



# **De quantitativiteit van de Geiger-Müllerteller : het spectrum van RaE**

<https://hdl.handle.net/1874/346433>

A. qu. 192, 1940

DE QUANTITATIVITEIT VAN DE GEIGER-  
MÜLLERTELLER. HET SPECTRUM VAN RaE



H. TEN KATE

S.  
cht









DE QUANTITATIVITEIT VAN DE GEIGER-  
MÜLLERTELLER. HET SPECTRUM VAN RaE



*Diss. Utrecht, 1940*

# DE QUANTITATIVITEIT VAN DE GEIGER- MÜLLERTELLER. HET SPECTRUM VAN RaE

## 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. F. H. QUIX, HOGLERAAR 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 MAANDAG  
24 JUNI 1940, DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

HENDRIK TEN KATE

GEBOREN TE IDSEGAHUIZUM (GEM. WONSERADEEL)



1940

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS, UTRECHT



UNIVERSITY OF UTAH LIBRARY  
100 S. UNIVERSITY AVENUE  
SALT LAKE CITY, UTAH 84142

UNIVERSITY OF UTAH LIBRARY

100 S. UNIVERSITY AVENUE

SALT LAKE CITY, UTAH 84142



*Aan mijn Ouders.*  
*Aan mijn aanstaande Vrouw.*



## VOORWOORD.

Bij het voltooiën van dit proefschrift richt ik gaarne een woord van dank tot allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen.

In de eerste plaats ben ik U, Hoogleraren en Lectoren in de Faculteit van de Wis- en Natuurkunde, veel dank verschuldigd voor het van U genoten onderwijs.

Daarbij wens ik mij in het bijzonder tot U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, te richten, om U mijn erkentelijkheid te betuigen voor alles, wat Gij gedurende mijn studententijd voor mij geweest zijt. Mede door Uw belangstelling, niet alleen in mijn werk, maar ook in mijn persoon, zal ik steeds de aangenaamste herinneringen bewaren aan de periode, gedurende welke ik in het Physisch Laboratorium onder Uw enthousiasmerende leiding heb mogen werken.

U, Hooggeleerde VAN EVERDINGEN, ben ik dankbaar voor Uw onderwijs in de Meteorologie. Dat Ge ook reeds vóór mijn studententijd bereid waart om mij steeds alle gevraagde inlichtingen te verstrekken over het waarnemen van meteorologische verschijnselen, heb ik altijd ten zeerste op prijs gesteld.

Hooggeleerde UHLENBECK, ik ben U zeer erkentelijk voor Uw heldere colleges in de theoretische Natuurkunde.

Beste MILATZ, voor de steun, die je me eerst bij de experimenten en later bij de bewerking van dit proefschrift verleende, zal ik je steeds dankbaar zijn. Dat wij ook op niet-physisch gebied zo vele malen van gedachten hebben kunnen wisselen, heb ik altijd zeer gewaardeerd.

Het op de volgende bladzijden beschreven onderzoek zou niet mogelijk geweest zijn zonder de technische hulpmiddelen, die onder jouw leiding, beste TER HORST, in het Physisch Laboratorium konden worden construeerd. De magneetspoel is het treffende voorbeeld hiervan. Ik ben je zeer erkentelijk voor je medewerking.

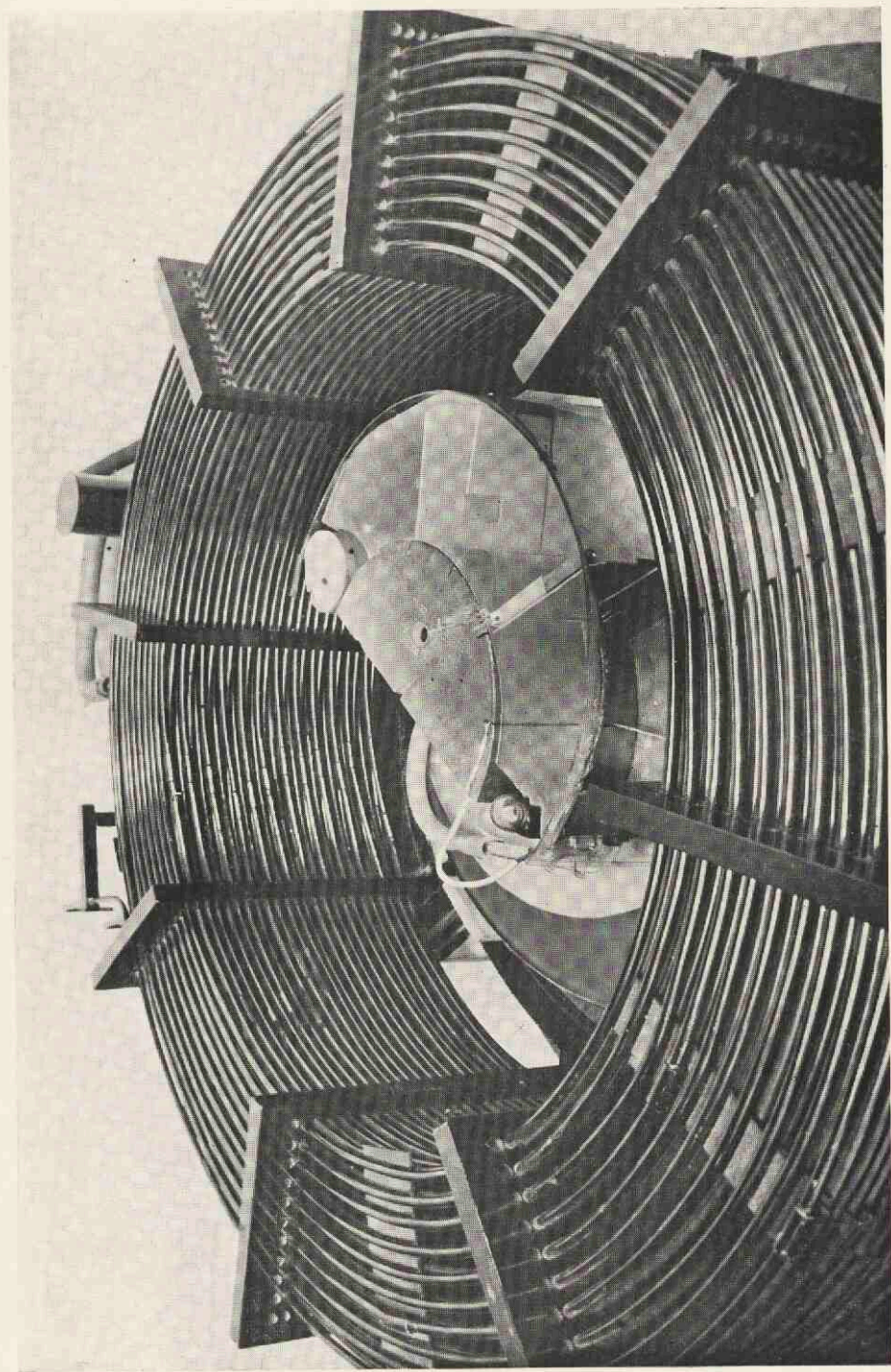
U, Zeergeleerde BLEEKER, dank ik voor hetgeen ik van de dynamische Meteorologie van U heb mogen leren.

Zeer geachte Mevrouw NINCK BLOK, voor Uw onvermoeide hulp bij het uitvoeren der metingen betuig ik U op deze plaats gaarne mijn dank.

Beste PAIS en VAN DER VELDEN, ook jullie dank ik voor de hulp bij de onderzoekingen.







De  $\beta$ -spectrograaf. De vacuümklaf is verwijderd.



## INLEIDING.

De Geiger-Müllerteller is in de laatste jaren een van de meest gebruikte instrumenten voor het meten van intensiteiten bij kernfysische onderzoeken. Veelal gebruikt men een  $\beta$ -spectrograaf, waarin een dergelijke teller als detector is geplaatst, om het verloop van een  $\beta$ -spectrum nauwkeurig te leren kennen. Het is dus van zeer groot belang om na te gaan, of deze teller quantitatief werkt, m.a.w. of ieder geladen deeltje, dat het tellervenster passeert, ook werkelijk wordt geteld.

Het doel van dit proefschrift is, te onderzoeken onder welke omstandigheden elk binnenkomend electron aanleiding geeft tot een doorslag in de teller en de correctie te bepalen op de verkregen resultaten als het instrument niet quantitatief blijkt te werken. Men heeft n.l. in vele gevallen zonder nader onderzoek aangenomen, dat ieder electron, dat door het tellervenster binnenkomt, inderdaad aanleiding geeft tot een ontlading; het zal blijken, dat dit niet geoorloofd is.

Om de quantitativiteit van de teller te onderzoeken werd met behulp van een  $\beta$ -spectrograaf een bundel electronen van gegeven snelheid op de teller geworpen. Bij de experimenten werd nu de druk van het gas in de teller gevarieerd. Door het aantal ontladingen per tijdseenheid te bepalen als functie van de druk van het gas wordt de *telkromme* verkregen. Uit de vorm van deze telkromme konden conclusies worden getrokken betreffende de quantitativiteit van de teller.



Als electronenbron werd een preparaat gebruikt bestaande uit RaD in evenwicht met RaE. Deze bron zendt bijna geen  $\gamma$ -stralen uit.

Vervolgens werd het spectrum van RaE gemeten en op het verkregen resultaat een correctie aangebracht voor het niet-quantitatief werken van de teller. Het gecorrigeerde spectrum wordt bediscussieerd aan de hand van de verschillende theorieën omtrent de  $\beta$ -spectra.

## HOOFDSTUK I.

### DE GEIGER-MÜLLERTELLER.

#### § 1. Historische ontwikkeling.

Het instrument, dat zich later tot Geiger-Müllerteller heeft ontwikkeld, bestond oorspronkelijk uit een cylinder van messing, die voorzien was van een centrale electrode in de vorm van een vrij *dikke* (0,45 mm) metalen draad. Rutherford en Geiger<sup>1)</sup> \*) gebruikten dit toestel om  $\alpha$ -deeltjes van radioactieve stoffen te tellen. Daartoe lieten zij de  $\alpha$ -deeltjes door een kleine opening, waarop een folie van mica was aangebracht, de cylinder binnenkomen. Deze was gevuld met het een of andere gas van 2 tot 5 cm kwikdruk. De cylinder werd op een negatieve spanning van 1000 à 1500 Volt gebracht, die voor zichzelf niet voldoende groot is om een ontlading te veroorzaken. De centrale electrode werd verbonden met een electrometer. De kleine ionisatie, die het  $\alpha$ -deeltje veroorzaakte, werd door stootionisatie vele duizenden malen versterkt en het binnenkomen van het  $\alpha$ -deeltje in de teller werd waargenomen als een ballistische uitslag van de electrometer, welke evenredig is met de oorspronkelijke ionisatie.

Daar de electrometer een grote aanwinst heeft, was het niet mogelijk om met enige nauwkeurigheid meer dan ongeveer 10  $\alpha$ -deeltjes per minuut te tellen. Later, toen men de veel snellere snaarelectrometer ging gebruiken<sup>2)</sup>, kon dit aantal worden opgevoerd tot 2000 per minuut door de uitwijkingen van de draad fotografisch te registreren. De ge-

---

\*) Deze cijfers verwijzen naar de literatuurlijst achter ieder hoofdstuk.

bruikte teller bestond toen uit een centrale bolvormige electrode, die in een concentrische halve bol geplaatst was. Deze was gevuld met helium van ongeveer een derde atmosfeer. Bij dit type instrumenten geeft een  $\alpha$ -deeltje een grote uitslag, een  $\beta$ -deeltje (wegens de kleine ionisatie, die het veroorzaakt) slechts een geringe uitslag van de electrometer.

Geiger <sup>3)</sup> construeerde, om ook electronen te kunnen tellen, een ander soort teller, bestaande uit een *fijne* metalen punt tegenover een plaat („Spitzenzähler”), waarin een opening aanwezig was, waardoor de  $\alpha$ - of  $\beta$ -deeltjes konden binnentreden. Als men bij drukken lager dan een atmosfeer werkt, moet deze opening met een dun folie van mica worden afgesloten. De punt had een negatieve spanning ten opzichte van de plaat. Met behulp van dit instrument konden nu zowel  $\alpha$ - als  $\beta$ -deeltjes worden geteld. Aldus ontstond de „Geiger-teller”, die ook voor het meten van  $\gamma$ - en Röntgenstralen geschikt bleek te zijn <sup>4)</sup>. Met deze puntteller kan men niet meer nagaan, of het deeltje, dat een ontlading veroorzaakt, een groot of klein ioniserend vermogen heeft, daar de doorgegane hoeveelheid electriciteit in beide gevallen dezelfde is. Bij het instrument van Rutherford en Geiger <sup>1)</sup> is daarentegen de doorgegane hoeveelheid electriciteit evenredig met de ionisatie, die het deeltje veroorzaakt.

Geiger en Müller <sup>5)</sup> gebruikten een metalen cylinder, waarin axiaal een *dunne* draad werd gespannen. De cylinder werd op een negatieve spanning gebracht ten opzichte van de centrale electrode. De draad is bedekt met een slecht geleidende laag, die overal even dik is. Tengevolge van de isolerende werking van deze laag kan men de spanning tussen de draad en de cylinder opvoeren tot boven het voltage, waarbij anders een ontlading zou optreden. Ontstaat nu op een willekeurige plaats binnen de cylinder een klein aantal ionen, dan zal zich tengevolge van stootionisatie ogenblikkelijk een aanzienlijke hoeveelheid electriciteit naar de draad toe bewegen. Was de draad blank, dan zou een continue ontlading ontstaan. Maar nu deze is bedekt met een isolerende

laag, zal na een doorslag de oppervlaktelaag gedurende korte tijd worden opgeladen. Daarmede zal een vernietigen van het elektrische veld gepaard gaan, en dus zal na de doorslag de ontlading worden afgebroken. Deze redenering geldt ook voor de puntteller <sup>6)</sup>. Met behulp van een snaarelectrometer werden de stroomstoten geregistreerd. Deze Geiger-Müllerteller bezit boven de eerstgenoemde „Spitzenzähler” het voordeel, dat het werkzame oppervlak veel groter is.

Tegenwoordig bedient men zich van andere kunstgrepen om de ontlading in de teller snel te doen afbreken en behoeft de draad dus niet meer van isolerend materiaal te worden voorzien <sup>7)</sup>. Daarop zal in een volgende paragraaf nader worden ingegaan.

## § 2. Algemene eigenschappen.

Bij de Geiger-Müllerteller is, evenals bij het instrument van Rutherford en Geiger <sup>1)</sup>, de potentiaal van de centrale electrode positief ten opzichte van de cylinder, terwijl de druk van het gas in de teller enkele cm Hg bedraagt.

Laat men nu een bundel electronen de ruimte van de cylinder binnentreden, dan zullen bij voldoende lage spanning geen ontladingen voorkomen. Verhoogt men echter deze spanning, terwijl de druk van het gas in de teller constant blijft, dan beginnen bij een bepaald potentiaalverschil tussen draad en cylinder ( $V_a$ ) (zie fig. 1) de ontladingen op te treden. Het aantal per tijdseenheid ( $N$ ) zal eerst sterk toenemen, vervolgens over een gebied  $V_b$  tot  $V_c$  nagenoeg constant blijven. Wordt de spanning verder verhoogd, dan neemt het aantal ontladingen vaak toe en gaat de teller onregelmatig werken tot ten slotte een continue ontlading optreedt. Het horizontaal lopende stuk van de kromme  $V_b - V_c$  wordt het telgebied genoemd. Hierin is dus het aantal ontladingen onafhankelijk van de aangelegde spanning. Het potentiaalverschil hangt af van de soort en de druk van het gas en van



de geometrie van de teller. De lengte van het gebied loopt bij de verschillende tellers zeer sterk uiteen (van slechts enkele- tot een paar honderd volt).

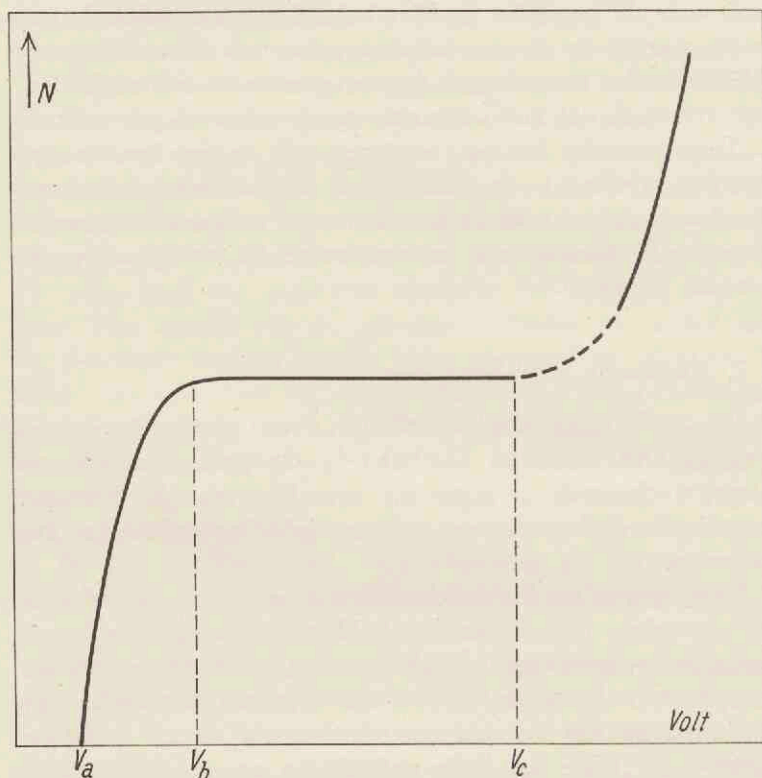


Fig. 1.

De tellerkromme. Van  $V_b$  tot  $V_c$  is het telgebied. Het gestippelde stuk geeft het gebied aan, waar de teller onregelmatig werkt.

