



Botsingen van electronen met waterstofatomen

<https://hdl.handle.net/1874/317342>

H. qu. 192, 1933

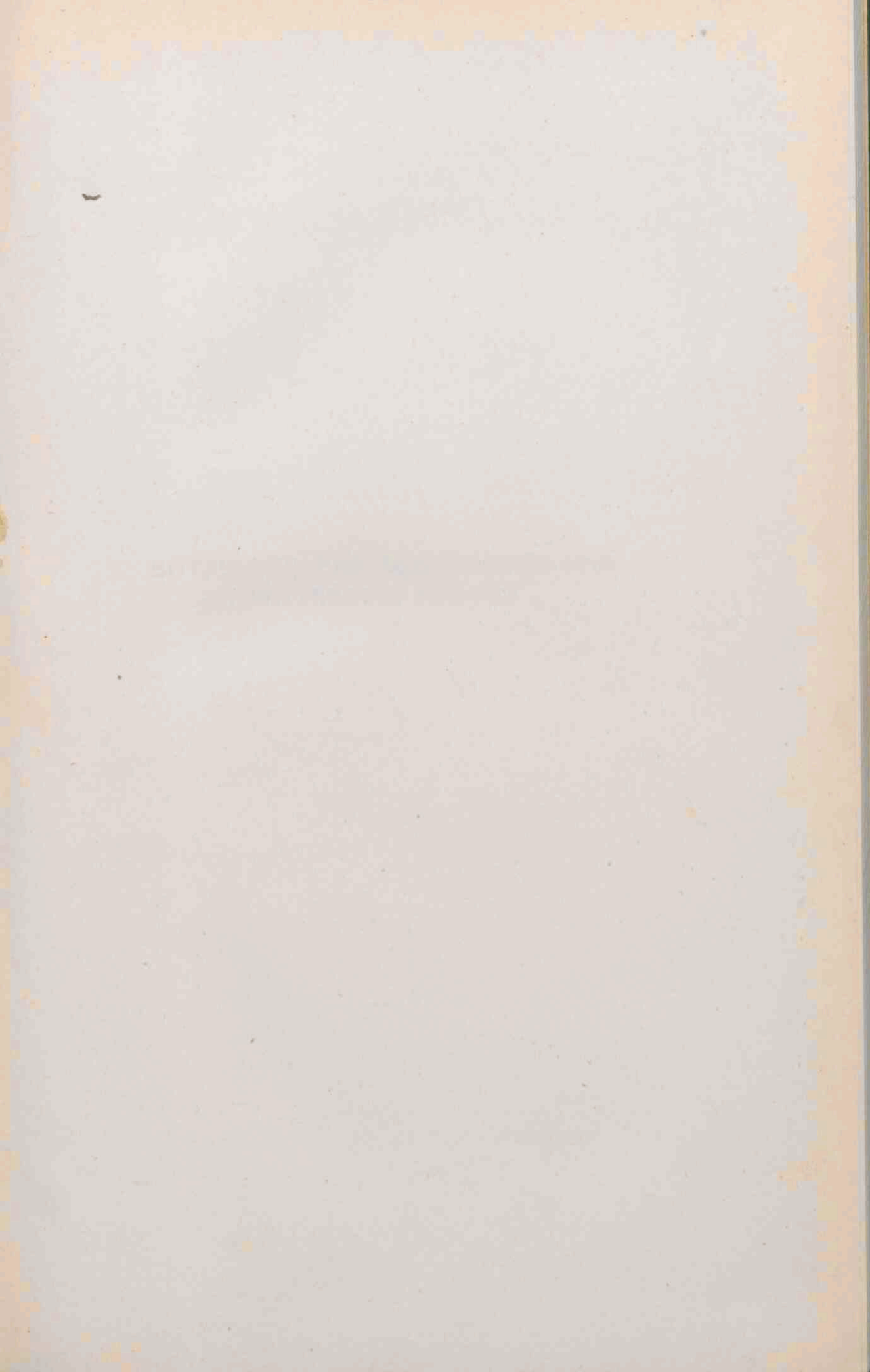
BOTSINGEN VAN ELECTRONEN MET WATERSTOFATOMEN

Diss.
Utrecht

1933

H. LINDEMAN

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.



BOTSINGEN VAN ELECTRONEN MET WATERSTOFATOMEN

BOTSINGEN VAN ELECTRONEN MET
WATERSTOFATOMEN

CONINKRIJK DER
NEDERLANDEN
L. TRECHT.

BOTSINGEN VAN ELECTRONEN MET WATERSTOFATOMEN

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN
NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSI-
TEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR-MAGNIFICUS DR. C. W. STAR
BUSMANN, HOOGLEERAAR IN DE FACUL-
TEIT DER RECHTSGELEERDHEID, VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVER-
SITEIT TE VERDEDIGEN TEGEN DE BE-
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER
WIS- EN NATUURKUNDE OP WOENSDAG
13 DECEMBER 1933 DES NAMIDDAGS
TE VIER UUR

DOOR

HENRI LINDEMAN

GEBOREN TE HENGELÓ (O.)

AMSTERDAM — 1933

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders

Aan J. S.

en

Aan mijn aanstaande Vrouw

Bij het beëindigen van dit proefschrift gaan mijn gedachten allereerst in dankbaarheid uit naar dengene, die mij in staat stelde mijn studie te beginnen en naar hen, die het mij mogelijk maakten haar te voltooien.

U, Hooggeleeren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde aan de Universiteit te Leiden, betuig ik gaarne mijn hartelijken dank voor Uwe lessen.

Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, Uw onuitputtelijke werkkraft en vindingrijkheid zijn voor al Uw leerlingen een groote steun bij hun werk. Ik dank U voor Uw leiding en de belangstelling, die Gij in mijn werk hebt getoond.

Hooggeleerde KRAMERS, men moet het een voorrecht noemen, van U onderwijs in de theoretische Natuurkunde te mogen ontvangen. Voor Uw opmerkingen betreffende het theoretische gedeelte van dit proefschrift dank ik U ten zeerste.

Hooggeleerde WOLFF, door Uw heldere uiteenzettingen krijgt men begrip en bewondering voor de denkmethoden der wiskunde.

Hooggeleerde NIJLAND en BARRAU, Uw colleges heb ik met veel genoegen gevolgd.

Tenslotte een woord van dank aan U, waarde WILLEMSE, voor Uw technische hulp, en aan OLDEMAN en KAHN voor hun assistentie bij de metingen in het beginstadium van het experiment.

INHOUD

BLZ.

HOOFDSTUK I.

§ 1. Inleiding	1
§ 2. Literatuur	3
§ 3. Aanleiding tot het onderzoek	6

HOOFDSTUK II. Experimenteele methode.

§ 1. De opstelling	8
§ 2. Stroomsterkte en druk	10
§ 3. Recombinatie. Ruimteladingen	10
§ 4. Structuur van den electronenbundel	13
§ 5. Bijzonderheden over den bouw der buis	14
§ 6. Electriscbe schakeling	16
§ 7. Optische opstelling	17

HOOFDSTUK III. Theorie.

§ 1. Methode van BORN	18
§ 2. Berekeningen van ELSASSER	19
§ 3. „ „ BETHE	23
§ 4. „ „ MASSEY en MOHR	25
§ 5. „ „ GOLDSTEIN	26

HOOFDSTUK IV. Resultaten.

