOFDSTUK V. DE ELECTRISCHE AANSLAGFUNCTIE.

§ 1. Optische en elektrische aanslagfunctie	84
§ 2. De indirecte productie	86
§ 3. Meting van de absolute aanslagfunctie van $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ bij 73 Volt	88
§ 4. Metingen van anderen	89
§ 5. Directe en indirecte aanslag	89

LITTERATUUR	91
-----------------------	----

STELLINGEN

I.

Door bij het snelheidsfilter in de massaspectrograaf van *Bainbridge* focussatie toe te passen, kan de intensiteit van het massaspectrum belangrijk worden opgevoerd.

Bainbridge, Phys. Rev. 40, 130, 1932.

II.

Zij gegeven een functie $\varphi(x)$ positief en monotoon dalend voor $a \leq x \leq b$ en zij

$$f(x) = \int_a^x \varphi(x) dx,$$

dan heeft voor elke waarde l , $0 < l < f(b)$, de rij $x = a, x_1, x_2, \dots, x_n, \dots$, gedefinieerd door

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n) - l}{\varphi(x_n)},$$

tot limiet het punt, waar $f(x)$ de waarde l aanneemt.

III.

Door een bijzondere als „koude” te karakteriseeren demping toe te passen bij electrometers of galvanometers kan de nuttige gevoeligheid van deze instrumenten in principe onbeperkt worden opgevoerd.

IV.

Het is gewenscht aanslagfuncties van niveaux te meten, zooals deze worden aangeslagen van eventueele metastabiele niveaux uit.

V.

Ten onrechte meent *Heisenberg* dat een complexe grootheid niet voor fysieke waarneming toegankelijk is.

W. Heisenberg, Die Physikalischen Prinzipien der Quantentheorie, blz. 39.

VI.

Een langzame galvanometer kan zoo geschakeld worden, dat er snelle verschijnselen natuurgetrouw mee kunnen worden geregistreerd.

VII.

Het is mogelijk het oplossend vermogen van de snelheids-selector voor neutronen van *Dunning, Pegram, Fink, Mitchell* en *Segré* zooveel grooter te maken, dat men mag spreken van een spectrograaf voor langzame neutronen.

Dunning, Pegram, Fink, Mitchell en *Segré*,
Phys. Rev. 48, 104, 1935.

VIII.

Het verdient aanbeveling het verschil tusschen twee grootheden in plaats van in gewone, in logaritmische procenten uit te drukken.



D
U
19