Door Henning en Schade<sup>8)</sup> is nauwkeurig onderzocht, welke factoren een rol spelen bij de lengte van het telgebied. In de eerste plaats kan dit vergroot worden door de gasdruk te verhogen, wat ook door Riehl<sup>9)</sup> is gevonden en in de tweede plaats door de weerstand, die tussen hoog-

spanningsbron en teller is geschakeld, te verhogen. Evenals Schregardus <sup>10)</sup> hebben ook Henning en Schade <sup>8)</sup> uitgemaakt, dat een isolerende laag op de draad niet essentieel is, daar toch de werking van deze laag geen andere invloed heeft dan de genoemde hoogohmige weerstand tussen hoogspanningsbron en teller.

Ook de dikte van de draad in de teller is van invloed op de lengte van het telgebied. Een draad met doorsnede van 0,2 mm is beter geschikt dan een waarvan de diameter 0,1 of 0,05 mm bedraagt.

Wat de aard van het gas betreft, waarmede de teller gevuld is, kan opgemerkt worden, dat waterstof goede gebieden levert, volgens Kohlhörster <sup>11)</sup> tweemaal zo lange als lucht. Onze metingen hebben dit ook aangetoond. Wordt een volkomen zuiver edelgas als vulling gebruikt, dan bestaat er geen telgebied <sup>12)</sup>. Voegt men aan het edelgas een gedeelte van een procent van een ander gas toe, dan wordt het telgebied vrij groot, vooral als een hoge druk gebruikt wordt. Bij lucht als vulling van de teller kan de toevoeging van een weinig alcohol damp tijdelijk een verlenging van het gebied tot resultaat hebben <sup>13)</sup>.

Cosyns <sup>12)</sup> verkreeg met ontgaste tellers lange gebieden. Voor ons doel zijn dergelijke tellers echter onbruikbaar, zoals uit hoofdstuk II (§ 3) zal blijken.

De hoogspanning, die op de teller staat, kan worden geleverd door batterijen, of door een transformator met gelijkrichter. Tussen spanningsbron en teller is een zeer hoge weerstand ( $10^8$  à  $10^9$  Ohm) geschakeld, die ervoor zorgt, dat de ontlading wordt afgebroken; daardoor is de isolerende oxydhuid, die Geiger en Müller <sup>6)</sup> op de draad aanbrachten, overbodig geworden.

In de laatste tijd maakt men meestal gebruik van een schakeling volgens Neher en Harper <sup>14)</sup> (zie hoofdstuk II, § 4) om de ontlading snel te doen afbreken. De genoemde hoge weerstand van  $10^8$  à  $10^9$  Ohm kan dan met een factor 100 worden verkleind. De stroomstoten, die de ontladingen

veroorzaken, kunnen door middel van een radioversterker worden versterkt. De doorslagen kunnen dan automatisch worden geregistreerd met behulp van een stel thyratrons en een telwerk.

Ook als men niet opzettelijk ontladingen in de teller te weegbrengt, slaat deze toch af en toe door. Dit verschijnsel — het zogenaamde nuleffect — wordt door kosmische stralen en  $\gamma$ -straling van de omgeving veroorzaakt. De grootte van het nuleffect hangt af van het oppervlak van de teller en van de druk van het gas, dat de teller bevat.

### § 3. De ionisatie.

Als een electron zich door een gas beweegt, zal het met de moleculen van het betreffende gas kunnen botsen. Deze botsing kan elastisch of onelastisch zijn. In het eerste geval blijft de totale hoeveelheid kinetische energie van de botsende deeltjes constant, terwijl in het tweede geval het atoom of molecuul wordt aangeslagen of — indien de snelheid van het electron voldoende groot is — wordt gedissocieerd of geïoniseerd. Voor de werking van de teller is alleen het verschijnsel van de ionisatie van belang. De minimum hoeveelheid energie, nodig om een paar ionen te vormen, is de zogenaamde ionisatiepotentialiaal.

Het beschreven verschijnsel wordt de primaire ionisatie genoemd. Het vrij gekomen electron kan echter een zo grote energie bezitten, dat het daardoor in staat is om op zijn beurt de moleculen van het gas te ioniseren. Dit is het verschijnsel van de secundaire ionisatie.

Onder de coëfficiënt van de primaire ionisatie verstaat men het aantal primaire ionenparen, dat het  $\beta$ -deeltje per cm van zijn baan bij normale temperatuur en druk produceert, terwijl het totale aantal ionen, dat per cm onder dezelfde omstandigheden door het  $\beta$ -deeltje wordt gevormd, de totale ionisatiecoëfficiënt bepaalt. Het is duidelijk, dat de totale ionisatie groter is dan de primaire.

De totale ionisatie kan men met een ionisatiekamer meten, terwijl het aantal druppeltjes, dat per lengteeenheid onder geschikt gekozen omstandigheden in de Wilson kamer geteld wordt, evenredig is met de primaire ionisatie.

Het zal in hoofdstuk III blijken, dat bij de werking van de Geiger-Müllertellers de primaire ionisatie een rol speelt.

#### LITERATUUR:

1. E. Rutherford en H. Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 141, 1908 en Physik. Zeitschr. **10**, 1, 1909.
2. H. Geiger en E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **24**, 618, 1912.
3. H. Geiger, Verh. der Deutschen Physik. Ges. **15**, 534, 1913 en Physik. Zeitschr. **14**, 1129, 1913.
4. A. F. Kovarik, Phys. Rev. **13**, 272, 1919.
5. H. Geiger en W. Müller, Physik. Zeitschr. **29**, 839, 1928 en **30**, 489, 1929.
6. H. Geiger, Zeitschr. f. Physik **27**, 7, 1924.
7. W. Schulze, Zeitschr. f. Physik **78**, 92, 1932.
8. E. Henning en R. Schade, Zeitschr. f. Physik **90**, 597, 1934.
9. N. Riehl, Zeitschr. f. Physik **46**, 487, 1928.
10. M. W. F. Schregardus, Dissertatie, Utrecht 1936.
11. W. Kohlhörster, Zeitschr. f. Physik **2**, 257, 1920.
12. M. Cosyns, Etude des compteurs de Geiger-Müller et de leur application à la mesure de l'ionisation spécifique des particules chargées de grande énergie. Bulletin Technique de l'Association des Ingénieurs sortis de l'Ecole Polytechnique de Bruxelles.
13. A. Trost, Zeitschr. f. Physik **105**, 399, 1937.
14. H. V. Neher en W. W. Harper, Phys. Rev. **49**, 940, 1936.



## HOOFDSTUK II.

### DE APPARATUUR.

#### § 1. De $\beta$ -spectrograaf.

##### A. Constructie.

Het onderzoek over de quantitativiteit van de Geiger-Müllerteller en de meting van het spectrum van RaE werd verricht met behulp van een  $\beta$ -spectrograaf, die in fig. 2 schematisch is aangegeven en waarvan men een foto voor in dit proefschrift aantreft.

Het radioactieve preparaat  $P$  was neergeslagen op een 8 mm lange platinadraad, die zich binnen een 7 mm dikke loodcilinder bevindt, waarvan de middellijn inwendig 26 mm bedraagt. Hierin was een spleet van  $24 \times 2$  mm<sup>2</sup> openge-  
laten. De electronen, die van het preparaat  $P$  uitgaan, door-  
lopen onder invloed van het magneetveld een halve cirkel, welke door de opgestelde diafragma's bepaald wordt, en vallen vervolgens op de teller  $G$ . Om de verstrooiing van de electronen tot een minimum te beperken, werd als materiaal voor de buitenwand van de ruimte, die de banen der electronen moeten doorlopen, 1 mm dik celluloid  $E$  gekozen; ook de bovenbedekking werd van celluloid vervaardigd. Wegens het kleine kernladingsgetal is dit materiaal voor dit doel zeer geschikt <sup>1)</sup>. De binnenwand wordt gevormd door een loodblok. De electronen mogen niet door de opgestelde schermen heendringen, doch alleen de baan volgen, die bepaald wordt door de openingen, die in deze schermen zijn aangebracht; m.a.w. het materiaal van de schermen moet een

zodanige dikte hebben, dat het ondoordringbaar is voor electronen van 5400 Gauss.cm \*) (de maximale electronensnelheid, die bij onze metingen voorkomt). Het bleek nu, dat aluminium van 2 mm dikte aan deze eis voldoet. \*\*) Om vol-

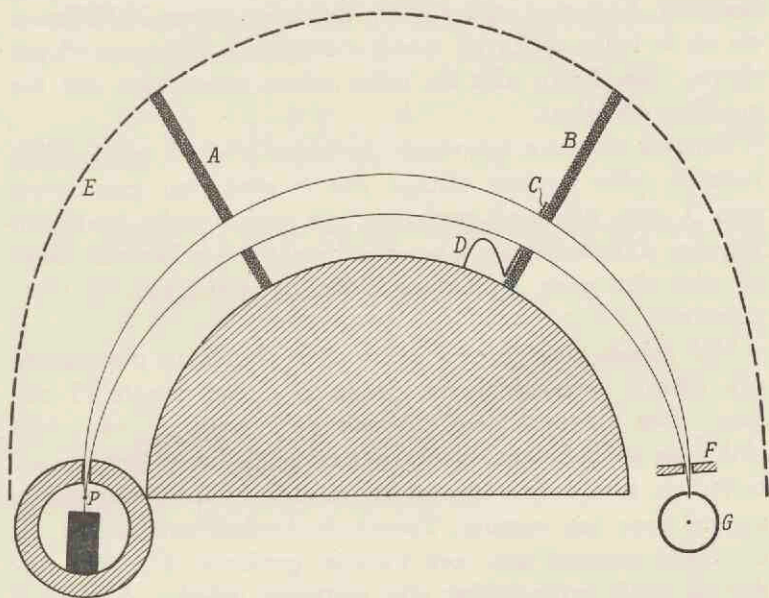


Fig. 2.

Schema van de gebruikte  $\beta$ -spectrograaf. Het gearceerde gedeelte is lood, het gepunteerde aluminium. *P* is het Ra(D + E) preparaat, *G* de teller. *A*, *B* en *F* zijn diafragma's. Diafragma *B* kan gesloten worden door het scherm *C* ervoor te schuiven. De bronzen veer *D* wordt dan ontspannen. *E* is de buitenwand van celluloid.

komen zeker te zijn, dat het beoogde doel bereikt wordt, gebruikten we aluminium van 3 mm dikte voor de diafragma's *A* en *B*. De breedte hiervan bedraagt 11 mm. Het diafragma

\*) Voor de betekenis van deze uitdrukking vergelijke men blz. 21.

\*\*) Zie E. Rutherford, J. Chadwick en C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances, 1930, blz. 422.

*B* kan gesloten worden door er een aluminiumscherm *C* van 1 mm dikte voor te schuiven. Aan het scherm *C* is een bronzen veer *D* bevestigd, die ontspannen wordt als het diafragma wordt gesloten. Met behulp van dit scherm *C* kan men constateren, dat geen verstrooide electronen de teller bereiken. Laat men eerst electronen van ongeveer 2000 Gauss. cm op de teller vallen en wordt vervolgens diafragma *B* gesloten, dan blijkt, dat de teller alleen tengevolge van het nuleffect doorslaat.

Behalve de twee genoemde diafragma's werd onmiddellijk voor de teller (op een afstand van 5 mm) nog een spleet van 3 mm dik lood geplaatst, die een breedte heeft van  $2\frac{1}{2}$  mm. Dit diafragma was aangebracht om volkomen zeker te zijn, dat geen electronen door de wand van de teller passeren.

Het geheel was op een 2 mm dikke aluminium plaat onder een glazen vacuumklok (middellijn  $27\frac{1}{2}$  cm, hoogte 17 cm) gezet. Een toevoerleiding, die aan de bovenzijde van deze klok was aangebracht, maakt het mogelijk het gehele toestel te aarden. Een voorvacuumpomp en drie kwikdiffusiepompen zorgen voor het vacuum. Tussen de kwikdiffusiepompen en de  $\beta$ -spectrograaf was een kwikval geplaatst. De druk onder de klok bedroeg bij alle metingen minder dan  $10^{-2}$  mm Hg.

### B. Geometrische beschouwingen.

Indien de richting van de snelheid van een electron loodrecht staat op die van een homogeen magneetveld, dan beschrijft het electron een cirkelvormige baan, die in een vlak loodrecht op de richting van het magneetveld is gelegen. De straal  $\varrho$  van de cirkelbaan is gegeven door de formule:

$$\varrho = \frac{m v c}{e H} \dots \dots \dots (1)$$

In deze formule is  $H$  de sterkte van het magneetveld;

$e$ ,  $m$  en  $v$  zijn resp. de lading, massa en snelheid van het electron en  $c$  is de lichtsnelheid als de lading  $e$  in electrostatische eenheden wordt uitgedrukt.

Formule (1) geldt zolang de snelheid  $v$  klein is vergeleken met de lichtsnelheid  $c$ . In het algemeen zal volgens de relativiteitstheorie een correctie moeten worden toegepast, waardoor formule (1) overgaat in:

$$e = \frac{m c^2}{e H} \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} \dots \dots \dots (2)$$

Uit formule (2) blijkt, dat bij elke snelheid van de electronen

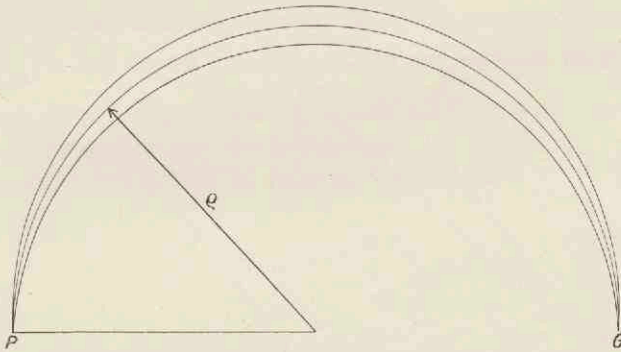


Fig. 3.

De electronen gaan uit van  $P$  en doorlopen in het magneetveld cirkelbanen, die elkaar in  $G$  snijden.

een bepaalde waarde van  $H e$  behoort. Het is gebruikelijk om met behulp van deze relatie de snelheid van de electronen uit te drukken in Gauss.cm.

In fig. 3 zijn drie banen met gelijke kromtestraal aangegeven. De middelste baan — de centrale straal — is precies een halve cirkel.

We zien uit de figuur, dat deze drie cirkelbogen ongeveer samenkomen in het diametrale punt  $G$ . In het punt  $G$  treedt



dus in eerste benadering focussing op, als ondersteld mag worden, dat het magneetveld homogeen is. De focussing treedt op, als de raaklijnen aan de banen in  $P$  kleine hoeken met elkaar vormen. Wordt de „openingshoek” te groot, dan gaat de scherpste van de focussing in  $G$  achteruit.  $G$  is het venster van een Geiger-Müllerteller, die vast is opgesteld. Door het plaatsen van diafragma's kan men zorgen, dat de openingshoek voldoende klein wordt. Voor het geval, dat men een fotografische plaat in plaats van een teller gebruikt, is deze methode niet geschikt, daar nu op de punten naast  $G$  geen electronen meer terecht zullen komen, die een halve cirkel hebben doorlopen.

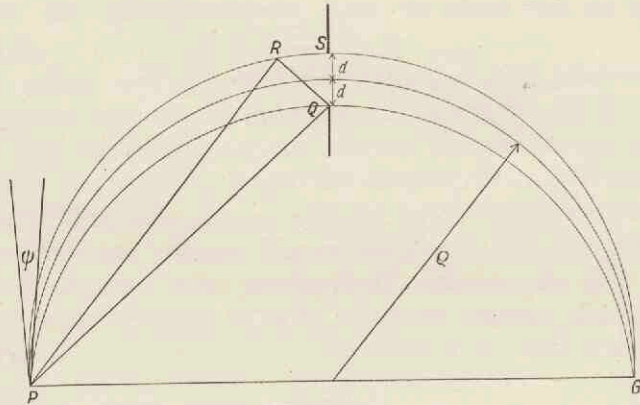


Fig. 4.

Zij nu  $\psi$  de openingshoek, en zij  $2d$  de breedte van het diafragma. Het diafragma bevindt zich ter plaatse, waar de afwijkingen tussen de centrale straal en de randstralen zo groot mogelijk zijn (zie fig. 4).

De baan  $PQG$  wordt bepaald door de rand  $Q$  van het diafragma, terwijl de straal  $PRG$  door de andere rand  $S$  wordt bepaald. Men kan zich deze straal geconstrueerd denken door de vorige over een hoek  $\psi$  om het punt  $P$  als middelpunt te draaien. Bij deze draaiing verplaatst het punt

Q zich naar R. Hieruit volgt dus, dat de hoek RPQ gelijk is aan de openingshoek  $\psi$ .

Verder is:  $PQ = \varrho \sqrt{2}$  en benaderd:  $QR = 2 d \sqrt{2} \dots (3)$

Ook is  $QR = \psi \times QP = \psi \varrho \sqrt{2} \dots (4)$

Uit (3) en (4) volgt:  $\psi = \frac{2d}{\varrho} \dots (5)$

Voor electronen van één bepaalde snelheid geldt nu:

$$I_G = I_{P/\Omega} \psi \frac{l_G}{\pi \varrho} \dots (6)$$

Hierin hebben de symbolen, voorzover niet eerder genoemd, de volgende betekenis:

$I_G$  = het aantal electronen, dat de teller per seconde ontvangt.

$I_{P/\Omega}$  = het aantal electronen, dat per seconde en per ster-radiaal door het preparaat P wordt uitgezonden.

$l_G$  = de lengte van de tellerspleet.

Noem  $q = 2 \varrho$ , dan is volgens formule (1):

$$\frac{1}{2} q H = \frac{m c}{e} v$$

$$\text{of } \frac{1}{2} H \Delta q = \frac{m c}{e} \Delta v$$

$$\text{dus } \frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta v}{v} \text{ of } \frac{\Delta q}{2 \varrho} = \frac{\Delta v}{v}$$

Hiermede is het relatieve snelheidsgebied  $\frac{\Delta v}{v}$  bepaald.

$\Delta v$  is het snelheidsgebied, dat de teller ontvangt.