§ 1. De gemeten aanslagfuncties	30
§ 2. Vergelijking met de theorie	33
§ 3. De intensiteitsverhoudingen. Verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden	36

HOOFDSTUK V.

§ 1. De optische methode ter bepaling der gemid- delde vrije weglengte van electronen in gassen	43
§ 2. De meetmethode	44
§ 3. Resultaten	44
§ 4. Bezwaren tegen de methode	48
Zusammenfassung	50

HOOFDSTUK I.

§ 1. INLEIDING.

Wanneer electronen botsen tegen atomen, die zich in den grondtoestand bevinden, kunnen we twee gevallen onderscheiden:

a. het atoom blijft in den grondtoestand: de botsing heet dan elastisch,

b. de kinetische energie, die een electron aan een atoom afgeeft, wordt geheel of gedeeltelijk gebruikt om dit atoom aan te slaan of te ioniseeren¹⁾: in dit geval noemen wij de botsing onelastisch.

Zijn de snelheden der electronen (die wij, zooals gebruikelijk is, in Volts zullen uitdrukken) kleiner dan de resonantiespanning van het atoom, dan zijn de botsingen altijd elastisch; voor snelheden, die hooger zijn dan deze spanning, kunnen ze zoowel elastisch als onelastisch zijn. In hoofdstuk II—IV van dit proefschrift geldt het onderzoek de onelastische botsingen, in hoofdstuk V beide soorten botsingen.

In het vervolg zullen wij de begrippen *aanslagwaarschijnlijkheid* en *aanslagfunctie* herhaaldelijk gebruiken. Denken we ons een onelastische botsing tusschen een atoom en een vrij electron, dan kan b.v. één der electronen van het atoom door deze botsing naar een hooger niveau gebracht worden; laatstgenoemd electron kan daarna (spontaan) terugvallen naar een lager niveau, waarbij men het verschil in energie tusschen het hogere en het lagere niveau in den vorm van stralingsenergie terugvindt. Wanneer men nu een bundel electronen een (atomair) gas laat doorkruisen, dan zal een aantal atomen aangeslagen worden en het gas gaat licht uitzenden. Bij elk aangeslagen niveau behooren één of meer spectraallijnen, waarvan de frequentie ν is vastgelegd door de voorwaarde van BOHR: $E_2 - E_1 = h\nu$, waarin E_2 = de energie van het atoom in den aangeslagen toestand, E_1 = de energie, nadat het electron teruggevallen is naar een lager niveau en h = de constante van PLANCK.

¹⁾ We laten hier de mogelijkheid van het ontstaan van RÖNTGEN-straling buiten beschouwing.

De intensiteit van zoo'n spectraallijn is evenredig met het aantal atomen, dat zich in den aangeslagen toestand (het beginniveau der spectraallijn) bevindt. De bezetting van zoo'n niveau kan nu nog op verschillende manieren tot stand komen:

- 1^o. Door directen aanslag vanuit lagere niveau's.
- 2^o. Door overgangen vanuit hogere niveau's, die te voren al waren aangeslagen, naar het beginniveau der spectraallijn (kaskadesprongen).
- 3^o. Door ionisatie van het atoom met daarop volgend het zich vereenigen van een electron met het ion, waarbij dit electron op het beginniveau der lijn terecht komt.

Voor het plaats vinden van elk dezer drie processen bestaat een zekere waarschijnlijkheid, die zal afhangen van de snelheid van het botsende electron en van den bouw van het beschouwde atoom. Men noemt nu, bij het proces 1^o., de waarschijnlijkheid, dat een electron door botsing een atoom vanuit een toestand j in een hooger toestand k brengt, de *aanslagwaarschijnlijkheid* van k vanuit j . Bij de processen 2^o. en 3^o. kan men op een dergelijke manier spreken van *overgangs-* respectievelijk *ionisatiewaarschijnlijkheid*.

De bezetting van een niveau, dus de intensiteit van een spectraallijn, die dit niveau als beginniveau heeft, hangt dus o.a. af van de snelheid der botsende electronen. SEELIGER, die als een der eersten de intensiteit van spectraallijnen als functie van de electronensnelheid bepaalde, voerde het begrip aanslagfunctie in ¹⁾. In aansluiting aan zijn definitie zullen wij onder *optische aanslagfunctie* van een spectraallijn de kromme verstaan, die het verband aangeeft tusschen de intensiteit van de lijn en de snelheid der electronen (bij constant gehouden, zoo klein mogelijke stroomsterkte en druk). Deze optische aanslagfunctie dient onderscheiden te worden van de z.g. elektrische aanslagfunctie, d.i. de aanslagwaarschijnlijkheid van een zeker niveau vanuit de lagere toestanden als functie van de electronensnelheid. De optische aanslagfunctie bestaat dus uit de elektrische (het proces onder 1^o.) én de processen, die onder 2^o. en 3^o. genoemd zijn. Wanneer wij in het vervolg over aanslagfunctie spreken, is steeds de optische bedoeld.

In het geval van atomaire waterstof, waarvan een eenvoudig term-

¹⁾ R. SEELIGER, Ann. d. Phys., 59, 613 (1919).

schema (met verwaarloozing der fijnstructuur) in fig. 1 geteekend

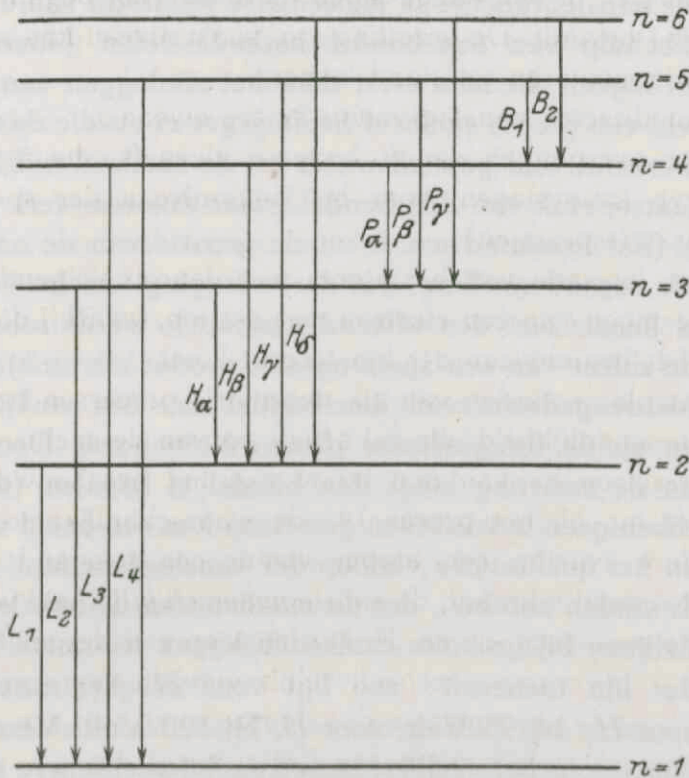


Fig. 1.

is, kan nu volgens het bovenstaande b.v. de eerste lijn der BALMER-reeks H_α op de volgende wijzen ontstaan :

10. Door aanslag van niveau $n=3$ vanuit de niveau's $n=1$ en $n=2$.
20. Door kaskadesprongen van de niveau's $n=4, 5 \dots$ enz. naar $n=3$.
30. Door de vereeniging van een electron met een van te voren gevormd H -ion, waarbij het electron op niveau $n=3$ terecht komt.

§ 2. LITERATUUR.

Metingen van aanslagfuncties zijn door verschillende onderzoekers voor meerdere elementen ($He, Hg, Cd, Zn, Na, Ne, H, H_2$) gedaan. Een goed overzicht daarvan vindt men bij W. HANLE und K. LARCHÉ, Ergebnisse d. exact. Naturw. 1931, p. 285. Wij zullen hier volstaan met in het kort de onderzoekingen aan waterstof te vermelden.

R. SEELIGER en G. MIERDEL¹⁾ bepalen volgens een methode van SEELIGER de aanslagfuncties in moleculaire waterstof van 0.003 mm. druk met behulp van een bundel kathodestralen (stroomsterkte 0.1 m.A. en lager), die men eerst door het aanleggen van een versnellend veld een groote snelheid heeft gegeven en die daarna door een tegenwerkend veld geremd wordt tot de snelheid nul is geworden. Het laatste stuk van den bundel, waar dus een sterk verval in snelheid is (dat berekend wordt uit de grootte van de aangelegde velden in de veronderstelling, dat de vertraging van het tegenwerkende veld lineair met den afstand verloopt), wordt scherp afgebeeld op de spleet van een spectrograaf, zoodat elk stukje van het gefotografeerde gedeelte van den bundel met een stukje van de spectraallijn op de fotografische plaat overeenkomt. Door nu het verloop van de zwarting langs den bundel te bepalen (de onderzoekers hebben geen intensiteiten gemeten) kan een beeld verkregen worden van het kwalitatieve verloop der aanslagfuncties.

S. en M. vinden zoo b.v., dat de maxima van de aanslagfuncties der BALMERlijnen bij grootere snelheden liggen naarmate het serie-nummer der lijn toeneemt; zoo ligt voor H_β het maximum bij 70 Volt, voor H_γ bij 95 Volt, voor H_δ bij 120 Volt. Verder blijkt, dat de maxima voor het veellijnenspectrum bij veel lagere snelheden liggen dan die der BALMERreeks en dat er in dit spectrum twee soorten aanslagfuncties voorkomen, de eene soort vertoont steile maxima, de andere vlakke.

De eerste onderzoekingen over de aanslagfuncties van waterstoflijnen in een veldvrije ruimte zijn van A. LL. HUGHES en P. LOWE²⁾. Zij slaan waterstof aan met electronen, die van een gloeispiraal komen en door het aanleggen van spanning op een rooster versneld worden. Na het passeeren van het rooster treden de electronen met constante snelheid in een metalen doos, die als FARADAY-kooi dienst doet. Het licht treedt uit door een opening in een der zijvlakken. De electronensnelheid wordt gevarieerd tusschen 30 en 110 Volt. Ook hier worden slechts zwartingen gemeten en geen intensiteiten. Druk en stroomsterkte zijn respectievelijk 0.03 à 0.07 mm. en 5 à 50 m.A.

¹⁾ Zs. f. Phys., 1, 355 (1920).

²⁾ Phys. Rev., 21, 292 (1923).

H. en L. vinden, dat H_α practisch constant blijft van 30—110 Volt. Bij H_β , H_γ en H_δ stijgt de zwarting (dus ook de intensiteit) vanaf 30 Volt om bij 110 Volt ongeveer constant te worden; hoe hooger het serienummer der lijnen is, des te sterker is de intensiteitstoename. Verder blijkt, dat de roode lijnen van het veellijnenspectrum een sterk intensiteitsverval na een maximum in de buurt van de aanslagspanning vertoonen, terwijl de groene en blauwe lijnen een gering intensiteitsverval hebben en een maximum tusschen 30 en 40 Volt.

In strijd met de voorgaande zijn de onderzoeken van HOLTS-MARK¹⁾, die reeds van vroegeren datum zijn. Ook hij zendt electronen in een veldvrije ruimte en bepaalt voor verschillende spanningen (17 tot 1700 Volt) bij verschillende stroomsterkten (0.2 tot 3 m.A.) en drukken (0.003 tot 0.7 mm.) de relatieve intensiteitsverhoudingen van H_α , H_β en H_γ . Hij vindt, dat deze verhoudingen, binnen de grenzen der meetfouten, constant zijn voor al deze electronensnelheden tusschen 17 en 1700 Volt.

In het Utrechtsche laboratorium worden momenteel door A. A. KRUTHOF de aanslagfuncties in moleculaire waterstof (in een veldvrije ruimte) gemeten.

Alle genoemde onderzoeken zijn gedaan aan moleculaire waterstof; het ontstaan van het BALMERSpectrum in waterstofmoleculen door botsing van electronen is echter een geheel ander en ingewikkelder probleem dan de aanslag van waterstofatomen²⁾. De resultaten, die wij in hoofdstuk IV zullen geven, behoeven dus in het geheel niet met de bovenstaande overeen te komen; wij geven deze laatste alleen omdat het zijn nut kan hebben de uitkomsten der metingen aan het atoom te vergelijken met de onderzoeken aan het molecuul.

Door W. ELSASSER³⁾ en H. BETHE⁴⁾ zijn volgens de methoden der quantummechanica formules opgesteld voor de waarschijnlijkheid, dat een waterstofatoom door een electron van bepaalde snelheid, waarmee het botst, van den grondtoestand in een der hogere toestanden wordt gebracht. Hierbij is dus slechts sprake van een gedeelte der op blz. 3 onder 1^o. genoemde processen en wij moeten

¹⁾ J. HOLTSMARK, Phys. Zs., 15, 605 (1914).

²⁾ Verg. K. E. DORSCH und H. KALLMANN, Zs. f. Phys., 53, 80 (1929).

³⁾ W. ELSASSER, Zs. f. Phys., 45, 522 (1927).

⁴⁾ H. BETHE, Ann. d. Phys. (5), 5, 355 (1930).

dus, indien we de gemeten optische aanslagfuncties willen vergelijken met deze theoretische aanslagwaarschijnlijkheden, een correctie aanbrengen voor den aanslag vanuit hogere niveau's dan $n=1$, voor kaskadesprongen en voor de ionisatieprocessen onder 30° . In hoofdstuk IV zal worden uiteengezet in hoeverre de genoemde correcties mogelijk zijn en in hoeverre theorie en experiment met elkaar te vergelijken zijn. Ook de berekeningen van MASSEY en MOHR¹⁾ en L. GOLDSTEIN²⁾ dienen hier genoemd te worden. De eerste auteurs behandelen het probleem van den aanslag van atomen met een en twee electronen, de laatste berekent de aanslagwaarschijnlijkheden van het waterstofatoom.

In hoofdstuk III komen wij op al deze theoretische beschouwingen terug.

§ 3. AANLEIDING TOT HET ONDERZOEK.