Zij verder  $b_G$  de breedte van het tellervenster, en  $I_{P/\Omega v}$  het aantal electronen per seconde per ster-radiaal en per snelheidsinterval 1 uitgezonden (dus  $I_{P/\Omega} = I_{P/\Omega v} \times \Delta v$ ), dan is (6) met (5) gecombineerd:



$$I_G = I_{P/\Omega v} \frac{2d}{\varrho} \frac{l_G}{\pi \varrho} \Delta v \dots \dots \dots (7)$$

$$\text{terwijl: } \Delta v = \frac{v}{2\varrho} \Delta q = \frac{v}{2\varrho} b_G \dots \dots \dots (8)$$

$$\text{of } I_G = I_{P/\Omega v} \frac{d l_G b_G v}{\pi \varrho^3} \dots \dots \dots (9)$$

Indien we nu een serie gelijkvormige spectrografen beschouwen, dan geldt dus:

$d \sim \varrho$ ,  $l_G \sim \varrho$  en  $b_G \sim \varrho$ , zodat  $I_G$  volgens formule (9) onafhankelijk blijkt te zijn van de kromtestraal  $\varrho$  of van de veldsterkte  $H$ , terwijl bij iedere spectrograaf het snelheidsgebied, dat de teller ontvangt, constant is (dus  $\Delta v = \text{constant}$ ).

Tenslotte blijkt, dat bij de fotografische methode deze beschouwing niet opgaat. Hier geldt wel:  $d \sim \varrho$ , en dus is de intensiteit  $I_P$  in dit geval evenredig met  $\frac{1}{\varrho^3}$ , dus evenredig met  $H^3$ .  $I_P$  is dan het aantal electronen dat per  $\text{cm}^2$  en per seconde op de plaat valt. Het verdient bijgevolg aanbeveling, om voor een  $\beta$ -spectrograaf, waarin de fotografische plaat als detector wordt gebruikt, een zo klein mogelijke kromtestraal te kiezen.

Formule (9) werd afgeleid in de onderstelling, dat  $2d \ll r$ , immers alleen dan is de focussering ideaal. Tevens werd ondersteld, dat de afwijking  $d$  van de centrale baan aan weerszijden dezelfde is.

Men kan nu gemakkelijk inzien, dat wanneer het diafragma met opening  $2d$  niet symmetrisch t.o.v. de centrale baan der electronen is gelegen, formule (9) toch juist blijft. Ook voor grotere spleten blijft formule (9) gelden, want men kan zich deze spleet uit een aantal veel smallere spleten opgebouwd denken.

De waarde van het doorgelaten snelheidsgebied  $\Delta v$  wordt dan echter groter dan in (8) is aangegeven. Immers de focussering is dan niet meer ideaal.

Ten einde het in dat geval doorgelaten snelheidsgebied te berekenen, vragen wij eerst naar het snelheidsgebied, dat doorgelaten wordt, indien de opening  $2d$  een eindige waarde heeft en het venster van de teller zeer smal is.

Dit tweede probleem kan aldus worden gesteld: Wat is het grootst mogelijke verschil in kromtestraal van twee cirkelbanen, die door electronen (uitgaande van  $P$  en samenkomende in  $G$ ) worden doorlopen? (Zie fig. 5.)

De breedte van het diafragma  $AB$  zij  $2d$ . De centrale straal  $PCG$  heeft een maximale kromming, dus moet het verschil in kromtestraal van  $PBG$  en  $PCG$  resp.  $PAG$  en  $PCG$  worden bepaald om het probleem op te lossen.

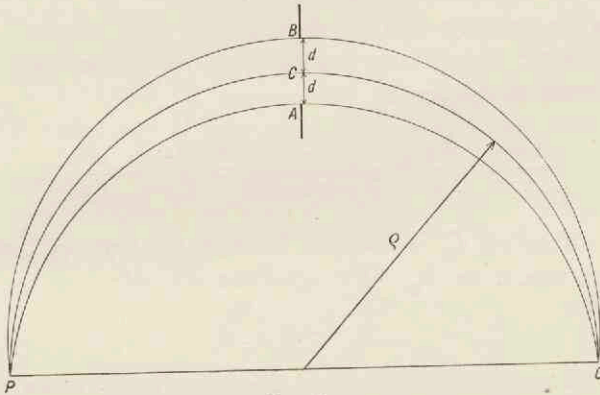


Fig. 5.

Het eerstgenoemde verschil is  $\frac{d^2}{2(e+d)}$

$$(AC = BC = d)$$

en het tweede  $\frac{d^2}{2(e-d)}$

$$\text{Daar } \frac{d^2}{2(e-d)} > \frac{d^2}{2(e+d)}$$

is dus het grootst mogelijke verschil in kromtestraal:

$$\Delta \varrho = \frac{d^2}{2(e-d)} \dots \dots \dots (10)$$

Volgens formule (8) is bij een bepaalde sterkte van het magneetveld

$$\Delta v = \frac{v}{\varrho} \Delta \varrho$$

Met (10) gaat dit dan over in:

$$\Delta v = \frac{v}{\varrho} \frac{d^2}{2(\varrho - d)}$$

Het relatieve snelheidsgebied  $\frac{\Delta v}{v}$  is dus afhankelijk van twee factoren:

1. van de breedte van het tellervenster.
2. van de opening van de diafragma's.

Het totale doorgelaten snelheidsgebied kunnen we vinden door beide invloeden te sommeren:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{b_G}{2\varrho} + \frac{d^2}{2\varrho(\varrho - d)} \approx \frac{b_G}{2\varrho} + \frac{d^2}{2\varrho^2} \dots (11)$$

De intensiteit  $I_G$  is volgens formule (9) evenredig met het product van  $d$  en  $b_G$ . We schrijven dit als:

$$I_G = A b_G d \dots (12),$$

waarin de constante  $A = I_{P/\Omega v} \frac{l_G v}{\pi \varrho^3}$ .

Het is nu van belang om na te gaan, hoe groot de opening van de diafragma's en hoe breed het tellervenster moeten worden gekozen bij gegeven oplossend vermogen, opdat de intensiteit zo groot mogelijk zij.

$$\text{Volgens (11) is } \frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2\varrho} \left( b_G + \frac{d^2}{\varrho} \right) \dots (13)$$

en daar  $\frac{\Delta v}{v}$  een vaste gegeven waarde heeft, is dus:

$$b_G + \frac{d^2}{\varrho} = C \text{ of } b_G = C - \frac{d^2}{\varrho} \dots \dots (14)$$

(12) wordt nu met (14):

$$I_G = A d \left( C - \frac{d^2}{\varrho} \right) \dots \dots \dots (15)$$

De voorwaarde voor de grootst mogelijke intensiteit wordt nu verkregen door  $I_G$  in formule (15) naar  $d$  te differentiëren en de aldus verkregen uitdrukking gelijk aan nul te stellen.

In dat geval is:

$$C - 3 \frac{d^2}{\varrho} = 0$$

of

$$d^2 = \frac{1}{3} C \varrho \dots \dots \dots (16)$$

Uit (13) volgt met (14):

$$C = 2 \varrho \frac{\Delta v}{v} \dots \dots \dots (17)$$

Uit (16) en (17) volgt:

$$d^2 = \frac{2}{3} \varrho^2 \frac{\Delta v}{v} \dots \dots \dots (18)$$

terwijl met (14), (17) en (18) voor de breedte van het tellervenster wordt gevonden:

$$b_G = \frac{4}{3} \varrho \frac{\Delta v}{v}$$

Wij kozen  $\frac{\Delta v}{v}$  iets kleiner dan 0,01. Bij ons was  $d = 6,5$  mm

en  $b_G = 1$  mm. Dus  $\frac{\Delta v}{v} = 0,008$ .

## § 2. De magneet.

Het magneetveld wordt geleverd door een spoel zonder ijzerkern, bestaande uit koperen buizen, waarin op zes plaatsen



koelwater wordt geperst onder een druk van  $2\frac{1}{2}$  atmosfeer. De spoel bestaat uit 24 lagen van 10 concentrische cirkelvormige buizen. De uitwendige dikte van de buis is 4 mm, terwijl inwendig de diameter  $2\frac{1}{2}$  mm bedraagt. De middellijn van de spoel is aan de binnenzijde gemeten 38 cm en aan de buitenkant 55 cm. De afstand tussen de lagen bedraagt 6 mm, gemeten van hart tot hart van de draden.

Door ijzer in de magneetspoel te vermijden, vervallen de complicaties, die de nauwkeurige meting van de veldsterkte in verband met hysteresis medebrengt. Een ander voordeel is, dat er in het vacuum meer ruimte beschikbaar blijft voor de eigenlijke  $\beta$ -spectrograaf. Daartegenover staat, dat zeer grote stroomsterkten moeten worden gebruikt, om een veld van voldoende sterkte te verkrijgen.

Het magneetveld langs de *straal* is niet homogeen; dit is echter geen bezwaar, daar het middelpunt van de cirkelbaan, die de electronen doorlopen, samenvalt met de as van de spoel. Immers wegens de symmetrie is de magnetische veldsterkte in alle punten van concentrische ringen — en dus langs de baan, die de electronen beschrijven — gelijk.

Aanvankelijk werd een andere magneetspoel gebruikt, die veel minder sterke velden gaf, hoewel het aantal Gauss per eenheid van stroomsterkte groter was. Het veld van deze spoel werd met behulp van een proefspoeltje en ballistische galvanometer nauwkeurig geijkt door het veld te commuteren. Op deze wijze kon het verloop van de veldsterkte voor verschillende afstanden van het centrum nauwkeurig worden onderzocht. De eerste metingen werden met deze spoel verricht en hiermede werd ook de plaats van de lijn met grootste intensiteit van RaD bepaald. Deze bleek bij  $H_{\varrho} = 598$  Gauss. cm te liggen. De genoemde lijn werd bij experimenten met de met water gekoelde spoel gevonden bij een stroomsterkte van 9,45 Ampère. Daar de straal  $\varrho = 9,1$  cm is, volgt hieruit een veldsterkte  $H = 6,95$  Gauss per Ampère.

Door Trommel werd de veldsterkte in het *centrum* van de spoel gemeten bij een stroomsterkte van 26,05 Ampère.



Hij vond, dat deze 161,6 Gauss bedraagt. Door berekeningen vond hij voor deze veldsterkte 161,8 Gauss, hetgeen met 6,21 Gauss per Ampère overeenkomt.

Directe metingen leverden op een afstand van 9,1 cm uit het middelpunt een veldsterkte van 6,87 Gauss per Ampère.

De beschreven spoel kan in continu bedrijf tot omstreeks 80 Ampère gebruikt worden; in dat geval loopt de temperatuur van het koelwater tot ongeveer 90° Celsius op.

### § 3. De Geiger-Müllerteller.

De gebruikte teller bestaat uit een cylinder van messing, waarvan de doorsnede inwendig 16 mm bedraagt. Hierin is axiaal een platinadraad van 0,2 mm dikte gespannen. De opening van het venster bedraagt 10 bij 1 mm, en de dikte van het gebruikte messing 1 mm. De afsluitingen zijn van barnsteen vervaardigd en het geheel is met piceïne dichtgekit. De binnenkant van de cylinder werd zorgvuldig van verontreinigingen ontdaan. De draad werd gepolijst met Parijsrood. Het bleek verder van essentieel belang te zijn, dat de platinadraad goed gespannen wordt gehouden. Daartoe werd een uiteinde aan een veer bevestigd, die zich boven op de teller bevindt. Hieroverheen werd een glazen dop gebracht, die voor luchtdichte afsluiting zorgt en verhindert, dat ont-ladingen van de veer naar de omgeving optreden. De cylinder is door middel van een afgeschermd draad verbonden met het rooster van de Neher-Harperlamp (zie ook § 4), terwijl de platinadraad met de plaat van genoemde lamp verbonden is. Op deze draad staat een spanning van 700 à 1800 Volt, welke afhangt van de grootte van de gasdruk, die in de teller heerst. De op de teller staande hoogspanning moet nu overal door gasdichte isolatoren van de ruimte binnen de klok gescheiden worden gehouden, daar er anders ont-ladingen in de ruimte buiten de teller optreden voor het geval, dat geen kleefvacuum aanwezig is. Aan de andere kant is het belangrijk, dat een teller op snelle en eenvoudige wijze door een andere kan worden vervangen. Daarom werd een

„vacuumstekker” geconstrueerd. Aan de onderzijde van de tellerdraad is buiten de teller een stuk koperdraad gesoldeerd, waaromheen een glazen buisje is aangebracht. Dit past in een glazen cylindertje, waarin zich kwik bevindt, dat in contact is met de ingesmolten hoogspanningsdraad. Omdat het kwik niet in contact mag zijn met het vacuum en om te verhinderen, dat er aanslag van het kwik binnen de spectrograaf optreedt, werd op dit kwik een laagje apiezonolie gebracht. Het glazen

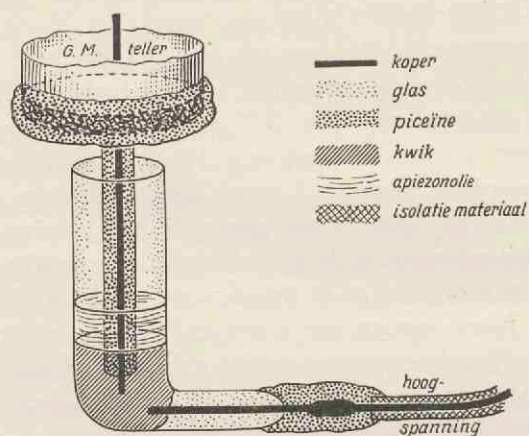


Fig. 6.

De „vacuumstekker”, die het contact tussen de hoogspanning en de draad in de teller tot stand brengt.

buisje, dat met piceïne aan de teller is vastgekit, reikt nu tot in de vloeistof en de iets langere koperdraad maakt contact met het kwik. Zo is het contact tussen tellerdraad en hoogspanning tot stand gekomen en is het op eenvoudige wijze mogelijk, dit contact weer te verbreken.

Om de druk in de teller te kunnen variëren, is aan de onderzijde hiervan een glazen buisje bevestigd. Dit buisje staat in verbinding met een buffervat buiten de eigenlijke  $\beta$ -spectrograaf. De druk in de teller kan dus van buiten af geregeld worden en eventuele lekkages kunnen gemakkelijk

geconstateerd worden. Om het effect van een eventueel lek door het folie te verkleinen, werd een groot buffervat gekozen.

Het venster van de teller is voorzien van een  $2\mu$  dik folie van celluloid, waardoorheen de  $\beta$ -stralen kunnen binnenkomen. Dit brengt mede, dat het gebruikte type teller niet — of althans moeilijk — kan worden ontgast.

De dikte van het folie werd op de volgende wijze bepaald: Voor de Geiger-Müllerteller werd een Poloniumpreparaat op een zodanige afstand geplaatst, dat de  $\alpha$ -deeltjes nog juist geen ontladingen veroorzaakten. De afstand tussen het Polonium en de teller bleek — bij een druk van 76 cm en een temperatuur van  $19^\circ - 37$  mm te zijn. De dracht van  $\alpha$ -deeltjes van Polonium in lucht bedraagt 38,7 mm voor 76 cm druk en  $15^\circ$  Celsius; in ons geval is de dracht dus  $38,7 \times \frac{273 + 19}{273 + 15} = 39,2$  mm. Het lucht equivalent van het folie voor  $\alpha$ -stralen is dus  $39,2 - 37 = 2,2$  mm. Het gewicht van deze luchtlaag per  $\text{cm}^2$  is:  $0,22 \times 1,29 \times 10^{-3} = 2,84 \times 10^{-4}$  gr. Men kan gemakkelijk inzien, dat dit overeenkomt met een dikte van het folie van  $\frac{2,84}{1,4} 10^{-4} \text{ cm} = 2\mu$ .

(Het soortelijk gewicht van celluloid is 1,4).

Het gebied van de teller bedroeg bij een druk van 8 cm Hg ongeveer 60 Volt. In het algemeen kan men zeggen, dat door verhoging van de druk het telgebied vergroot wordt<sup>2)</sup>. Indien de druk kleiner is dan 1 cm Hg, heeft het gebied een grootte van slechts ongeveer 1 Volt, tengevolge waarvan de teller niet goed meer werkt.

Het nuleffect van de teller is eveneens van de druk afhankelijk. Het liep bij onze metingen van ongeveer zes ontladingen per minuut bij een druk van 1 cm Hg op tot omstreeks zestien tikken per minuut bij 10 cm Hg.

#### § 4. De versterker, de thyatronen en de hoogspanning.

Zoals in de vorige paragraaf reeds werd opgemerkt, is



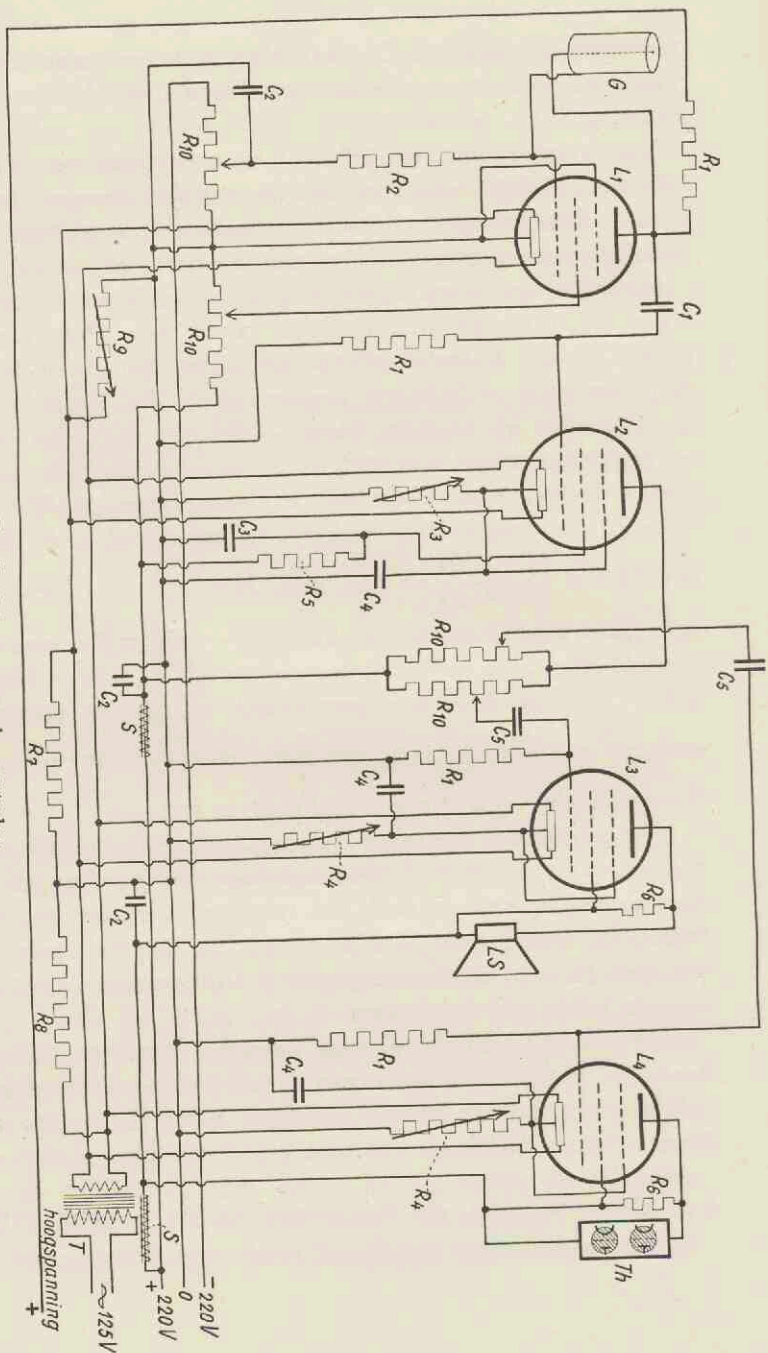


Fig. 7. Schema van de versterker.

$T = 4$  V transformator.  $S =$  smoorpoel.  $G =$  Geiger-Müllerreler.  $LS =$  luidspreker.  $Th =$  thyatronschakeling.  $L_1 =$  Neher-Harperlamp, type 57.  $L_2 =$  Versterkerlamp van hetzelfde type.  $L_3$  en  $L_4$  zijn de eindlampen, type 59.  $R_1 = 2.10^6 \Omega$ ,  $R_2 = 10^7 \Omega$ ,  $R_3 = 2.10^8 \Omega$ ,  $R_4 = 10^8 \Omega$ ,  $R_5 = 5.10^5 \Omega$ ,  $R_6 = 2.10^4 \Omega$ ,  $R_7 = 10^3 \Omega$ ,  $R_8 = 90 \Omega$ ,  $R_9 = 5.10^4 \Omega$  en  $R_{10} = 5.10^5 \Omega$ ;  $C_1 = 100$  cm 1500 V;  $C_2 = 2.10^8 \Omega$ ,  $C_3 = 10^8 \Omega$ ,  $C_4 = 30 \mu F$ ;  $C_5 = 5.10^4$  cm ( $1 \mu F = 0.9 \cdot 10^9$  cm).

de cylinder van de teller verbonden met het rooster van de kortsluitlamp,  $L_1$  (volgens het principe van Neher en Harper geschakeld <sup>3)</sup>; zie fig. 7). De tellerdraad is met de plaat verbonden, die dus beide op dezelfde hoge positieve spanning worden gebracht.

De spanning van twee roosters van deze lamp kan gevarieerd worden. Het stuurrooster krijgt een negatieve-, het schermrooster een positieve spanning, die zodanig wordt ingesteld, dat er juist geen stroom door de lamp gaat. Treedt nu een ontlading in de teller op, dan zal een positieve lading van de draad op de cylinder en dus op het stuurrooster overgaan, zodat er wel een plaatstroom gaat lopen. Ten gevolge hiervan zal de plaatspanning sterk verminderen, daar tussen de hoogspanningsbron en de plaat een weerstand  $R_1 = 2 \cdot 10^6 \Omega$  is geschakeld. Hierdoor zal de ontlading in de teller worden afgebroken. Deze Neher-Harpersschakeling zorgt er dus voor, dat de ontlading in de teller snel wordt afgebroken, zodat de apparatuur direct daarop weer in zijn oorspronkelijke toestand is teruggekeerd. De duur van een ontlading bedraagt ongeveer  $10^{-8}$  secunde. De stroomstoten in  $L_1$  worden via een condensator  $C_1$  van 100 cm overgebracht op het rooster van  $L_2$ , welke lamp ze versterkt. Verder worden deze op de beide parallel geschakelde eindlampen  $L_3$  en  $L_4$  overgebracht. Hierachter zijn resp. de luidspreker en de thyratrons geschakeld.

Met behulp van de luidspreker kan worden gecontroleerd of de Neher-Harperlamp goed is ingesteld. Indien de negatieve roosterspanning te klein is, blijkt dit uit een gezoem in de luidspreker. Verder kan hiermede worden nagegaan, of de apparatuur, die de tikken automatisch telt, goed functioneert. De stroomstoten worden van de eindlamp  $L_4$  via de laagfrequenttransformator  $T_3$  op de roosters van het eerste stel thyratrons overgebracht (zie fig. 8). Met een snelle gesprekkenteller (deze kan maximaal 15 tikken per secunde, regelmatig verdeeld, tellen) werden de ontladingen in de teller dan automatisch geregistreerd. Werd de zoge-



naamde „scale of two”<sup>4</sup>) gebruikt, dan kon de gesprekkenteller in 1 (of 2) geplaatst worden, terwijl dan 2 (of 1) kortgesloten werd, evenals 3 en 4. Was het aantal tikken per tijdseenheid zeer groot, dan kon op de „scale of four” worden overgegaan door het telwerk met 3 (of 4) te verbinden en 4 (of 3) kort te sluiten evenals 1 en 2. In dit laatste geval

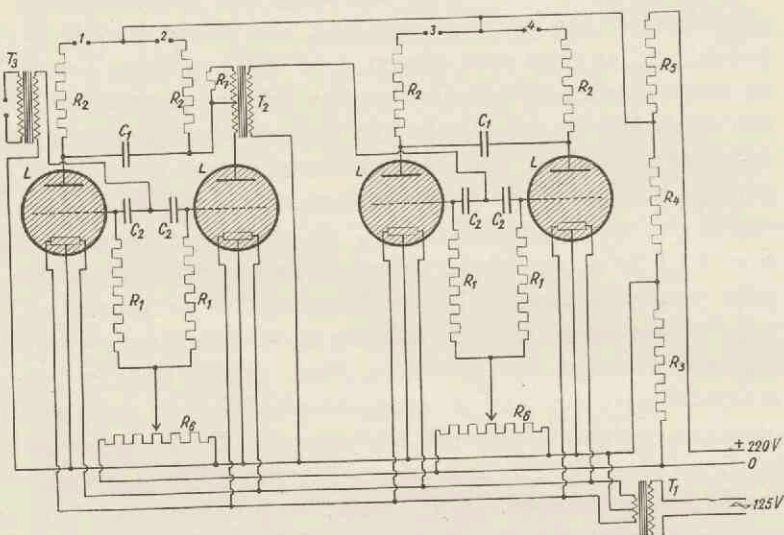


Fig. 8. Schema van de thyatronschakeling.

$T_1 = 6,3$  V transformator.  $T_2$  en  $T_3$  zijn laagfrequenttransformatoren.  
 $L$  = thyatron, type Mazda T 100.  $R_1 = 10^5 \Omega$ ;  $R_2 = 5 \cdot 10^3 \Omega$ ;  
 $R_3 = 50 \Omega$ .  $R_4$  is een lamp van 75 Watt.  $R_5$  bestaat uit twee parallel  
 geschakelde lampen van resp. 36 en 115 Watt.  $R_6 = 10^3 \Omega$ ;  $R_7 = 10 \Omega$ ;  
 $C_1 = 2 \mu F$ ;  $C_2 = 2 \cdot 10^3$  cm.

verspringt het telwerk na ieder viertal ontladingen één schaaldeel, zodat ook bij een groot aantal ontladingen per minuut de gesprekkenteller dit kan volgen. Zo is het mogelijk door nog meer thyatrons te gebruiken om de snelheid van de gesprekkenteller nog verder te verkleinen.

Het oplossend vermogen van de apparatuur is voor onze metingen voldoende groot. Het wordt bepaald door de ge-

sprekkenteller. Bedraagt het aantal tikken 400 per minuut, dan is de fout circa 1 0/0 als de „scale of four” gebruikt wordt. Het maximale aantal, dat bij onze metingen werd geregistreerd, bedraagt 250 per minuut.

Daar het gebied van de door ons gebruikte Geiger-

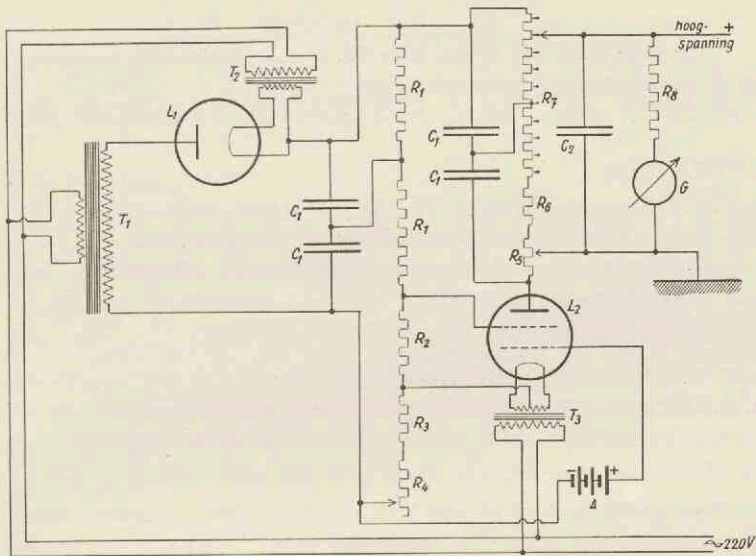


Fig. 9. Schema van het hoogspanningsapparaat voor spanningen tot 2000 Volt.

$T_1 = 2000$  V transformator.  $T_2 = 4$  V transformator.  $T_3 = 2\frac{1}{2}$  V transformator.  $L_1 =$  gelijkrichter.  $L_2 =$  stabilisatielamp, type 47.  $C_1 = 2 \mu F$ , 1000 V;  $C_2 = 2 \mu F$ , 2000 V;  $A =$  Anodeblok 30 V.  $R_1 = 10^6 \Omega$ , 2 Watt;  $R_2 = 10^5 \Omega$ ;  $R_3 = 2,5 \cdot 10^4 \Omega$ ;  $R_4 = 3 \cdot 10^4 \Omega$ ;  $R_5 = 5 \cdot 10^5 \Omega$ ;  $R_6 = 2,5 \cdot 10^5 \Omega$ .  $R_7$  wordt gevormd door 9 weerstanden van  $2,5 \cdot 10^5 \Omega$ , die met een tienpolige schakelaar zijn verbonden.  $R_8 = 1,1 \cdot 10^8 \Omega$ .  $G$  is een Mollgalvanometer.

Müllertellers vooral bij lage drukken klein is, is het noodzakelijk om een hoogspanningsbron van grote konstantheid te gebruiken. Deze werd verkregen door een stabilisatielamp in de keten op te nemen <sup>5)</sup>, die de fluctuaties in de hoogspanning compenseert (zie fig. 9). Met behulp van de Mollgalvanometer  $G$  konden veranderingen in de spanning van één

Volt worden afgelezen als de hoogspanning ongeveer 1500 Volt bedraagt. Bij fluctuaties in de netspanning van 5 % varieerde de hoogspanning met minder dan 0,1 %.

De versterker, hoogspanningsbron en thyratrons zijn ieder in een afzonderlijke kast ingebouwd \*) en zijn dus gemakkelijk te verplaatsen.

---

\*) Op deze plaats wil ik den Heer W. Maas danken voor het ontwerp en de bouw van de thyratronschakeling.

#### LITERATUUR:

1. B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. (A) **113**, 87, 1926 en **119**, 673, 1928.  
J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. (A) **84**, 226, 1910.  
J. Chadwick en P. M. Mercier, Phil. Mag. **50**, 208, 1925.  
H. V. Neher, Phys. Rev. **38**, 1321, 1931.
  2. E. Henning en R. Schade, Zeitschr. f. Physik **90**, 597, 1934.
  3. H. V. Neher en W. W. Harper, Phys. Rev. **49**, 940, 1936.
  4. C. E. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 312, 1932.
  5. R. D. Evans, Rev. of Scient. Instr. **5**, 371, 1934.
-

## HOOFDSTUK III.

### DE QUANTITATIVITEIT VAN DE TELLER.

#### § 1. Inleiding.

In dit hoofdstuk willen wij de vraag discussiëren, of elk electron, dat de teller binnentreedt, inderdaad wordt geregistreerd. In vroegere publicaties heeft men alleen al uit het feit, dat een teller een gebied heeft, en dat dus het aantal geregistreerde deeltjes binnen bepaalde grenzen onafhankelijk is van de aangelegde elektrische spanning, ten onrechte de conclusie getrokken, dat een dergelijke teller quantitatief werkt.

Het is echter mogelijk om langs directe weg metingen te doen, waaruit volgt, welke fractie van de  $\alpha$ - of  $\beta$ -deeltjes geteld wordt \*). Riehl <sup>1)</sup> heeft met een puntteller onderzoekingen gedaan over de quantitativiteit voor matig homogene  $\beta$ -stralen. Danforth en Ramsey <sup>2)</sup> deden dit met Geiger-Müller-tellers voor kosmische straling in coïncidentie-schakeling, evenals Cosyns <sup>3)</sup>. Met behulp van de in hoofdstuk II beschreven apparatuur werden enkele voorlopige metingen gedaan met homogene  $\beta$ -stralen <sup>4)</sup>. De eerste resultaten werden geheel bevestigd door het onderzoek van de Vries en Sizoo <sup>5)</sup> en door dat van Graf <sup>6)</sup>.

We zullen nu trachten uit het aantal ionen, dat in de teller geregistreerd wordt, een conclusie te trekken omtrent de kans, dat het electron inderdaad wordt geteld.

---

\*) Vgl. Handbuch der Physik XXII 2, blz. 165.



Beschouwen we daartoe een teller met middellijn (inwendig) met lengte  $l$ . De gasdruk in cm Hg in de teller zij  $p$ , en het aantal electronen, dat door het folie per minuut binnenkomt,  $N_\infty$ . Laat  $N(x)$  het aantal electronen per minuut zijn, dat de afstand  $x$  bereikt zonder nog één ionenpaar gevormd te hebben. Over een korte afstand  $dx$  is dan het aantal  $\beta$ -deeltjes, dat aanleiding zal geven tot een ionenpaar:

$$-dN = \beta \frac{p}{76} N(x) dx \dots \dots \dots (1)$$

Hierin is  $\beta$  de primaire ionisatiecoëfficiënt, d.i. het aantal primaire ionen, dat per centimeter ontstaat, als de gasdruk 76 cm Hg bedraagt.

Er moet nu geïntegreerd worden over de diameter van de teller; men verkrijgt:

$$\ln N = -\frac{\beta p}{76} \int_0^l dx = -\frac{\beta p}{76} l + \text{konstante.}$$

De konstante is  $\ln N_\infty$ , als  $N_\infty$  het aantal electronen, dat de teller per minuut binnenkomt, dus voor  $l=0$  is.

De oplossing wordt:

$$N = N_\infty e^{-\frac{\beta l p}{76}} \dots \dots \dots (2)$$

We nemen nu voorlopig aan, dat in de teller steeds een doorslag optreedt als er door een electron één of meer ionenparen worden gevormd.

Zij verder:

$$\alpha = \frac{\beta l}{76}, \text{ dan wordt (2): } N = N_\infty e^{-\alpha p}.$$

Dit aantal  $N$  wordt dus *niet* geteld. Het aantal, dat *wel* geteld zal worden, is dan:

$$N_{\text{get.}} = N_\infty - N = N_\infty - N e^{-\alpha p} = N_\infty (1 - e^{-\alpha p}.)$$



Deze vergelijking wordt nu:

$$N = N_{\infty} (1 - e^{-\alpha p}) \dots \dots \dots (3)$$

Hierin is  $N_{\infty}$  het getelde aantal  $\beta$ -deeltjes bij een gasdruk  $p \rightarrow \infty$ .

De telkromme, welke het verband geeft tussen het aantal tikken  $N$ , die in de Geiger-Müllerteller worden veroorzaakt, en de gasdruk  $p$ , die erin heerst, wordt door deze formule beschreven. Voor geringe drukken neemt het aantal tikken ongeveer lineair toe en bereikt bij grote waarden van  $p$  een verzadigingswaarde  $N_{\infty}$ .

De teller moet volgens bovenstaande theoretische beschouwingen steeds gevuld zijn met een gas, waarvan de druk zo groot is, dat de genoemde verzadigingswaarde zal worden bereikt en dan werkt de teller dus quantitatief. Uit het volgende zal blijken, dat deze verzadigingswaarde inderdaad gelijk is aan het werkelijke aantal electronen, dat de teller binnenkomt.

## § 2. Het bepalen van de ionisatiecoëfficiënt $\beta$ .

Om de telkromme te bepalen, werd de druk in de teller gevarieerd (dus ook de hoogspanning) en werd het aantal doorslagen per minuut bepaald als een gemiddelde van het aantal, dat over vier minuten werd geteld. Dit gebeurde telkens voor één bepaalde snelheid van de electronen. Vóór en na ieder viertal minuten, waarover gemeten werd, is het nuleffect van de teller bepaald en wel over telkens twee minuten. Deze twee waarden werden gemiddeld en het verkregen bedrag werd vervolgens van het gevonden aantal electronen per minuut afgetrokken\*). Lag het aantal ontladingen per minuut boven de 50, dan werd steeds de „scale of four” gebruikt; in het andere geval (dus ook altijd bij het bepalen van het nuleffect) was de gesprekkenteller aan de „scale of two” gekoppeld.