Wij werden tot het probleem der aanslagfuncties gebracht door voorafgaande metingen van de intensiteiten der BALMERlijnen in een zoogenaamde „buis van WOOD”, d.i. een ontladingsbuis, waarin waterstof vermengd met waterdamp (vochtige waterstof) door een sterken electronenstroom, dien men tusschen een gloeikathode en een anode laat doorgaan, voor 't grootste deel in atomen gesplitst en tot lichten gebracht wordt³⁾. Hierbij zet de waterdamp zich af tegen de glaswanden en verhindert op deze wijze de recombinatie der atomen tot moleculen. Dat de meeste moleculen gesplitst zijn, blijkt zeer duidelijk uit het spectrum: de lijnen der BALMERreeks van het atoomspectrum overwegen sterk boven het veellijnenspectrum van het molecuul.

Wij hebben nu in zoo'n „buis van WOOD” de intensiteitsverhoudingen der BALMERlijnen gemeten en vonden onder bepaalde omstandigheden (stroomsterkte 50 m.A., druk 0.004 mm.):

$$H_\alpha : H_\beta = 7,25 \quad H_\beta : H_\gamma = 4,0 \quad H_\gamma : H_\delta = 3,0^4)$$

Dezelfde intensiteitsverhoudingen zijn echter ook theoretisch door SCHRÖDINGER uitgerekend⁵⁾. In de veronderstelling dat de niveau's

¹⁾ H. C. W. MASSEY and C. B. O. MOHR, Proc. Roy. Soc., 132, 605 (1931).

²⁾ L. GOLDSTEIN, Annales de Physique, 10, (19) p. 305, avril 1933.

³⁾ R. W. WOOD, Phil. Mag., 44, 538 (1922).

⁴⁾ L. S. ORNSTEIN und H. LINDEMAN, Zs. f. Phys., 67, 1 (1931).

⁵⁾ E. SCHRÖDINGER, Abhandl. z. Wellenmechanik.

van het waterstofatoom bezet zijn volgens de statistische gewichten, vindt hij :

$$H_{\alpha} : H_{\beta} = 2,18 \quad H_{\beta} : H_{\gamma} = 1,89 \quad H_{\gamma} : H_{\delta} = 1,71$$

Men kan echter niet verwachten, dat in een buis van WOOD (bij lage stroomsterkte en druk), waar de waterstof door botsing met electronen aangeslagen wordt, de niveau's op deze wijze bezet zijn. De vraag rijst dus: hoe groot zijn de aanslagwaarschijnlijkheden der verschillende waterstofniveau's? Vanzelfsprekend voert deze vraag tot de metingen der aanslagfuncties, die in de volgende hoofdstukken besproken worden.

HOOFDSTUK II.

Experimenteele methode.

§ 1. DE OPSTELLING.

Om het probleem op te lossen, is het dus noodzakelijk, een electronenstroom van bepaalde snelheid in een ruimte met waterstofatomen te zenden.

In fig. 2 is W een „buis van WOOD”, zooals we die boven reeds besproken hebben en waarin waterstofatomen in grooten getale gevormd worden. Het gas wordt tegelijkertijd vanuit W via de buis U , met behulp van een zeer snel werkende stalen diffusiepomp met 2 trappen, die voorzien is van een motorpomp om het voorvacuum te onderhouden, weggezogen. De pompsnelheid is zóó groot, dat de in W ontstane atomen in minder dan $\frac{1}{3}$ sec. de zijbuis R bereiken. Het is n.l. gebleken¹⁾, dat het bij de gebruikte drukken gemiddeld $\frac{1}{3}$ sec. duurt voordat waterstofatomen, die zich ergens gevormd hebben, gerecombineerd zijn tot moleculen. Bij het passeeren van R worden nu de atomen aangeslagen door een bundel electronen, die uitgaan van een oxydkathode K_2 en die door een op het rooster B (waarin een opening zit om de electronen te laten passeeren) aangelegde spanning een bepaalde snelheid verkrijgen. Een anode A_2 , die met behulp van een magneet te verschuiven is, vangt deze electronen op. A_2 is geleidend verbonden met B .

Van veel beteekenis voor het slagen van het experiment was het glazen diafragma G , dat zich onmiddellijk vóór het rooster, in het verlengde van den zijwand van buis U bevindt. Wij komen hierop terug.

Tusschen R en de pomp bevinden zich nog een vloeibare lucht-koeling V (om kwikdamp buiten W en R te houden) en een manometer M .

Om te onderzoeken of het werkelijk atomen zijn, die R passeeren, werd in de buis U ter hoogte van R een wolframdraad aangebracht,

¹⁾ K. F. BONHOEFFER, Zs. f. Phys. Chemie, 119, 385 (1926).