\*) In alle grafische voorstellingen is het gemiddeld aantal ontladingen per minuut uitgezet na aftrek van het nuleffect.

Volgens deze methode werden de telkrommen voor de verschillende snelheden bepaald. Voorbeelden zijn gegeven in fig. 10 en 11. Hieruit werd dan de coëfficiënt  $a$  berekend. Dit gebeurde door, voor telkens twee drukken, die een factor 2 van elkaar verschillen, de bijbehorende  $N$  uit de kromme af te lezen. Behoort b.v. bij een druk  $p = p_1$ , een aantal electronen  $N = N_1$  en zij bij  $p = p_2$  dit aantal  $N = N_2$ , dan is:

$$N_1 = N_\infty (1 - e^{-a p_1}) \text{ en } N_2 = N_\infty (1 - e^{-a p_2}).$$

Door deze vergelijkingen op elkaar te delen, verkrijgt men:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{1 - e^{-a p_1}}{1 - e^{-a p_2}} \dots \dots \dots (1)$$

Wordt nu  $p_2 = 2 p_1$  gesteld, dan gaat (1) over in:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{1 - e^{-a p_1}}{1 - (e^{-a p_1})^2} = \frac{1}{1 + e^{-a p_1}}$$

en

$$e^{-a p_1} = \frac{N_2}{N_1} - 1$$

waaruit  $a$  direct is te bepalen.

Op deze wijze werd dit voor iedere kromme ten hoogste negen maal gedaan, te beginnen bij  $p = 1$  cm en  $p = 2$  cm Hg. Uit  $p = 0,5$  en  $p = 1$  cm kon geen waarde voor  $a$  worden bepaald, daar de kromme in deze omgeving niet nauwkeurig vastligt wegens gebrek aan betrouwbare metingen. (De teller werkt niet meer goed bij drukken kleiner dan 1 cm Hg.) Ook moet er een duidelijk verschil tussen  $N_1$  en  $N_2$  bestaan om een nauwkeurige waarde van  $a$  te krijgen. Daarom

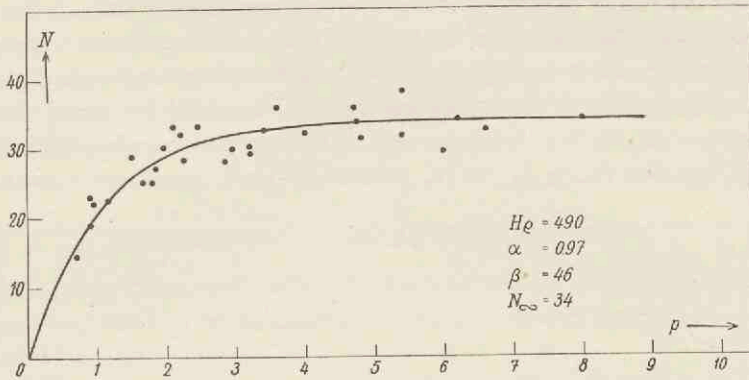


Fig. 10.

Een telkromme. Voor  $p = 4$  cm Hg is de verzadigingswaarde praktisch bereikt.

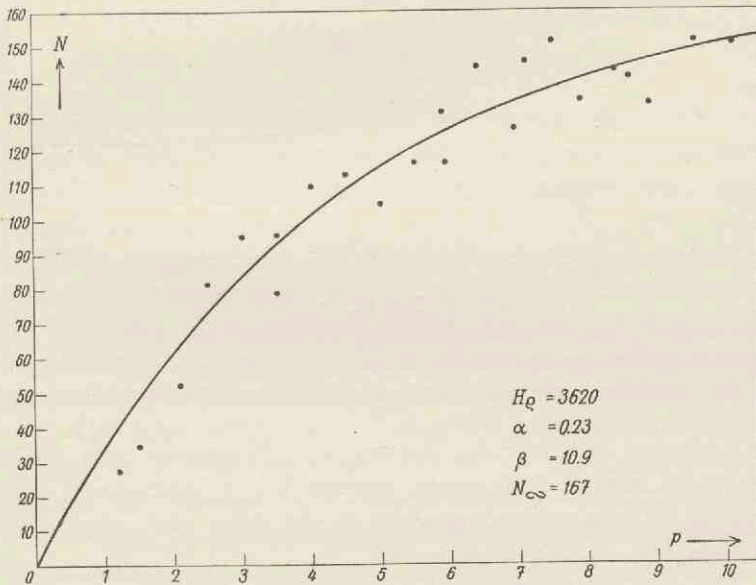


Fig. 11.

Een telkromme. Voor grote snelheden van de electronen wordt de verzadigingswaarde eerst bij hoge drukken van het gas in de teller bereikt.

kon bij kleine snelheden de  $a$  uit een gemiddelde van slechts vijf waarden worden bepaald. Immers hier wordt voor  $p = 4$  cm de verzadigingswaarde reeds tot op ongeveer 3% bereikt (zie fig. 10) en is dus het verschil voor  $N$  bij  $p = 4$  cm en  $p = 8$  cm Hg te klein om  $a$  met enige nauwkeurigheid te bepalen (voor  $N_1 = N_2$  wordt  $ap \rightarrow \infty$ ).

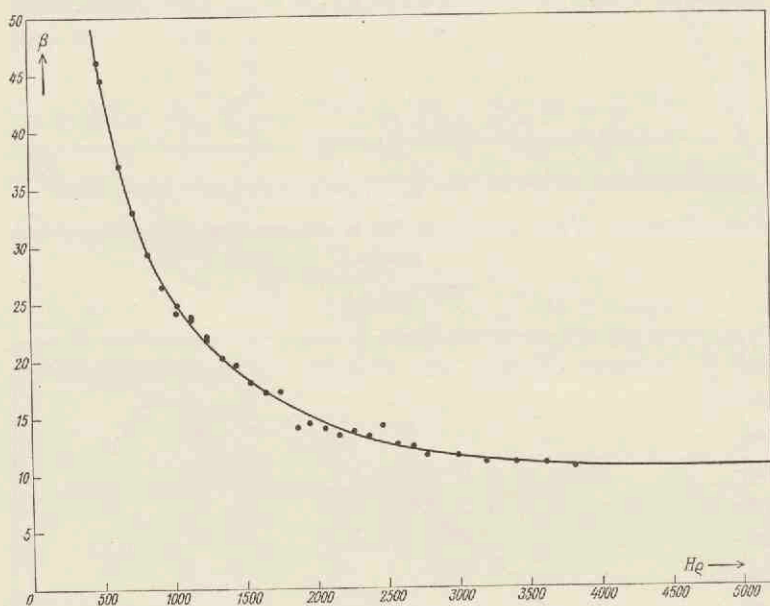


Fig. 12.

De coëfficiënt van de primaire ionisatie als functie van de snelheid der electronen. Deze grootte is bepaald in de onderstelling, dat elk ionenpaar aanleiding geeft tot een tik in de teller. Vergelijk echter § 4.

Daar het celluloidfolie, dat op het tellervenster was aangebracht, niet te veel mocht worden belast, werd nooit gemeten bij een grotere gasdruk in de teller dan ongeveer 10 cm Hg.

Uit  $a$  is direct de  $\beta$  te bepalen met de formule:

$$\beta = \frac{76}{l} a.$$



$\beta$  is dan volgens de gemaakte onderstelling de coëfficiënt van de primaire ionisatie. In fig. 12 is  $\beta$  uitgezet tegen de snelheid van de electronen. Het blijkt dus, dat de coëfficiënt van primaire ionisatie bij kleine snelheden afneemt met groter wordende waarden van  $H\varrho$ , en bij grotere snelheden een vrijwel konstante waarde bereikt.

### § 3. De nauwkeurigheid van de methode.

In deze paragraaf zullen de foutenbronnen alsmede de uitwerking hiervan op de resultaten, aan een nadere beschouwing worden onderworpen.

De fout, die in de meetpunten van de telkromme kan voorkomen, is grotendeels te wijten aan statistische fluctuaties, die in het aantal electronen, dat op de teller valt, voorkomen. Deze kunnen worden voorgesteld door de formule:

$$\Delta N = \sqrt{\frac{N}{t}} \dots \dots \dots (1)$$

Hierin stelt  $\Delta N$  de middelbare waarde van de statistische fluctuatie voor, die per minuut kan voorkomen in een gemiddeld aantal electronen per minuut  $N$ , gemeten over een periode van  $t$  minuten.

Uit de meetresultaten blijkt, dat grotere afwijkingen voorkomen dan door formule (1) wordt aangegeven, ook als men het nuleffect in aanmerking neemt, dat bij  $p = 2$  cm Hg ongeveer 6, bij  $p = 10$  cm Hg ongeveer 16 ontladingen per minuut bedraagt. De oorzaken hiervan kunnen de volgende zijn:

1. De teller werkt niet in het goede gebied. Om de telkromme te bepalen, moet de druk in de teller gevarieerd worden en hiermede dus ook de elektrische spanning. De beoordeling, of deze spanning op de juiste wijze is ingesteld, berustte dikwijls op het gehoor; aan de hoedanigheid van de tikken is te horen of de teller in het goede gebied werkt.

Het instellen van de spanning geschiedde als volgt: nadat de gasdruk is geregeld, wordt de tellerdraad eerst

op een zo lage werkspanning gebracht, dat nog geen tikken in de luidspreker hoorbaar zijn. Vervolgens wordt deze spanning langzaam verhoogd en op de galvanometer afgelezen bij welk spanningsverschil tussen cylinder en draad van de teller de eerste tikken konden worden waargenomen. Voor grote drukken kozen we dan een ongeveer 20 Volt hogere werkspanning, bij kleine drukken verhoogden we deze ongeveer 10 Volt, daar in dit laatste geval het telgebied zoveel kleiner is.

2. Het lekken van het tellerfolie, waardoor het voor kan komen, dat de teller na verloop van korte tijd niet meer in het goede gebied werkt. Dit geldt uiteraard vooral voor hoge drukken, aangezien dan het drukverschil t.o.v. het vacuum in de  $\beta$ -spectrograaf het grootste is. Deze moeilijkheid trad het sterkst op de voorgrond, toen de teller met waterstof was gevuld (zie § 4 van dit hoofdstuk), daar dit gas veel sneller door het celluloidfolie diffundeert dan dit met lucht het geval is. Hieraan is zeker de grotere spreiding van de meetpunten in fig. 16 (blz. 49) te wijten. Het bleek, dat gedurende de vier minuten, waarover werd gemeten, de druk van de waterstof ruim een halve centimeter daalde als  $p \cong 10$  cm Hg bedroeg. In dat geval werd de hoogspanning dan ook tijdens het meten een weinig bijgesteld, terwijl dan de waarde voor  $p$  werd verkregen door de manometer af te lezen, nadat de helft van de periode, waarover werd gemeten, was verstreken. We onderstellen dus, dat over die korte periode van vier minuten de drukdaling per tijdseenheid tengevolge van het lek een constante waarde bezit en dat het verloop van de telkromme bij een drukvariatie van een halve centimeter is voor te stellen door een rechte lijn.

3. Fouten bij de aflezing van de kwikmanometer, die zeker niet meer dan 0,1 cm zullen bedragen, maar bij lage drukken een vrij grote rol spelen, omdat de telkromme daar een grote helling heeft met de horizontale as.

De grootste foutenbron in de ionisatiecoëfficiënt  $\beta$  is wel

gelegen in het trekken van de telkromme door de meetpunten heen. Steeds werd  $\beta$  bepaald uit twee waarden van  $N$ , die uit de kromme werden afgelezen (zie § 2 van dit hoofdstuk). Door hierin kleine variaties aan te brengen, zodanig, dat de kromme blijft passen in de meetpuntenreeks, is gebleken, dat de nauwkeurigheid in de aldus verkregen waarde van  $\beta$  ongeveer 12 0/0 bedraagt.

Een correctie moet worden aangebracht voor de achterwaartse verstrooiing van electronen door de achterwand van de teller. Tengevolge hiervan zal de weg, die verstrooide electronen afleggen, groter zijn dan de inwendige diameter van de teller bedraagt. Nemen we volgens Schonland<sup>7)</sup> aan, dat 29 0/0 van de op koper vallende electronen wordt gereflecteerd, welk percentage onafhankelijk is van de snelheid der electronen, dan mogen we onderstellen, dat deze fractie voor messing (dat een iets kleiner soortelijk gewicht heeft) ongeveer  $\frac{1}{4}$  zal bedragen<sup>7)</sup>.

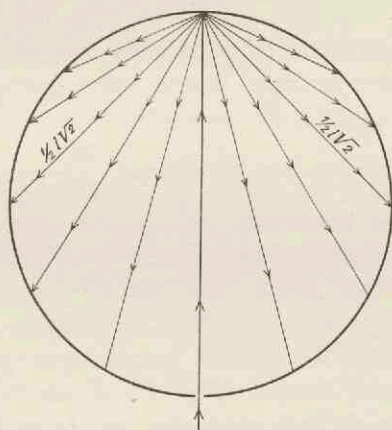


Fig. 13.

Tengevolge van achterwaartse verstrooiing doorlopen de electronen een langere weg dan de diameter van de teller bedraagt.

Onderstel, dat de diameter van de teller  $l$  is, en zij  $y$  de



fractie, die aangeeft hoeveel electronen worden verstrooid. We nemen aan, dat de absolute waarde van de snelheid na de reflectie niet is veranderd. De ware afstand, die de  $\beta$ -deeltjes gemiddeld zullen doorlopen en die we dus moeten beschouwen, zullen we  $l_w$  noemen. Deze  $l_w$  zal de som zijn van twee termen: de eerste term betreft de electronen, die niet worden verstrooid en dus een afstand  $l$  afleggen, en een tweede stuk betreft gereflecteerde  $\beta$ -deeltjes. Tenslotte wordt nog ondersteld, dat de electronen na de reflectie gemiddeld een afstand  $\frac{1}{2} l\sqrt{2}$  afleggen.

Dan is dus:

$$l_w = l(1 - y) + (\frac{1}{2} l\sqrt{2} + l) \cdot y$$

$$\frac{l_w}{l} = 1 + 0,7 y = 1,18. \quad (y = \frac{1}{4}).$$

De afstand, die de  $\beta$ -deeltjes moeten doorlopen, is dus met 18 % toegenomen en  $\beta$  zal tengevolge hiervan 18 % kleiner worden.

Een tweede correctie moet worden aangebracht voor de temperatuur. Deze bedroeg tijdens onze metingen ongeveer 20 graden, dus moeten de gevonden waarden voor  $\beta$  vermenigvuldigd worden met een factor  $\frac{293}{273}$  om deze op nul graden Celsius te reduceren.

De absorptie in het folie zal ook van invloed zijn op de meetresultaten. Het bleek, dat alleen electronen, die een grotere snelheid hebben dan  $H_Q = 360$  Gauss . cm door het  $2 \mu$  dikke celluloidfolie kunnen heendringen, hetgeen geheel in overeenstemming is met de metingen van Schonland <sup>7)</sup>. Voornamelijk bij de lage snelheden zal de vermindering van de snelheid in het folie aanzienlijk zijn met als gevolg: een te grote waarde van  $\beta$ . In fig. 14 is direct het snelheidsverlies tengevolge van de absorptie in het folie af te lezen uit een kromme, die geconstrueerd is volgens de gegevens van Schonland <sup>7)</sup>.



Electronen van  $H_Q = 400$  Gauss.cm zullen een snelheidsverlies van 30 Gauss.cm ondervinden na door het folie te zijn heengedrongen. Voor electronen van snelheid van on-

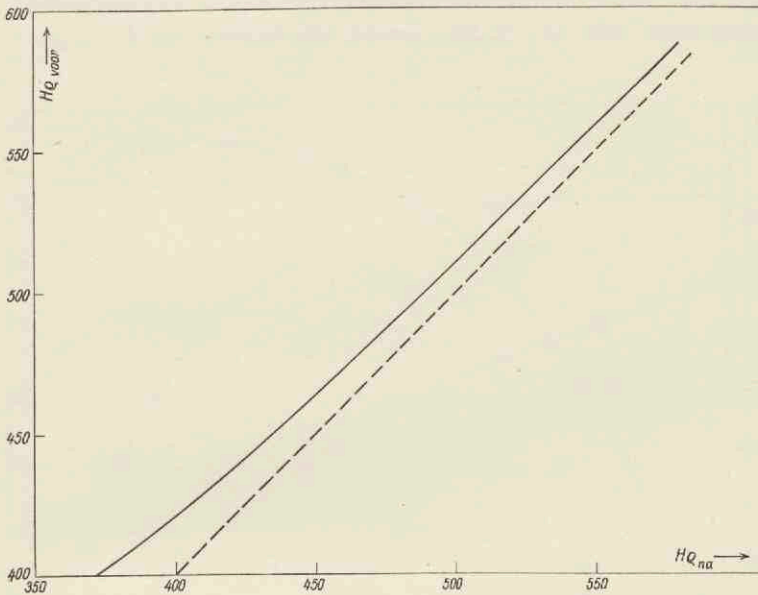


Fig. 14.

Het snelheidsverlies, dat de electronen ondergaan bij het passeren van het folie, dat op de teller is aangebracht, als functie van de snelheid der  $\beta$ -deeltjes.  $(H_Q)_{\text{voor}}$  is de snelheid vóór-,  $(H_Q)_{\text{na}}$  de snelheid na de doorlating. De gestippelde lijn geeft de toestand aan, indien er geen verlies van snelheid optreedt.

geveer 550 Gauss.cm bedraagt dit verlies slechts circa 10 Gauss.cm.

De doorlating van het folie, dat op het tellervenster is aangebracht, speelt een belangrijke rol bij de quantitativiteit van de teller. De fractie van doorlating is in fig. 15 uitgezet als functie van de snelheid van de  $\beta$ -deeltjes. Deze kromme is geconstrueerd met behulp van de meetresultaten van

Schonland <sup>7)</sup>, die verkregen werden met behulp van een goudfolie met dikte van  $1,87 \cdot 10^{-5}$  cm ( $= 3,61 \cdot 10^{-4}$  gr.  $\text{cm}^{-2}$ ). De dikte van dit folie komt overeen met de dracht van electronen van  $H_Q = 390$  Gauss.cm. Daar de dikte van het door ons gebruikte folie juist gelijk is aan de dracht van electronen met  $H_Q = 360$  Gauss.cm, kunnen we dus zeggen

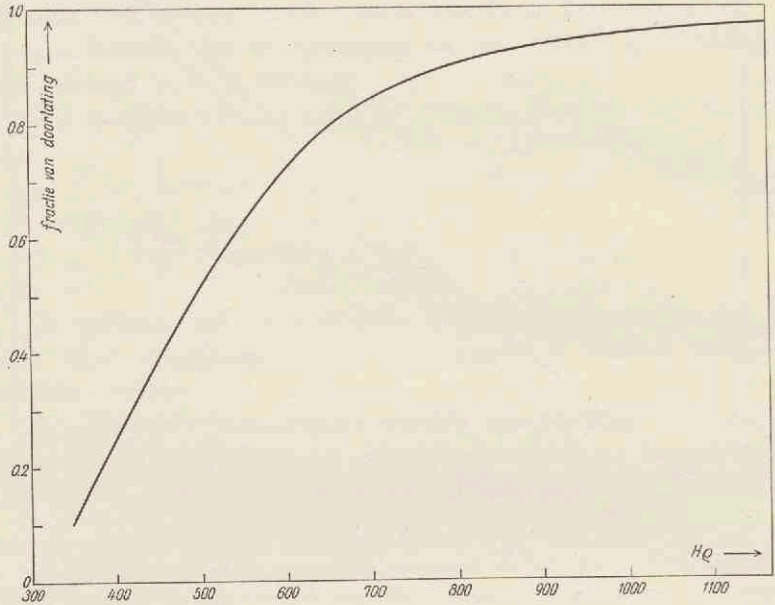


Fig. 15.

De fractie van doorlating van de electronen door het folie van de teller als functie van hun snelheid.

dat de kromme van fig. 15 in grote benadering ook voor een  $2 \mu$  dik celluloidfolie zal gelden.

In hoofdstuk IV zal nader op deze fig. 15 worden teruggekomen. Het blijkt dus, dat electronen van  $H_Q = 1100$  Gauss.cm voor  $97\%$  door het folie heengaan. De resterende  $3\%$  wordt teruggestrooid, terwijl bij lage snelheden (kleiner dan  $H_Q = 700$  Gauss.cm) ook de absorptie een factor van betekenis is.

#### § 4. Verificaties van de in § 1 gegeven theorie.

##### A. Met eigen metingen.

Het blijkt mogelijk te zijn om de in § 1 gegeven theorie nader te toetsen, en wel door een ander gas te kiezen als

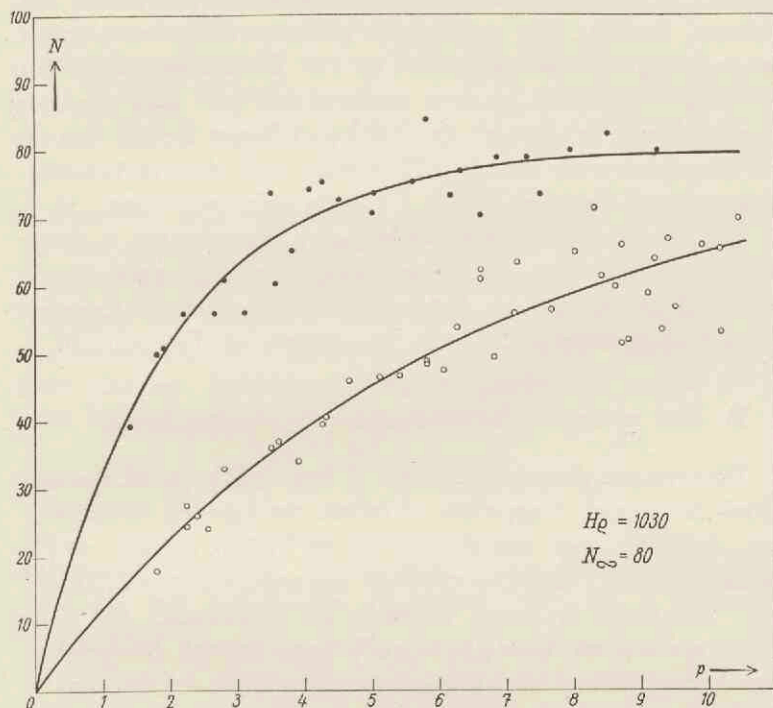


Fig. 16.

Telkrommen.

● voor lucht als vulling van de teller.

○ idem voor waterstof.

De verzadigingswaarde wordt met lucht eerder bereikt dan met waterstof: deze waarden zijn gelijk.

vulgas voor de teller, in ons geval werd hiervoor waterstof gekozen. Inderdaad blijkt nu, zoals in fig. 16 is aangegeven, dat de verzadigingswaarde, die we verkregen, voor beide

gassen dezelfde is, hoewel de primaire ionisatie een zeer groot verschil vertoont. Voor nog twee andere electronensnelheden werden de metingen herhaald, de resultaten waren hetzelfde. Voor de snelheid van de  $\beta$ -deeltjes van 1030 Gauss.cm werd zowel voor vulling van de teller met lucht, als met waterstof, een verzadigingswaarde van 80 electronen per minuut bereikt. De gemiddelde primaire ionisatie bedraagt voor deze gassen dan resp. 24,8 en 7,8. De ionisatiecoëfficiënt  $\beta$  is voor waterstof bij deze snelheid dus 0,31 maal die van lucht, terwijl Williams en Terroux<sup>8)</sup> met behulp van de Wilsonkamer de waarde 0,29 vonden voor deze verhouding, een verschil dus van slechts 7% met onze resultaten.

Uit de drie bepaalde waarden voor de primaire ionisatie in waterstof blijkt, dat deze kleiner wordt bij toenemende snelheid der electronen, hetgeen geheel in overeenstemming is met de meetresultaten van Williams en Terroux<sup>8)</sup>.

#### B. Met metingen van anderen.

De primaire ionisatiecoëfficiënt  $\beta$  kan ook bepaald worden door het aantal druppeltjes te tellen, dat op één centimeter op de baan van een  $\beta$ -straal in de Wilsonkamer wordt waargenomen. Dergelijke metingen zijn gedaan door Williams en Terroux<sup>8)</sup> voor zuurstof en waterstof, en door Skramstad en Loughridge<sup>9)</sup> voor stikstof. Vergelijken we hun resultaten met die van ons, dan blijkt, dat de primaire ionisatie op analoge wijze met de snelheid van de  $\beta$ -deeltjes verandert als in onze metingen het geval is. Terwijl uit onze experimenten voor  $H_0 = 3500$  Gauss.cm, 10 ionenparen per centimeter volgt, leverden de metingen met de Wilsonkamer voor zuurstof 26 en voor stikstof 21 ionenparen per centimeter (zie fig. 17). Voor kosmische stralen vonden Locher<sup>10)</sup>, Anderson<sup>11)</sup> en Kunze<sup>12)</sup> een gemiddelde waarde van resp. 36, 31 en 19 ionenparen per centimeter. Er treedt dus een verschil in absolute waarde op tussen onze metingen en die, welke met behulp van de Wilsonkamer werden gedaan.



Dit grote verschil is te begrijpen, indien we onderstellen, dat bij onze tellers *niet elk* ion geteld wordt, maar dat elk ionenpaar een kans  $\xi < 1$  heeft om aanleiding te geven tot een tik <sup>18)</sup>. Derhalve moet  $\beta$  in de formules van blz. 38 vervangen worden door  $\xi\beta$ . De fractie  $\xi$  is dus alleen effectief. De gedaante van de kromme van fig. 12 wordt hierdoor niet veranderd.

We krijgen dan:

$$N = N_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{\xi\beta l}{76} p}\right) \dots \dots \dots (3a).$$

Men kan deze vergelijking ook langs andere weg afleiden en wel op de volgende wijze:

Zij  $n$  het gemiddeld aantal ionenparen, dat binnen de teller (dus over een afstand  $l$ ) wordt gemaakt door electronen van één bepaalde snelheid bij een druk  $p$ , dan is de waarschijnlijkheid, dat het  $\beta$ -deeltje  $k$  primaire ionenparen vormt over deze afstand volgens de formule van Poisson:

$$P_n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad \left(n = \frac{\beta l}{76} p = ap\right).$$

Is het aantal  $\beta$ -deeltjes, dat het tellervenster binnenkomt,  $N_{\infty}$ , dan zal het aantal, dat aanleiding geeft tot  $k$  primaire ionen, zijn:

$$N_k = N_{\infty} \frac{n^k}{k!} e^{-n}$$

Aangezien nu de kans, dat een primair ion *geen* ontlading veroorzaakt, gelijk is aan  $(1 - \xi)$ , is de kans, dat geen enkele van de  $k$  gevormde ionen dat doen zal gelijk aan  $(1 - \xi)^k$ .

De kans, dat één electron, dat  $k$  ionenparen maakte, *wel* een ontlading teweegbrengt, is bijgevolg:

$$1 - (1 - \xi)^k.$$

Het totaal aantal ontladingen, veroorzaakt door  $N_\infty$  electronen, wordt dan:

$$N = N_\infty \sum_1^\infty \frac{n^k}{k!} e^{-n} \{ 1 - (1 - \xi)^k \}.$$

Hieruit volgt:

$$N = N_\infty (1 - e^{-\xi n}) = N_\infty \left( 1 - e^{-\frac{\xi \beta l}{76} p} \right). \quad (3a).$$

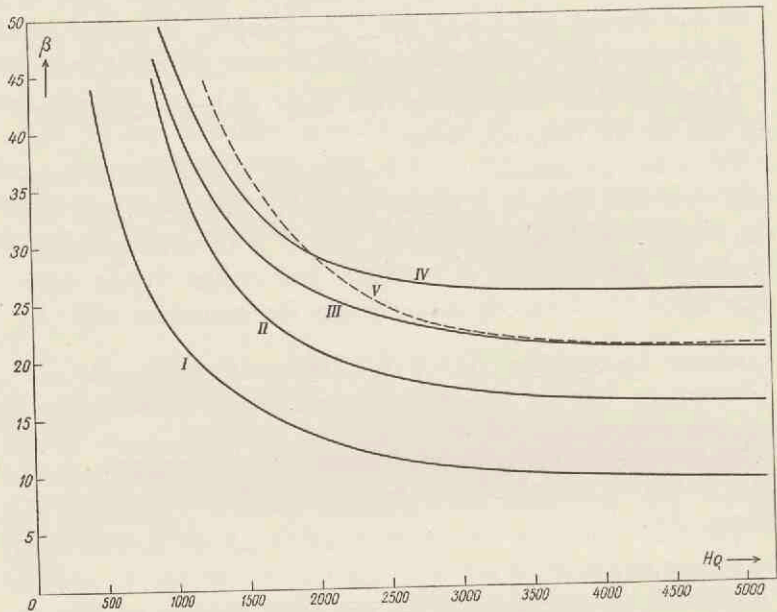


Fig. 17.

Vergelijking der metingen van de primaire ionisatie als functie van de snelheid der electronen. I is de kromme van fig. 12 (gecorrigeerd), II is op analoge wijze ontstaan uit metingen van Graf<sup>6)</sup>, III is de ionisatie in stikstof volgens Skramstad en Loughridge<sup>9)</sup>, verkregen met de Wilsonkamer; IV idem in zuurstof volgens Williams en Terroux<sup>8)</sup>. V is de theoretische kromme volgens Bethe<sup>16)</sup>, Möller<sup>14)</sup> en Williams<sup>15)</sup>.

In fig. 17 zijn de krommen van de genoemde auteurs uitgezet, om deze beter te kunnen vergelijken. Hierin is

I de kromme van fig. 12, na te zijn gecorrigeerd voor:

1. de verstrooiing door de achterwand van de teller.
2. het snelheidsverlies van de electronen in het folie.
3. de temperatuur (gereduceerd tot op 0° C).

Kromme II geeft de resultaten van Graf <sup>6)</sup> weer.

III is ontleend aan de formule:

$$\beta = 19 \left( \frac{c}{v} \right)^{1,15 \pm 0,15},$$

die Skramstad en Loughridge <sup>9)</sup> voor stikstof vonden over een gebied van 3300 tot 8300 Gauss.cm en waaruit de ionisatiecoëfficiënt voor lagere snelheden werd geëxtrapoleerd ( $c$  is de lichtsnelheid,  $v$  de snelheid van het electron).

Curve IV geeft de metingen van Williams en Terroux <sup>8)</sup> weer voor zuurstof. Deze kromme kan over een gebied van 1100 tot 7000 Gauss.cm worden weergegeven door de formule:

$$\beta = 22 \left( \frac{c}{v} \right)^{1,1 \pm 0,2}.$$

Tenslotte moet hier worden vermeld, dat Möller <sup>14)</sup> en Williams <sup>15)</sup> op de basis van de berekening van Bethe <sup>16)</sup> voor waterstofatomen, een berekening hebben uitgevoerd voor relativistisch snelle electronen. Door de uitkomsten hiervan ook op zuurstof en stikstof toe te passen, wordt een waarde van 21 ionenparen per cm voor electronen van  $H_e = 4000$  Gauss.cm verkregen. (Kromme V). Deze waarde komt dus vrijwel overeen met die, welke Skramstad en Loughridge <sup>9)</sup> voor stikstof hebben gevonden.

Uit de vergelijking van de door ons verkregen absolute waarden van de primaire ionisatie met die van de Wilson-kamer blijkt, dat de kans  $\xi$ , dat een ion wordt geteld, ongeveer 0,45 bedraagt, terwijl de Vries en Sizoo <sup>5)</sup> hiervoor 0,44 hebben gevonden.

De oorzaak van het feit, dat  $\xi \neq 1$  is waarschijnlijk gelegen in het gebruik van niet ontgaste tellers en niet absoluut zuivere vulgassen, zodat hierin allerlei onzuiverheden voorkomen, die het electron van het ionenpaar, dat door botsing van een  $\beta$ -deeltje met een gasmolecuul is gevormd, kunnen invangen. Volgens deze hypothese zal in een ontgaste teller, voorzien van een zeer zuiver vulgas, ieder gevormd ion wel aanleiding geven tot een ontlading<sup>\*)</sup>.

### § 5. Slotbeschouwingen.

Als men een  $\beta$ -spectrum van het een of andere radioactieve preparaat wil uitmeten met behulp van een  $\beta$ -spectrograaf voorzien van Geiger-Müllerteller, zou men volgens de beschouwingen, zoals deze in dit hoofdstuk zijn gehouden, de druk in de teller zo groot mogelijk moeten kiezen om er zeker van te zijn, dat ieder electron wordt geteld. Nu zijn er aan de grootte van de druk in de teller grenzen gesteld. Immers men wil in de  $\beta$ -spectrograaf zelf bij voorkeur een zo laag mogelijke druk hebben. En wordt het verschil tussen druk in de teller en vacuum in de  $\beta$ -spectrograaf te groot, dan is het mogelijk, dat het tellerfolie bezwijkt. Bovendien is het moeilijk om folies te krijgen, die zeer dun zijn en niet lekken. Het folie, dat wij gebruikten, was  $2 \mu$  dik en lekte maar weinig. Toch was er bij een druk in de teller boven 5 cm Hg nooit kleefvacuum in de spectrograaf aanwezig. Door er zorg voor te dragen, dat alle toevoerdraden naar de teller goed geïsoleerd waren, hadden we geen last van ontladingen buiten de teller. Tenslotte heeft het gebruik van een vrij grote druk in de teller nog een voordeel, n.l., dat het gebied van de teller dan groter is, terwijl als nadeel nog is aan te merken: de vereiste grote elektrische werkspanning.

In verband hiermede verdient het dus aanbeveling om niet

---

<sup>\*)</sup> Inderdaad is dit uit voorlopige metingen met een ontgaste teller, die te Utrecht gedaan werden door van der Velden, gebleken.



in het verzadigingsgebied van de teller te werken, maar om een tussendruk te kiezen en doelbewust de kromme van fig. 12 te gebruiken voor het aanbrengen van de correctie. Slechts in dat geval heeft men absolute zekerheid, dat het meetresultaat werkelijk alle electronen bevat, die het teller-venster zijn binnengekomen.

#### LITERATUUR:

1. N. Riehl, Zeitschr. f. Physik **46**, 478, 1928.
2. W. E. Danforth en W. E. Ramsey, Phys. Rev. **49**, 854, 1936.
3. M. Cosyns, Etude des compteurs de Geiger-Müller et de leur application à la mesure de l'ionisation spécifique des particules chargées de grande énergie. Bulletin Technique de l'Association des Ingénieurs sortis de l'Ecole Polytechnique de Bruxelles.
4. L. S. Ornstein, J. M. W. Milatz, H. ten Kate en M. Miesowicz, Proc. Kon. Ned. Akad. **41**, 1055, 1938.
5. J. de Vries en G. J. Sizoo, Physica **6**, 593, 1939.
6. T. Graf, Journ. de Phys. et le Rad. **7**, 513, 1939.
7. B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. (A) **104**, 235, 1923 en **108**, 187, 1925.
8. E. J. Williams en Terroux, Proc. Roy. Soc. (A) **126**, 289, 1930.
9. H. K. Skramstad en D. H. Loughridge, Phys. Rev. **50**, 677, 1936.
10. G. L. Locher, Phys. Rev. **39**, 883, 1932.
11. C. D. Anderson, Phys. Rev. **44**, 406, 1933.
12. P. Kunze, Zeitschr. f. Physik **83**, 1, 1933.
13. J. M. W. Milatz, Hand. v.h. XXVIIe Ned. Natuur- en Geneesk. Congres te Nijmegen, 1939.
14. C. Möller, Ann. der Physik **14**, 531, 1932.
15. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **135**, 108, 1932 en **139**, 163, 1933.
16. H. Bethe, Ann. der Physik **5**, 325, 1930.  
Zeitschr. f. Physik **76**, 293, 1932.