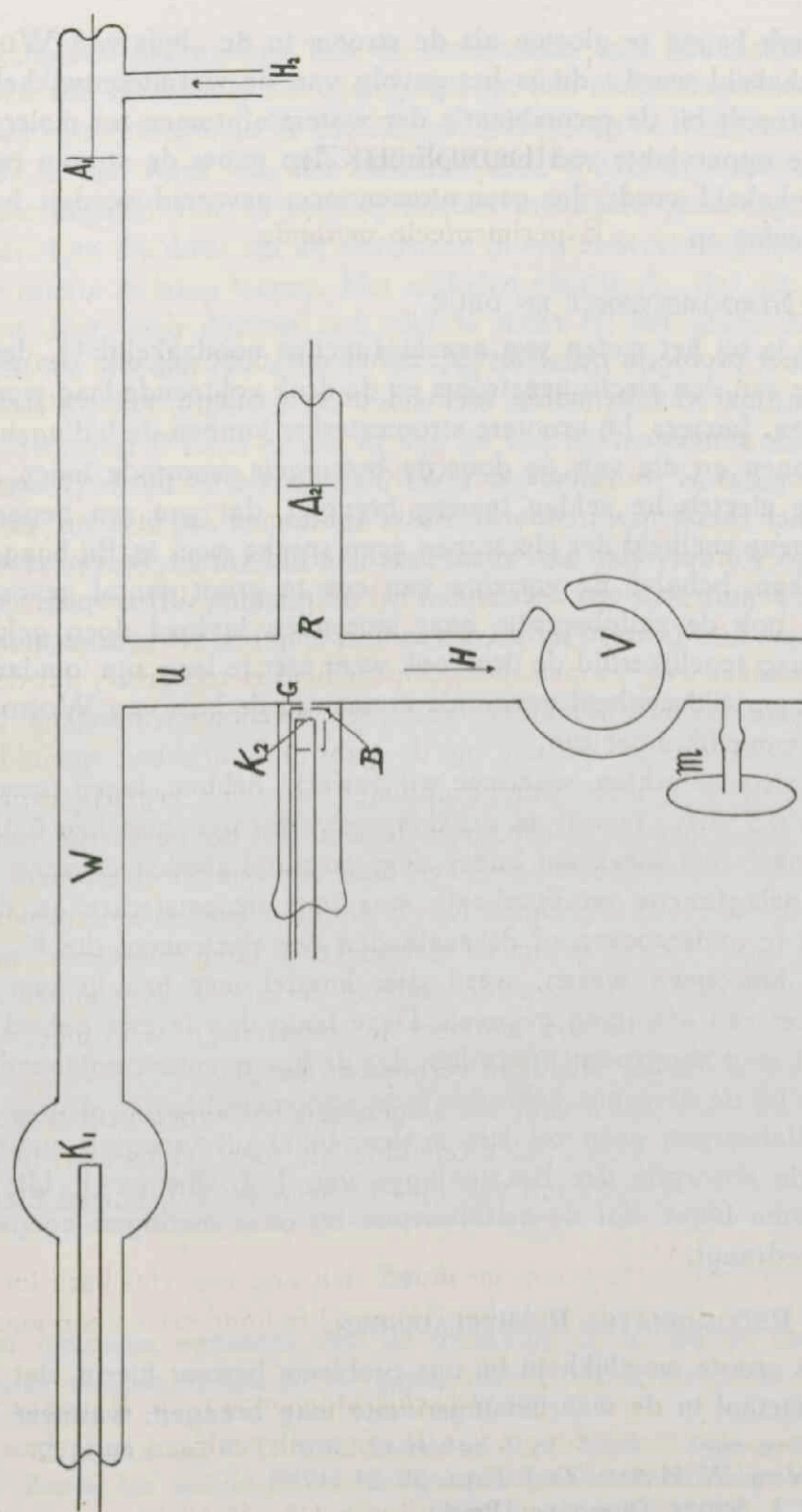


Fig. 2.

die sterk begon te gloeien als de stroom in de „buis van WOOD” ingeschakeld werd; dit is het gevolg van de warmteontwikkeling, die optreedt bij de recombinitie der waterstofatomen tot moleculen aan de oppervlakte van het wolfram. Zoo gauw de stroom in *W* uitgeschakeld wordt, dus geen atomen meer gevormd worden, houdt het gloeien op.

§ 2. STROOMSTERKTE EN DRUK.

Het is bij het meten van aanslagfuncties noodzakelijk¹⁾, dat de sterkte van den electronenstroom en de druk voldoende laag worden gekozen. Immers, bij grootere stroomsterkte kunnen de ladingen der electronen en die van de door de botsingen gevormde ionen zoodanige electrische velden teweeg brengen, dat van een bepaalde, homogene snelheid der electronen geen sprake meer is. Bij hooger en druk kan, behalve de vorming van een te groot aantal gevormde ionen, ook de zelfabsorptie haar storenden invloed doen gelden; toch mag tegelijkertijd de druk ook weer niet te laag zijn, omdat het aantal per tijdseenheid gevormde atomen in de buis van WOOD zoo groot mogelijk moet zijn.

De stroomsterkten, waarmee wij gewerkt hebben, lagen tusschen 0.3 en 0.5 m.A., terwijl de drukkingen variëerden tusschen 0.01 en 0.07 mm.; het bleek dat onder deze omstandigheden de vorm van de aanslagfunctie onafhankelijk was van stroomsterkte en druk.

Om te onderzoeken of de snelheden der electronen, die K_2 verlaten, homogeen waren, werd den bundel met behulp van een magneet een afwijking gegeven. Deze boog dan in zijn geheel om, zoodat mag aangenomen worden, dat de homogeniteit voldoende is.

Dat bij de door ons gebruikte lage stroomsterkten en drukkingen de zelfabsorptie geen rol kan spelen, blijkt uit vroegere metingen over de absorptie der BALMERlijnen van J. L. SNOEK²⁾. Uit zijn resultaten blijkt, dat de zelfabsorptie bij onze metingen hoogstens 1 % bedraagt.

§ 3. RECOMBINATIE. RUIMTELADINGEN.

Een groote moeilijkheid bij ons probleem bestaat hierin, dat men geen metaal in de waarnemingsruimte mag brengen, wanneer men

¹⁾ Verg. W. HANLE, Zs. f. Phys., 56, 94 (1929).

²⁾ J. L. SNOEK, Dissertatie, Utrecht.

recombinatie der atomen aan de oppervlakte van het metaal vermijden wil. Daarom is het onmogelijk om den electronenstroom, die de waterstofatomen in R tot lichten brengt, op te vangen in een anode in den vorm van een FARADAY-kooi, zooals deze gewoonlijk bij het bepalen van de aanslagfuncties in andere gassen gebruikt wordt¹⁾ en die dient om de electronen in een zooveel mogelijk veldvrije ruimte te laten lopen. Het nikkelen plaatje A_2 , dat als anode dienst doet, mag daarom ook niet te dicht bij het glasdiafragma geschoven worden (de afstand $G-A_2$ bedraagt ongeveer 3 cm., de afstand K_2-G ongeveer 0.7 cm.). Dit laatste sluit de kathode K_2 en het rooster B bijna geheel af van de voorbijstroomende atomaire waterstof, alleen in het midden, recht tegenover de opening in het rooster, zit een gaatje, dat de electronen doorlaat. Beide laatstgenoemde openingen hebben een doorsnede van ongeveer 0.4 cm.

Op deze wijze ontstaat in R inderdaad het spectrum van het waterstofatoom²⁾. In fig. 3 ziet men twee met een „FUES“-spectro-

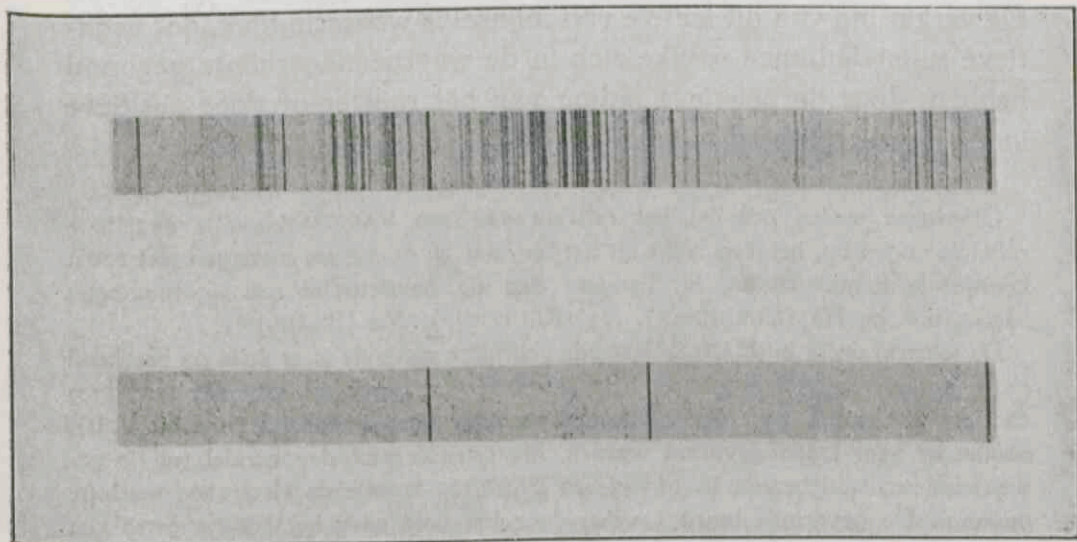


Fig. 3.

graaf genomen opnamen van de ontleding in R . Bij de onderste opname was de stroom in W ingeschakeld, bij de bovenste was ze

¹⁾ W. HANLE und K. LARCHÉ, Ergebnisse d. ex. Naturw., 1931, p. 290.

²⁾ Zonder het aanbrengen van het glasdiafragma houdt men het veellijnspectrum.

verbroken. Het eerste spectrum werd 4 min., het tweede 2 uur belicht; hierbij waren de belichtingstijden zoo gekozen, dat in beide gevallen de BALMERlijnen een ongeveer even groote zwarting gaven. Het feit, dat het veellijnenspectrum optreedt en de veel grootere belichtingstijd in het tweede geval toonen aan, dat in het eerste geval een groot percentage van de waterstof atomair moet zijn geweest. Hoe groot dit percentage is, valt moeilijk te schatten¹⁾. Wij zullen echter in het vervolg aannemen, dat wij alleen met atomen te doen hebben.

Het spreekt vanzelf dat, wegens het ontbreken van een FARADAY-kooitje, in de waarnemingsruimte storende ruimteladingen kunnen optreden, hetgeen ook bleek uit het feit, dat de waterstof meestal pas licht uitzond wanneer de spanning tusschen rooster en gloei-draad boven de theoretisch berekende aanslagspanning van het beginniveau der eerste BALMERlijn gestegen was. Enkele keeren begon de lichtuitzending reeds ongeveer bij deze theoretische aanslagspanning, doch meestal pas bij ongeveer 20 à 30 Volt daarboven. De verklaring van dit laatste verschijnsel is waarschijnlijk, dat negatieve ruimteladingen, welke zich in de waarnemingsruimte gevormd hebben, door de positieve lading van het rooster of door positieve ionen geneutraliseerd worden.

Overigens treden ook bij het gebruik van een FARADAY-kooitje negatieve ruimteladingen op, hetgeen blijkt uit het feit, dat bij de meeste metingen met zoo'n kooitje de lichtuitzending bij hogere dan de theoretische aanslagspanningen begint, b.v. bij *He* (ELENBAAS), *H₂* (KRUIHOF), *Na* (BAARS)²⁾.

De tegenwoordig bij HANLE³⁾ steeds gebruikte methode is er zelfs op berekend om negatieve ruimteladingen te neutraliseeren. Er wordt n.l. gewerkt met twee roosters, het eerste geeft den electronen een zeer groote snelheid (b.v. 60 Volt), zoodat er veel ionen gevormd worden, het tweede remt den bundel tot de gewenschte snelheid bereikt is, terwijl een FARADAY-kooitje de electronen tenslotte opvangt. De gevormde ionen worden door het veld naar het kooitje getrokken en kunnen — naar HANLE meent — de negatieve ruimteladingen neutraliseeren.

¹⁾ Immers, al is het veellijnenspectrum zeer zwak, dan kan toch nog wel de intensiteit van al deze lijnen samen een niet te verwaarloozen bedrag uitmaken ten opzichte van de intensiteit van het BALMER-spectrum, die in weinige lijnen samengedrongen is.

²⁾ W. ELENBAAS, Diss. Utrecht; A. A. KRUIHOF, nog niet gepubliceerd; L. S. ORNSTEIN und B. BAARS, *Proceed.*, A'dam, 34, 1259 (1931).

³⁾ W. HANLE, *Zs. f. Phys.*, 56, 97 (1929).

Wij hebben nu van de onder deze omstandigheden bepaalde aanslagfuncties verondersteld, dat de spanning, waarbij de lichtuitzending begint, gelijk is aan de theoretische aanslagspanning van het beginniveau der eerste BALMERlijn en in overeenstemming hiermede alle gemeten spanningen met een bedrag verminderd, dat gelijk is aan het verschil tusschen deze spanning, waarbij voor 't eerst licht wordt uitgezonden en de genoemde theoretische aanslagspanning. Zooals wij zullen zien, toonen de op deze manier verkregen krommen onderling een zeer goede overeenstemming (zie hoofdstuk IV, § 1).

§ 4. STRUCTUUR VAN DEN ELECTRONENBUNDEL.

Zooals reeds door HANLE¹⁾ werd opgemerkt, verandert meermalen de breedte van den electronenbundel met de snelheid der electronen, ofschoon stroomsterkte en druk dezelfde blijven. Door deze verandering wordt ook de stroomdichtheid in den bundel gewijzigd en wanneer men deze nu scherp op de spleet van een spectrograaf afbeeldt, meet men een foutief intensiteitsverloop, dat voor deze structuurverandering gecorrigeerd zou dienen te worden. Er zijn stroomsterkten en drukkingen, waarbij geen merkbare structuurverandering optreedt; onder deze omstandigheden werden onze aanslagfuncties opgenomen. Toch werd voor alle zekerheid het gedeelte van den electronenbundel, dat even voorbij *G* ligt, *onscherp* op de spleet van den spectrograaf afgebeeld. In fig. 4 is de bundel

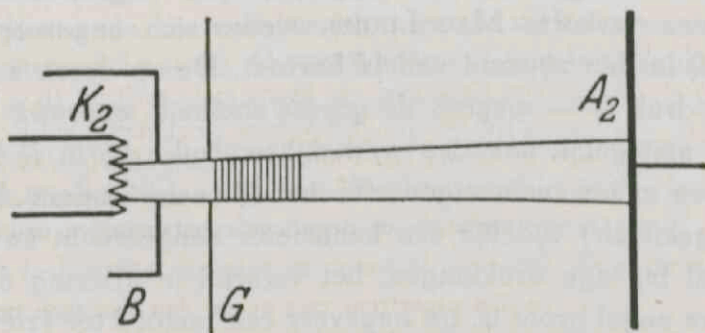


Fig. 4.

geteekend. Er werd voor gezorgd, dat al het licht uit het gearceerde

¹⁾ W. HANLE, Zs. f. Phys., 56, 100 (1929).

gedeelte (ongeveer 0.5 cm.) in den spectrograaf viel; omdat de lenzen hiervan slechts voor een deel gevuld werden, zou ook wanneer de bundel zich verbreed zou hebben nog al het licht uit dit gedeelte op de fotografische plaat komen.

§ 5. BIJZONDERHEDEN OVER DEN BOUW DER BUIS.

De geheele buis is uit hard supraxglas vervaardigd. Haar doorsnede is overal 2.5 cm. De lengte van buis W is 115 cm., de lengten der overige deelen kan men uit de verhoudingen in fig. 2 nagaan. De buis, die het eerst gebruikt werd, bezat een glasdiafragma, dat vast in de buis was aangebracht. (Het linker gedeelte van buis R , dat aan het einde van het diafragma voorzien was, werd n.l. met dit uiteinde aan buis U gesmolten)¹⁾. Dit is echter onpractisch, omdat later bij het inbrengen van de kathode K_2 , die met piceïne in een slijpstuk vastgezet wordt, gezorgd moet worden dat de opening van het rooster zich precies voor de opening van het glasdiafragma bevindt, hetgeen van buiten af moeilijk te controleeren is. Daarom werd later een buisje van hard glas gemaakt, dat aan den eenen kant een slijpstuk heeft, waar de kathode K_2 in past en dat aan de andere zijde op een kleine opening na afgesloten is. De kathode kon hier gemakkelijk zoo ingezet worden, dat de roosteropening precies voor de opening in het glas kwam. Het glazen buisje zelf kon weer met piceïne in het slijpstuk aan het linker uiteinde van de buis R gezet worden.