## HOOFDSTUK IV.

### HET SPECTRUM VAN RaE.

#### § 1. Inleiding.

##### A. Algemene opmerkingen.

Reeds in het begin van deze eeuw was het gebleken, dat de  $\beta$ -stralen van Radium en andere radioactieve stoffen bestaan uit een stroom van electronen, die met zeer verschillende snelheid worden uitgezonden. Aanvankelijk werden alleen de absorptie en reflectie van de  $\beta$ -stralen bestudeerd, als deze materie ontmoeten. Het heeft tot na 1920 geduurd, voordat men zich er een duidelijke voorstelling van kon maken, hoe deze electronenstralen ontstaan en hoe deze samenhangen met radioactieve transmutaties.

Radioactiviteit bleek een uiteenvallen van de kern te zijn, dat bij  $\alpha$ -stralen gepaard gaat met het uitzenden van een heliumkern en bij  $\beta$ -stralen van een electron. Terwijl  $\alpha$ -stralen steeds bestaan uit deeltjes van één bepaalde snelheid, kan men bij de  $\beta$ -stralen twee groepen onderscheiden:

1.  $\beta$ -stralen, bestaande uit electronen van enkele bepaalde snelheden,

2. het continue  $\beta$ -spectrum.

Men heeft kunnen aantonen, dat de electronen, die deel uitmaken van het continue spectrum, rechtstreeks van de kern van het radioactieve atoom komen<sup>1)</sup>. De  $\beta$ -deeltjes uit de eerste groep, die de homogene lijnen vormen (ontdekt door von Baeyer, Hahn en Meitner<sup>2)</sup>) komen echter uit de electronenschil. Zij worden hieruit losgerukt ten gevolge van

$\gamma$ -straling uit de kern en zijn dus van secundaire oorsprong (internal conversion).

In de eerste periode van de onderzoeken meende men, dat de  $\gamma$ -stralen het gevolg waren van de  $\beta$ -desintegratie. Men onderstelde toen, dat de straling werd veroorzaakt doordat de kern zich herstelde na de verstoring, die had plaats gevonden door het vertrek van een desintegratieëlectron. Later bleek uit een onderzoek<sup>3)</sup>, waarbij men  $\gamma$ -stralen door materie liet gaan, dat in dit geval de karakteristieke groepen van electronen weer verschijnen, zodat hieruit de conclusie kon worden getrokken, dat de homogene lijnen van secundaire oorsprong zijn. We kunnen dus zeggen, dat er slechts twee primaire verschijnselen optreden bij de  $\beta$ -radioactiviteit:

1. uitzending van electronen;
2. uitzending van  $\gamma$ -stralen uit de kern.

De verschijnselen wijzen er op, dat in het radioactieve atoom de kernbestanddelen zich in stabiele quant toestanden bevinden. Na het uitzenden van een desintegratieëlectron kan het gebeuren, dat de nieuwe kern in een aangeslagen toestand gevormd wordt. Er zal dan een overgang plaats vinden naar andere toestanden van lagere energie, hetgeen gepaard gaat met de uitzending van stralen. Deze straling ( $\gamma$ -stralen) vertegenwoordigt de karakteristieke frequenties van de kern en heeft gewoonlijk zeer korte golflengten door de grote krachten, die in de kern optreden. De uitzending van  $\gamma$ -straling is dus als een tweede hoofdverschijnsel te beschouwen.

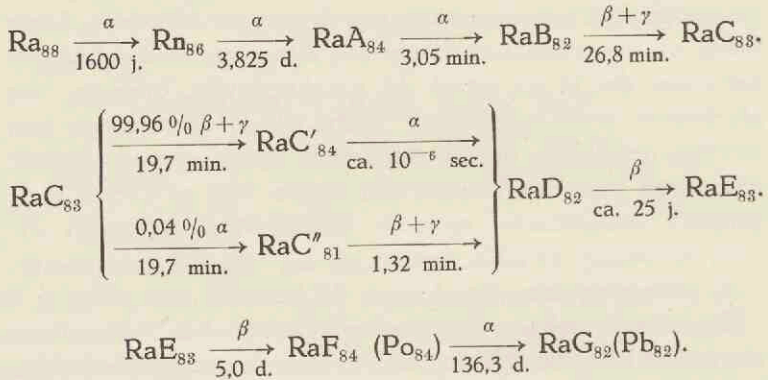
De belangstelling voor het continue  $\beta$ -spectrum is gedurende de laatste jaren sterk toegenomen door de ontdekking van de kunstmatige radioactiviteit en door de moeilijkheid, om de problemen, die de waargenomen verschijnselen aan de theorie stellen, te leren begrijpen. De aandacht is voornamelijk gericht op twee punten:

1. op de bovenste grens van het spectrum;
2. op de energieverdeling in het spectrum, waaraan de juistheid van de theoriën betreffende het  $\beta$ -emissieproces kan worden getoetst.



B. *Het RaE.*

Hieronder laten we de gehele Radiumreeks volgen, die een onderdeel van de Uraniumreeks is. Bij ieder lid is aangegeven het atoomnummer, de halfwaardetijd en de soort van de straling, die het uitzendt.



Het is mogelijk om uitgaande van het gas Radium Emanatie (Radon) een RaE preparaat te verkrijgen, want uit bovenstaand schema volgt, dat na verloop van tijd het Radon (Rn) is overgegaan in RaD, RaE, RaF en het eindproduct lood. Men heeft dus hierdoor een methode, om het RaE afzonderlijk te meten, want RaD zendt geen electronen uit boven 800 Gauss.cm, Polonium emitteert  $\alpha$ -deeltjes en RaE heeft een continu spectrum, waarin veel grotere snelheden dan die van de electronen van RaD voorkomen.

Het door ons gebruikte preparaat was verkregen als een kathode-neerslag van RaD op een platinadraad bij electrolyse van een zoutzuuroplossing. \*) Het RaD zendt electronen uit van lage energie, n.l. een continu spectrum met een bovenste grens van ongeveer 350 Gauss.cm en verder vijf karakteristieke lijnen, waarvan de grootste snelheid 738 Gauss.cm bedraagt.

\*) Uit het absolute aantal electronen, dat per seconde door het preparaat wordt uitgezonden, berekenden wij, dat de sterkte 0,2 mC bedraagt.



Het gaat daarbij over in RaE, dat alleen een continu spectrum uitzendt, waarvan de bovenste grens zeker boven 5000 Gauss.cm is gelegen. Een belangrijke eigenschap van RaD en de verdere vervalproducten is, dat deze bijna geen  $\gamma$ -straling emitteren.

### C. Metingen van anderen.

De eerste onderzoeker, die de  $\beta$ -stralen van RaE heeft bestudeerd, is Schmidt <sup>4)</sup> geweest. Zijn experimenten waren voornamelijk gericht op de absorptie. Met behulp van magnetische methoden verkreeg hij als gemiddelde snelheid  $2,49 \cdot 10^{10}$  cm.sec<sup>-1</sup> (2530 Gauss.cm). Sedertdien hebben een groot aantal onderzoekers zich met het spectrum van RaE bezig gehouden met zeer uiteenlopende resultaten. De gevonden waarden voor de bovenste grens van het spectrum beslaan een gebied van  $H_Q = 4500$  <sup>5)</sup> tot  $H_Q = 11200$  Gauss.cm. <sup>6)</sup>

Hier laten we alleen die onderzoekingen over het spectrum van RaE volgen, welke met behulp van tellers zijn verricht \*). Andere methoden, om het spectrum van een radioactief preparaat te meten, zijn:

- de absorptiemethode,
- de fotografische methode <sup>7)</sup>,
- de nevelkamer,
- de ionisatiekamer.

Kovarik en Mc. Keehan <sup>8)</sup> gebruikten het eerst de teller (toen nog de puntteller) en vonden als bovenste grens een waarde van ongeveer 7000 Gauss.cm, terwijl het maximum van de spectraalkromme bij ongeveer 2000 Gauss.cm werd gevonden.

Het merendeel der onderzoekingen dateert van de laatste vijf jaar. In tabel I zijn de resultaten samengevat.

\*) Men zie verder J. S. O'Connor, Phys. Rev. 52, 303, 1937.

TABEL I.

## Onderzoekingen over het spectrum van RaE.

	Maximum van de spectraal- kromme	Bovenste grens
	$H\varrho$	$H\varrho$
Scott <sup>9)</sup> . . . . .	2480	6600
Alichanow e.a. <sup>10)</sup> . . . . .	1150	5400
Alichanian en Zavelsky <sup>11)</sup> . . . . .	—	5150
Lyman <sup>12)</sup> . . . . .	1750	5280
Langer en Whitaker <sup>13)</sup> . . . . .	—	5330
O'Conor <sup>14)</sup> . . . . .	1650	5350
Flammersfeld <sup>15)</sup> . . . . .	1750	5350
Alichanian e.a. <sup>16)</sup> . . . . .	—	5375
Martin en Townsend <sup>17)</sup> . . . . .	1210	5395
Neary <sup>18)</sup> . . . . .	1800	5365

Het blijkt dus, dat de meeste onderzoekers als bovenste grens van het RaE spectrum een waarde vonden, gelegen tussen  $H\varrho = 5300$  en  $H\varrho = 5400$  Gauss . cm. Het maximum van de spectraalkromme is experimenteel niet scherp bepaald. De oorzaken hiervan kunnen de volgende zijn:

1. Het niet quantitatief werken van de teller. Het maximum verschuift verder naar lagere energieën, naarmate de druk van het gas in de teller kleiner is.
2. Absorptie en achterwaartse verstrooiing in het tellerfolie.
3. Ten gevolge van de dikte van het preparaat ondergaan de electronen, die uit de onderlaag komen, een snelheidsverlies, dat kleiner is naarmate men de laag dunner maakt.
4. Secundaire electronen uit het materiaal, waarop het preparaat is aangebracht, doen ook hun invloed gelden op de vorm van de spectraalkromme. Het verdient dientengevolge aanbeveling, om hiervoor licht materiaal te kiezen.

De moeilijkheden, genoemd onder 2 en 3 gelden alleen

voor langzame electronen, terwijl ook de electronen, genoemd onder 4 geen grote snelheden hebben. Volgens Flammersfeld<sup>15)</sup> oefenen de drie laatstgenoemde feiten geen invloed meer uit op het spectrum voor snelheden groter dan 2500 Gauss.cm. Voor kleinere snelheden kan de invloed zeer aanzienlijk zijn en hierin is de verklaring te zoeken voor de verschillende waarden, die men gevonden heeft voor het maximum van het RaE-spectrum.

## § 2. Meetmethode en resultaten.

Met behulp van de in hoofdstuk II beschreven apparatuur werd het spectrum van RaE gemeten. De druk van het gas (lucht) in de teller bedroeg steeds 8 cm Hg. Bij één bepaalde snelheid van de electronen (dus bij één bepaalde stroomsterkte in de magneetspoel) werd het aantal ontladingen in de teller gemeten. In fig. 18 geeft ieder meetpunt het gemiddeld aantal ontladingen van de teller per minuut aan, verminderd met het nuleffect van de teller (ongeveer 16 ontladingen per minuut). Telkens werd dit aantal ontladingen gemeten over een periode van vier minuten. Voor en na iedere meting werd het nuleffect bepaald; deze twee waarden werden gemiddeld en het verkregen bedrag werd vervolgens van het gevonden aantal electronen per minuut afgetrokken. Op deze wijze ontstond kromme I (fig. 18). Om de intensiteit in het spectrum te krijgen moet de waarde van ieder punt van deze kromme door de waarde van het bijbehorende veld worden gedeeld. Dit is als volgt in te zien:

Uit de formule

$$I_G = I_{P/\Omega v} \frac{2 d l_G}{\pi \varrho^3} b_G v \quad ((9) \text{ blz. } 24)$$

blijkt, dat het aantal electronen, dat de teller per tijdseenheid ontvangt, niet alleen met  $I_{P/\Omega v}$  — de grootheid, die we wensen te bepalen — evenredig is, maar ook met  $v$ .

Dus:

$$I_G \sim I_{P/\Omega v} \cdot v.$$

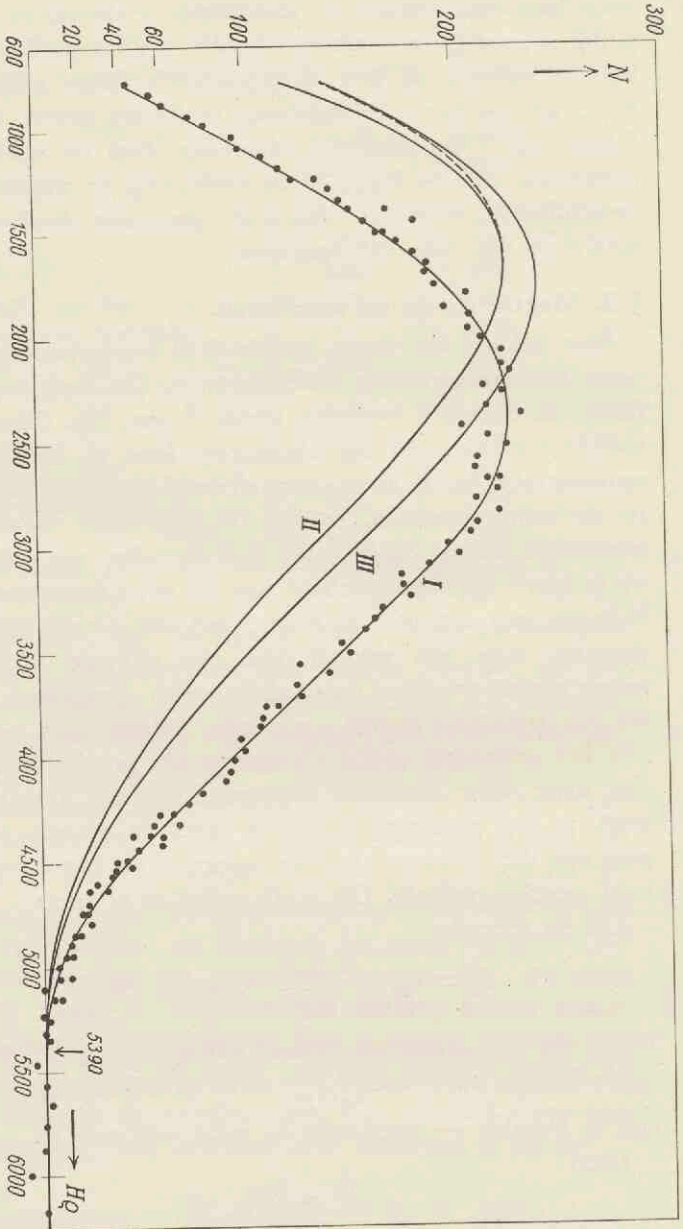


Fig. 18. Het spectrum van RaF.

I is de experimentele kromme; de waarde van ieder punt moet gedeeld worden door de waarde van het bijbehorende veld (kromme II). De gestippelde lijn geeft de correctie aan voor de achterwaartse verstrooiing in het folie van de teller. Kromme II moet tenslotte gecorrigeerd worden, daar de teller niet quantitatief werkt, en kromme III stelt dus het ware spectrum van RaF voor.



We moeten nu niet  $I_G$ , maar  $I_{P/\Omega v}$  bepalen.

$$I_{P/\Omega v} \sim \frac{I_G}{v} \sim \frac{I_G}{H}$$

Hieruit blijkt dus, dat we steeds  $I_G$  door de bijbehorende waarde van de veldsterkte moeten delen om  $I_{P/\Omega v}$  te verkrijgen.

De zo ontstane kromme II moet gecorrigeerd worden voor absorptie en achterwaartse verstrooiing in het folie van de teller, hetgeen werd gedaan met behulp van fig. 15 (blz. 48). In fig. 18 is deze correctie door een stippellijn aangegeven. Tenslotte moet kromme II nog voor de quantitativiteit van de teller gecorrigeerd worden. Dit is geschied door uit de experimenteel gevonden waarden voor  $p = 8$  cm Hg de waarden voor  $p \rightarrow \infty$  te berekenen met behulp van de experimentele kromme van fig. 12 (blz. 42). Deze correctie voor de quantitativiteit heeft o.a. tot gevolg, dat het maximum van het spectrum over een afstand van  $H_0 = 100$  Gauss.cm naar hogere energieën verschuift. Daar voor grote snelheden van de electronen de ionisatie een vrijwel constante waarde bereikt, werd de kromme van fig. 12 (blz. 42) buiten de meetpunten ge-extrapoléerd tot aan het einde van het gebied, waarover het spectrum zich uitstrekt.

Kromme III stelt dan het ware spectrum van RaE voor. Het blijkt dus, dat het eindpunt van dit spectrum volgens onze metingen bij  $5390 \pm 40$  Gauss.cm ligt, terwijl het maximum ongeveer bij een waarde van  $H_0 = 1750$  Gauss.cm wordt aangetroffen.

We moeten nog opmerken, dat dit spectrum niet is gecorrigeerd voor de achterwaartse verstrooiing van de ondergrond (in dit geval platina), waarop het Ra(D + E) is neergeslagen, en evenmin voor de laagdikte van het preparaat.

### § 3. Discussie van het spectrum.

Om een bevredigende verklaring te vinden voor de  $\beta$ -radioactiviteit, is men van twee onderstellingen uitgegaan:

1. De kern bestaat (volgens Heisenberg<sup>19)</sup>) alleen uit zware deeltjes, protonen en neutronen. Electronen komen er niet in voor. Deze worden bij het radioactieve proces gecreëerd.

2. Om te voldoen aan de wet van behoud van energie moet men volgens Pauli aannemen, dat niet alleen een electron, maar ook een ander — hypothetisch — deeltje, het zogenaamde „neutrino” wordt uitgezonden. Dit neutrino bezit geen elektrische lading, terwijl de massa tussen nul en die van het electron is gelegen. De totale vrijkomende energie zou dan verdeeld worden over het electron en het neutrino.

Fermi<sup>20)</sup> verkrijgt een kwantitatieve theorie van de  $\beta$ -spectra door te onderstellen, dat de uitzending van lichte deeltjes uit een kern op analoge wijze geschiedt als de emissie van lichtquanta vanuit een aangeslagen atoom bij het gewone stralingsproces. Lichtquanten ontstaan als ze door een atoom worden uitgezonden en verdwijnen, als ze worden geabsorbeerd. In analogie hiermede onderstelde Fermi<sup>20)</sup>, dat ook electronen (en neutrino's) ontstaan (of verdwijnen) als de kern van het ene energieniveau overgaat naar het andere. Het totale aantal electronen (of neutrino's), dat in de wereldruimte aanwezig is, behoeft niet constant te zijn, evenmin als dat bij de lichtquanta het geval is. In deze gedachtengang voortredenerende komt Fermi tot de conclusie, dat neutronen en protonen twee quantentoestanden van één zwaar deeltje zijn. Bij iedere overgang van de neutron- naar de protontoestand ontstaat tegelijk een electron en een neutrino.

Radioactiviteit is dus een ingewikkelder proces dan de lichtemissie, omdat bij het eerste proces twee deeltjes (electron en neutrino) ontstaan en bij het laatste één deeltje (lichtquant) gecreëerd wordt. Het omgekeerde proces, n.l. de omzetting van een proton in een neutron, moet samengaan met het uitzenden van een positron en een anti-neutrino. Hierdoor is tevens aan de wet van behoud van lading voldaan.

Op deze basis berekende Fermi<sup>20)</sup> de waarschijnlijkheid van desintegratie, waarbij een electron wordt uitgezonden

met impuls tussen  $\eta$  en  $\eta + \Delta\eta$ . Indien we alle hierin voorkomende konstanten samenvatten onder één letter  $K$ , en  $N$  het aantal electronen is, dat per tijdseenheid wordt geregistreerd — een grootheid, die dus evenredig met de waarschijnlijkheid van de desintegratie is — dan kunnen we het resultaat van Fermi aldus schrijven:

$$N = K \cdot F(\eta) [(1 + \eta_0^2)^{1/2} - (1 + \eta^2)^{1/2}]^2 \dots (1).$$

Hierin is  $\eta = \frac{H\nu}{1702}$  en  $\eta_0$  is de maximumwaarde van  $\eta$  (in  $m_0 c$  eenheden).

Het verband tussen de impuls  $\eta$  en de kinetische energie  $\omega$  in eenheden  $m c^2$  kan als volgt worden uitgedrukt:

$$\eta = (2\omega + \omega^2)^{1/2} \quad \omega = (1 + \eta^2)^{1/2} - 1,$$

terwijl  $\omega = \frac{E}{510,7}$  als  $E$  de kinetische energie (in ekV) voorstelt.

$F(\eta)$  kan als volgt worden voorgesteld:

$$F(\eta) = \eta^{2(1+\gamma)} e^{\pi y} |\Gamma(1 + \gamma + i y)|^2.$$

Hierin zijn:

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 z^2} - 1$$

$$y = \frac{\alpha z \sqrt{1 + \eta^2}}{\eta} \quad \alpha = \frac{e^2}{h c} = \frac{1}{137,3}$$

$Z = 84$ , d.i. het kernladingsgetal, nadat het electron is vrijgekomen.

Uit formule (1) blijkt, dat, indien  $\left(\frac{N}{F}\right)^{1/2}$  wordt uitgezet tegen de energie van het electron in eenheden  $m_0 c^2$ , een

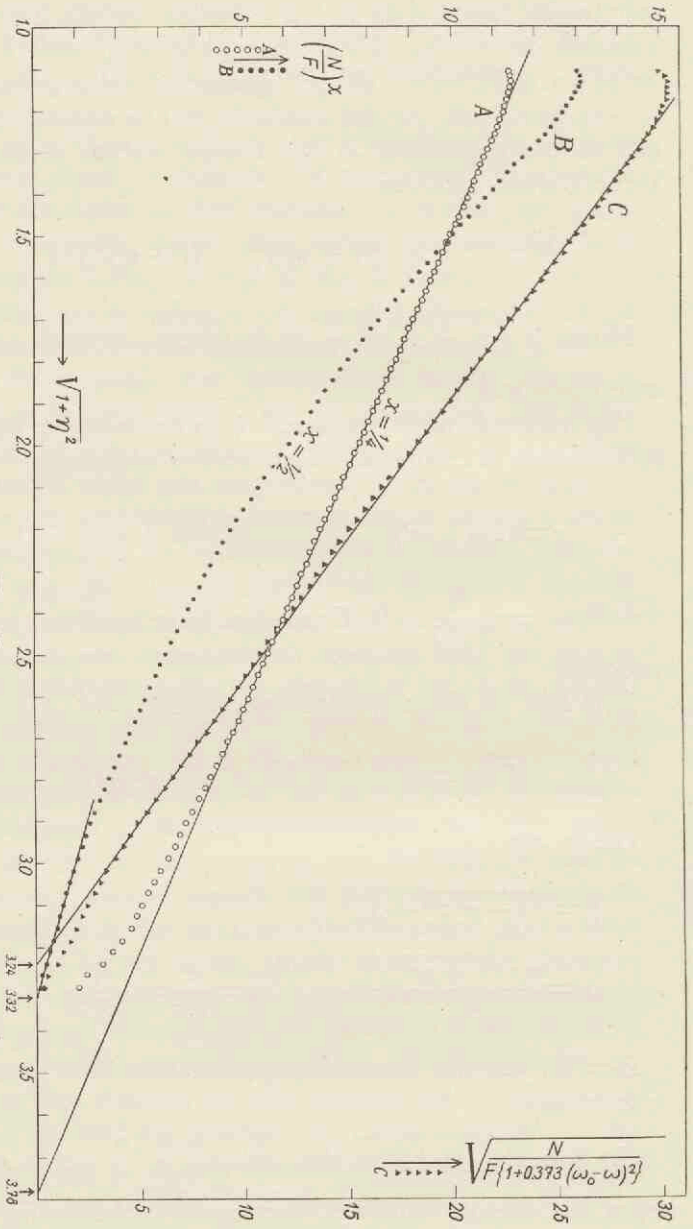


Fig. 19.

Het spectrum van RaE volgens Fermi (B), volgens Konopinski en Uhlenbeck (A) en volgens van der Held (C). Alleen de rechte lijnen zijn getrokken: de getekende punten geven het verloop aan van kromme III van fig. 18 volgens de beschreven drie methoden van uitzetten.



rechte lijn moet ontstaan. Konopinski en Uhlenbeck<sup>21)</sup> brachten een wijziging aan in de theorie van Fermi. Nu moet  $\left(\frac{N}{F}\right)^{1/4}$  worden uitgezet tegen de energie. Kurie, Richardson en Paxton<sup>22)</sup> hebben het eerst deze methode van uitzetten gebruikt om een spectrum te discussiëren aan de hand van de genoemde theoriën.

In fig. 19 hebben wij dit gedaan met onze meetresultaten. Zet men deze volgens de theorie van Fermi<sup>20)</sup> uit (B), dan ontstaat in de omgeving van de bovenste grens een vrijwel rechte lijn, terwijl het uitzetten volgens Konopinski en Uhlenbeck<sup>21)</sup> (A) voor een zeer groot gedeelte van het spectrum een rechte lijn geeft; deze gaat echter niet door het experimenteel bepaalde eindpunt van het spectrum. Het verschil tussen de waarde van de bovenste grens, verkregen door het uitzetten volgens Konopinski en Uhlenbeck ( $3,78 m_0 c^2$ ) en de experimenteel gevonden waarde ( $3,32 m_0 c^2$ ) bedraagt  $0,46 m_0 c^2$ . Volgens van der Held<sup>23)</sup> bestaat het spectrum uit een combinatie van twee gedeelten, waarvan het ene voldoet aan de theorie van Fermi<sup>20)</sup> en het andere aan die van Konopinski en Uhlenbeck<sup>21)</sup>. Deze theorie van van der Held<sup>23)</sup> geeft over een zeer aanzienlijk gebied een rechte lijn (C), maar gaat evenmin als de rechte volgens Konopinski

TABEL II.

Gegevens betreffende de bovenste grens van RaE. Voor de betekenissen van de letters (a), (b) en (c) verwijzen we naar blz. 68.

	(a)	(b)	(c)
Alichanian en Zavel'sky <sup>11)</sup> . . . . .	3,22	0,42	0,07
Lyman <sup>12)</sup> . . . . .	3,23	0,45	0,01
Langer en Whitaker <sup>13)</sup> . . . . .	3,30	0,52	—
O'Conor <sup>14)</sup> . . . . .	3,30	0,22	0,17
Flammersfeld <sup>15)</sup> . . . . .	3,29	0,50	0,00
Alichanian e.a. <sup>16)</sup> . . . . .	3,32	0,37	—
Martin en Townsend <sup>17)</sup> . . . . .	3,33	0,47	0,06
Neary <sup>18)</sup> . . . . .	3,30	0,55	0,08
Ten Kate . . . . .	3,32	0,46	0,08

en Uhlenbeck door het experimenteel bepaalde eindpunt. Het verschil is echter veel kleiner ( $0,08 m_0 c^2$ ).

In tabel II hebben we de door ons en andere onderzoekers experimenteel gevonden waarden voor de bovenste grens (a) en de verschillen tussen deze waarden met de geëxtrapoleerde waarden volgens Konopinski en Uhlenbeck (b) en volgens van der Held (c) samengevat.

Bij het vergelijken van de experimentele resultaten met de theorie moet men echter wel bedenken, dat de theorien van Fermi en van Konopinski-Uhlenbeck niet zonder meer mogen worden toegepast, daar de overgang bij RaE verboden is.

#### LITERATUUR:

1. R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 540, 1925 en **112**, 380, 1926.
2. O. von Baeyer en O. Hahn, Physik. Zeitschr. **11**, 488, 1910.  
O. von Baeyer, O. Hahn en L. Meitner, Physik. Zeitschr. **12**, 273, 1911; **12**, 378, 1911 en **13**, 264, 1912.
3. E. Rutherford, H. Robinson en W. F. Rawlinson, Phil. Mag. **28**, 281, 1914.
4. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. **8**, 361, 1907.
5. D. K. Yovanovitch en J. d'Espine, Journ. de Phys. et le Rad. **8**, 276, 1927.  
Irène Curie en J. d'Espine, C.R. **181**, 31, 1925.
6. F. R. Terroux, Proc. Roy. Soc. (A) **131**, 90, 1931.
7. W. Langendijk, dissertatie, Utrecht 1939.
8. A. F. Kovarik en L. W. Mc. Keehan, Phys. Rev. **8**, 574, 1916.
9. F. A. Scott, Phys. Rev. **48**, 391, 1935.
10. A. I. Alichanow, A. I. Alichanian en B. S. Dzelepov, Nature **137**, 314, 1936.  
Physik. Zeitschr. der Sowjetunion **11**, 204, 1937.
11. A. I. Alichanian en A. S. Zavel'sky, C. R. de l'Acad. des Sc. de l'URSS **17**, 467, 1937.
12. E. M. Lyman, Phys. Rev. **51**, 1, 1937.
13. L. M. Langer en M. D. Whitaker, Phys. Rev. **51**, 713, 1937.
14. J. S. O'Connor, Phys. Rev. **52**, 303, 1937.
15. A. Flammersfeld, Zeitschr. f. Techn. Physik **18**, 547, 1937.  
Physik. Zeitschr. **38**, 973, 1937.  
Zeitschr. f. Physik **112**, 727, 1939.

16. A. I. Alichanian, A. I. Alichanow en B. S. Dzelepow, *Phys. Rev.* **53**, 766, 1938.
  17. L. H. Martin en A. A. Townsend, *Proc. Roy. Soc. (A)* **170**, 190, 1939.
  18. G. J. Neary, *Proc. Roy. Soc. (A)* **175**, 71, 1940.
  19. W. Heisenberg, *Zeitschr. f. Physik* **77**, 1, 1932.
  20. E. Fermi, *Zeitschr. f. Physik* **88**, 161, 1934.
  21. E. J. Konopinski en G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **48**, 7, 1935.
  22. F. N. D. Kurie, J. R. Richardson en H. C. Paxton, *Phys. Rev.* **49**, 368, 1936.
  23. E. F. M. van der Held, *Physica* **5**, 430, 1938.
-

## SUMMARY.

By means of a  $\beta$ -spectrograph the quantitativity of the Geiger-Müller counter was tested by projecting a beam of electrons of a given velocity into the counter and then determining the number of kicks per unit of time as a function of the pressure of the gas in the counter. In this way the curve, which we call *counting curve*, was obtained. This curve can be described by a formula, which could be deduced theoretically. In this formula the coefficient of primary ionisation enters, which could hence be determined from the counting curve. The theory is based on the assumption that the counter always gives a kick when the electron has formed one ion at least. A comparison with the results of the cloudchamber shows that every pair of ions has a chance of about 0,45 to be counted. It further appeared from the said curve that for low pressures the number of kicks shows a fairly linear increase with the pressure. In the case of higher pressures the number of discharges in the counter reaches a saturation-value; in that case the indication of the counter is quantitative, which follows both from theoretical considerations and from experimental evidence. So it is possible to correct the results of a counter if it does not indicate quantitatively.

The method was applied to the spectrum of RaE. The use of high pressures in the counter giving rise to difficulties, a pressure of 8 cm Hg was chosen. The counter, in that case, does not indicate quantitatively; therefore the described correction was applied for the first time to the results obtained.

The spectrum was discussed according to the various theories of  $\beta$ -radioactivity.

---



# INHOUD.

---

	Bladz.
INLEIDING. . . . .	9
HOOFDSTUK I. DE GEIGER-MÜLLERTELLER.	
§ 1. Historische ontwikkeling . . . . .	11
§ 2. Algemene eigenschappen . . . . .	13
§ 3. De ionisatie . . . . .	16
HOOFDSTUK II. DE APPARATUUR.	
§ 1. De $\beta$ -spectrograaf . . . . .	18
A. Constructie.	
B. Geometrische beschouwingen.	
§ 2. De magneet . . . . .	27
§ 3. De Geiger-Müllerteller . . . . .	29
§ 4. De versterker, de thyratrons en de hoogspanning	31
HOOFDSTUK III. DE QUANTITATIVITEIT VAN DE TELLER.	
§ 1. Inleiding . . . . .	37
§ 2. Het bepalen van de ionisatiecoëfficiënt $\beta$ . . . . .	39
§ 3. De nauwkeurigheid van de methode . . . . .	43
§ 4. Verificaties van de in § 1 gegeven theorie . . . . .	49
A. Met eigen metingen.	
B. Met metingen van anderen.	
§ 5. Slotbeschouwingen . . . . .	54
HOOFDSTUK IV. HET SPECTRUM VAN RaE.	
§ 1. Inleiding . . . . .	56
A. Algemene opmerkingen.	
B. Het RaE.	
C. Metingen van anderen.	
§ 2. Meetmethode en resultaten . . . . .	61
§ 3. Discussie van het spectrum . . . . .	63
SUMMARY. . . . .	70

---

Index

1	...
2	...
3	...
4	...
5	...
6	...
7	...
8	...
9	...
10	...
11	...
12	...
13	...
14	...
15	...
16	...
17	...
18	...
19	...
20	...
21	...
22	...
23	...
24	...
25	...
26	...
27	...
28	...
29	...
30	...
31	...
32	...
33	...
34	...
35	...
36	...
37	...
38	...
39	...
40	...
41	...
42	...
43	...
44	...
45	...
46	...
47	...
48	...
49	...
50	...
51	...
52	...
53	...
54	...
55	...
56	...
57	...
58	...
59	...
60	...
61	...
62	...
63	...
64	...
65	...
66	...
67	...
68	...
69	...
70	...
71	...
72	...
73	...
74	...
75	...
76	...
77	...
78	...
79	...
80	...
81	...
82	...
83	...
84	...
85	...
86	...
87	...
88	...
89	...
90	...
91	...
92	...
93	...
94	...
95	...
96	...
97	...
98	...
99	...
100	...

# STELLINGEN

---

## I.

Het feit, dat Martin en Townsend bij hun metingen van het spectrum van RaE het maximum bij de onwaarschijnlijk lage waarde van ongeveer 1200 Gauss . cm constateren, vindt zijn oorzaak in het niet quantitatief werken van de teller.

L. H. Martin en A. A. Townsend, Proc. Roy Soc. (A) 170, 190, 1939.

## II.

Het onderzoek naar de onstabieleit van tropische lucht, dat door Mironovitch en Viaut is verricht, is onvolledig en van weinig waarde voor theorie en praktijk. De door genoemde auteurs beschreven onweerssituatie had o.a. op de convectieve onstabieleit onderzocht moeten worden.

V. Mironovitch en A. Viaut, La Météorologie, Juli-Aug. 1938.

## III.

In een anticyclogenetisch snel bewegend hogedrukgebied (of rug van hoge drukking) is de subsidentie veel sterker dan in een stationnair hogedrukgebied.

## IV.

De uitkomsten, die een onderzoek van Regula over de verdeling van de windsnelheid in warme en koude lucht-

massa's boven zee opleverde, worden op fraaie wijze bevestigd door de vergelijking van de windsnelheden der stations Vlissingen en Noord-Hinder.

H. Regula, Ann. Hydr. u. Mar. Met. 67, 310, 1939.

## V.

De resultaten van het onderzoek van Levin over het oplichten van meteoren vinden geen afdoende bevestiging in hetgeen langs andere weg over de structuur van de hoge dampkringslagen bekend is geworden.

B. Levin, Astr. Journ. of Soviet Union, Bd. 16, afl. 4, blz. 46, 1939.

## VI.

Wanneer een volksstam van normale intelligentie gedwongen is zich te ontwikkelen in een ruimte van eindige afmetingen, zal zich in deze gemeenschap toch het meetkundige begrip oneindig kunnen ontwikkelen.

F. H. Quix, Diesrede, Utrecht, 1940.

## VII.

Met het oog op een betere verhouding tussen geruis en signaal verdient het bij televisieversterkers, waarbij in de eerste keten een lage ingangsweerstand wordt gekozen om een naar de frequentie lineaire versterking te bereiken, de voorkeur een andere schakeling toe te passen.

---





19