De druk werd gemeten met een kenometer volgens Dr. U. VAN REDEN (een verkorte MAC LEOD), welke zich ongeveer 40 cm. beneden R in den zijwand van U bevindt. De op dezen kenometer afgelezen druk is — wegens de groote snelheid waarmee gepompt wordt — niet gelijk aan den werkelijken druk, die in R heerscht. Wij hebben in het rechter gedeelte van R (waar anders A_2 in een slijpstuk gekit zit) tijdelijk een kenometer aangebracht en vonden, dat, vooral bij lage drukkingen, het verschil in aflezing der beide kenometers nogal groot is, tot ongeveer een factor 2 toe (zie tabel 1). Bij het opnemen der aanslagfuncties is het natuurlijk niet nood-

¹⁾ Het is hier de plaats om onzen glasblazer, den heer H. VAN DER LEIJ, te bedanken voor zijn welwillende en onvermoeide hulp bij het zoeken naar het type buis, dat voldeed.

zakelijk den druk precies te kennen; hij moet alleen constant gehouden worden.

TABEL I.

Druk in mm.	
Kenometer beneden	Kenometer boven
0.007	0.013
0.012	0.021
0.015	0.025
0.024	0.036
0.031	0.043
0.045	0.057

De vloeibare luchtkoeler, die tusschen den (benedensten) kenometer en de buis R is aangebracht, is zoodanig geconstrueerd, dat de pompsnelheid er zoo weinig mogelijk onder lijdt. Zooals fig. 2 laat zien, stroomt de waterstof tusschen binnen- en buitenwand van den koeler door naar de pomp. Doordat de druk laag is, is de warmte-isolatie voldoende.

De gloeikathoden K_1 en K_2 bestaan uit platinaspiralen van 0.4 mm. doorsnede, die vastgemaakt zijn aan nikkelen pootjes, welke op hun beurt weer aan de toevoerdraden van een lampenbrugje vastzitten. Het rooster B is aan een derden toevoerdraad van het brugje van K_2 verbonden. De gloeispiralen zijn geprepareerd met een laagje $Ba(OH)_2$ en $Sr(NO_3)_2$ ¹⁾. Om de gloeispiraal van K_2 bevindt zich een nikkelen cylindertje, dat dient om de electronen, die K_2 verlaten, bij elkaar te houden, zoodat ze zooveel mogelijk door de opening in het rooster gaan.

De anoden A_1 en A_2 zijn nikkelen plaatjes. A_2 is verschuifbaar gemaakt, door haar vast te maken aan een glazen buisje, waar een breede ijzeren ring omheen gemaakt is en dat dan met behulp van

¹⁾ J. L. SNOEK, Diss. Utrecht, blz. 19.

een magneet over een tweede glazen buisje heen en weer geschoven kan worden.

§ 6. ELECTRISCHE SCHAKELING.

Voor de ontleding in de buis van WOOD werd 440 Volt gelijkspanning van het stadsnet gebruikt. De gebruikelijke stroomsterkten waren 300 à 400 m.A.; de fluctuaties hierin waren gewoonlijk niet meer dan 2 %. Voor het aansteken der buis heeft men een veel hogere spanning dan 440 Volt nodig; deze werd geleverd door een inductorium, waarvan de eene electrode geaard en de andere aan de buis gelegd werd.

De elektrische schakeling in buis *R* is in fig. 5 geteekend. Een batterij van 12 Volt levert den stroom voor de gloeispiraal. De span-

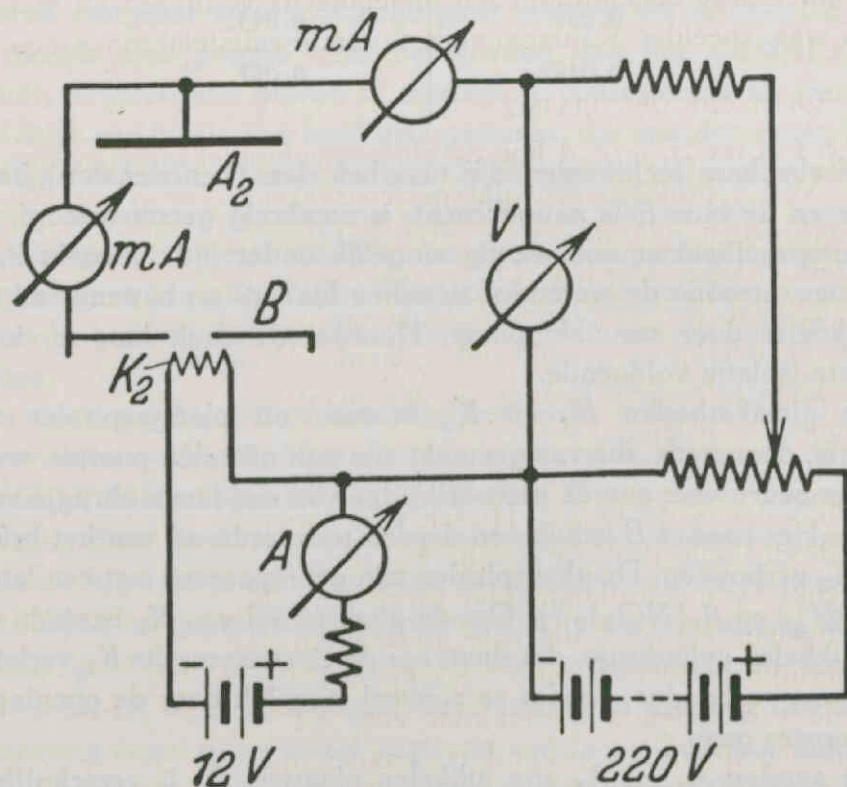


Fig. 5.

ning tusschen rooster en anode eenerzijds en de gloeispiraal anderzijds wordt verkregen van een batterij van 220 Volt, die evenals die

van 12 Volt tot op $1\frac{0}{100}$ constant is, terwijl door een potentiometer-schakeling de spanning op rooster en anode geregeld kan worden. In den stroomkring is een weerstand opgenomen, die zoo groot gekozen is, dat bij een eventueele kortsluiting (die wel voorkomt doordat B en K_2 zich zoo dicht bij elkaar bevinden) de milliampèremeters niet doorslaan.

Bij de eerste proeven werd alleen de stroom tusschen K_2 en B afgelezen, later echter ook die tusschen B en A_2 . In het eerste geval meet men den totalen stroom, die van de kathode uitgaat, in het tweede ook het aantal electronen, dat de waarnemingsruimte tusschen B en A_2 doorloopt. Het bleek nu, dat in de gevallen waarin deze laatste stroom constant bleef (en dat moet natuurlijk bij het opnemen der aanslagfuncties het geval zijn), meestal ook de totaalstroom dezelfde bleef. De aanslagfuncties, die wij zullen geven, zijn alle onder deze omstandigheden opgenomen. Wanneer dit niet het geval was, speelden waarschijnlijk storende ruimteladingen een rol.

§ 7. OPTISCHE OPSTELLING.

In § 4 is reeds gezegd hoe de electronenbundel werd gefotografeerd. Wij gebruikten een glasspectrograaf (FUESS), waarmee de aanslagfuncties van de eerste drie BALMERlijnen H_α , H_β en H_γ gemeten konden worden. De spleetbreedte mag groot genomen worden, daar het veellijnspectrum ontbreekt, hetgeen het fotometreeren der lijnen gemakkelijker maakt. Door de hoogte van de spleet klein te nemen, konden op één plaat veel spectra (20 à 30) opgenomen worden.

Om de gemeten zwartingen om te kunnen zetten in intensiteiten, werden volgens de in het Utrechtsche laboratorium gebruikelijke methode der spleetbreedtevariatie zwartingsmerken opgenomen van een geijkte standaardlamp. Het bleek mogelijk om met één reeks zwartingsmerken voor alle drie golflengten der gemeten BALMERlijnen bruikbare zwartingen te verkrijgen. Daar de energieverdeeling over de verschillende golflengten voor de standaardlamp bij de gebruikte temperatuur bekend is, konden niet alleen de relatieve intensiteiten der lijnen bij verschillende electronensnelheden, doch ook de absolute intensiteitsverhoudingen bepaald worden. Wij gebruikten Ilford-Special-Rapid-Panchromatic Plates (6×9). De belichtingstijden lagen tusschen 2 en 15 min. Als ontwikkelaar werd RODINAL genomen 1 : 15 bij 18°C. , gedurende $6\frac{1}{2}$ min.

HOOFDSTUK III.

Theorie.

§ 1. METHODE VAN BORN.

Door BORN¹⁾ is een algemeene benaderingsmethode aangegeven om het probleem van de botsing van een vrij deeltje met een atoom (of een molecuul) te behandelen, die aansluit bij de methoden der quantummechanische storingstheorie. Hij gaat uit van de golfvergelijking van SCHRÖDINGER voor het gestoorde probleem:

$$(H_0 + \lambda H_1 - E) \psi = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarin H_0 de HAMILTONsche energieoperator van het ongestoorde probleem en λH_1 de operator behoorende bij de wisselwerkings-energie tusschen het botsende deeltje en het atoom voorstelt. BORN zoekt dan een oplossing voor de golfvergelijking (1) van den vorm: $\psi = \psi_0 + \lambda \psi_1$ (+ hogere termen, die verwaarloosd worden), waarin de golffunctie ψ_0 aan een situatie beantwoordt, waarbij het atoom zich in zijn ongestoorden toestand bevindt, terwijl het botsende deeltje (dat wordt voorgesteld door een vlakke DE BROGLIE-golf) een wel gedefiniëerden impulsvector bezit.

Het blijkt, dat op deze wijze een oplossing der golfvergelijking mogelijk is. Om te weten in welke richting het vrije deeltje zich na de botsing kan bewegen, analyseert BORN het gedrag van ψ_1 voor groote waarden der coördinaten van het *botsende deeltje* (d.i. daar, waar het atoom en het vrije deeltje geen merkbaren invloed meer op elkaar uitoefenen). In ψ_1 beantwoordt dan aan iederen toestand, waarin het atoom tengevolge der botsing kan overgaan, een golfveld voor het botsende deeltje, waarvan de amplitudo en de phase van de richting afhangen. Het kwadraat van de amplitudo voor een bepaalde richting geeft de „intensiteit” in die richting, dat is dus de waarschijnlijkheid, dat het atoom in den betrokken toestand is overgegaan en dat het botsende vrije deeltje in die bepaalde richting het

¹⁾ M. BORN, Zs. f. Phys., 38, 803 (1926).

U de storingsenergie, welke de waarde heeft:

$$-\frac{Ee}{R} + \frac{Ee}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \gamma}}.$$

De eerste term hiervan stelt de wisselwerkingsenergie van het vrije deeltje ten opzichte van de kern van het atoom, de tweede die van het vrije deeltje ten opzichte van het aan het atoom gebondene electron voor. De kern is in den oorsprong van het coördinaten-systeem gedacht, E en R zijn lading en radius-vector van het vrije deeltje, e en r zijn dezelfde grootheden voor het electron van het atoom. γ is de hoek tusschen R en r .

Kent men de respectievelijke eigenfuncties en slaagt men er in deze te integreeren, dan is het probleem opgelost.

a. De eigenfuncties van het vrije deeltje zijn vlakke golven:

$$\Psi(R) = e^{i(KR)}$$

$\underline{K}$ en $\underline{R}$ zijn vectoren, $\underline{K}$ is op een constanten factor na de impuls-vector: $\underline{K} = \frac{2\pi}{h} \underline{p}$.

b. De grondtoestand van het waterstofatoom bezit de eigenfunctie:

$$\psi_0(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{r}{a}}$$

(a is de „straal“ van de 1e baan in het atoommodel van BOHR $= \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}$).

c. De eigenfuncties van den toestand van het atoom, die gekarakteriseerd is door het hoofdquantumgetal n , het azimuthale quantumgetal l en het magnetische quantumgetal m is:

$$\psi_{n,l,m}(r) = N_{n,l} f_{n,l}(r) Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$$

$Y_{l,m}$, een genormaliseerde bolfunctie, $f_{n,l}(r)$, een functie die alleen van r afhangt en die reëel is en den normaliseeringsfactor $N_{n,l}$ vindt men aangegeven in de berekeningen van SCHRÖDINGER over het waterstofatoom¹⁾.

¹⁾ E. SCHRÖDINGER, Abhandlungen zur Wellenmechanik, Leipzig.

Blijkbaar hangen in (3) alleen de functie ψ_n en de storings-energie U van de hoekcoördinaten ϑ en φ af. Bij het integreren over deze coördinaten blijkt, dat $U_{o,n}$ alléén dan van nul verschillend is, als in $Y_{l,m}$ de $m=0$ gekozen wordt. Dit beteekent, dat bij den aanslag van een toestand vanuit den grondtoestand alleen sprongen $\Delta m=0$ voorkomen.

Na integratie over de hoekcoördinaten wordt door ELSASSER over de radiële coördinaten geïntegreerd. Tenslotte wordt $U_{o;n,l}$ een complexe kringintegraal, die er als volgt uitziet:

$$U_{o;n,l} = E e(i)^l 2^3 n^{l-1} a^2 \sqrt{\frac{(2l+1)(n-l-1)!}{(n+l)!}} (l+1)! S^{l-2} \int \frac{\left(z - \frac{1}{n}\right)^{l+n} \left(z + \frac{1}{n}\right)^{l-n}}{\{(z-1)^2 + S^2\}^{l+2}} (1-z) dz \quad (4)$$

voor $l \geq 1$

en:

$$U_{o;n,0} = -8 E e a^2 \frac{1}{n} \sqrt{\frac{(n-1)!}{n!}} \int \frac{\left(z - \frac{1}{n}\right)^n \left(z + \frac{1}{n}\right)^{-n}}{(1-z)^3} \frac{2(z-1)^2 + S^2}{\{(z-1)^2 + S^2\}^2} dz \quad (4a)$$

voor $l=0$.

Hierin is:

$$S^2 = \sigma_0^2 + \sigma_1^2 - 2 \sigma_0 \sigma_1 \cos \delta$$

waarbij σ_0 en σ_1 het $\frac{2\pi a}{h}$ -voudige van den impuls vóór en na de botsing voorstellen, terwijl δ de hoek is, waarover het botsende deeltje afbuigt.

De functies onder het integraalteeken in (4) en (4a) hebben singulariteiten in $z = -\frac{1}{n}$, zoodat men de waarde der integralen

vindt door het residu van de genoemde functies in het punt $z = -\frac{1}{n}$

te bepalen. Hoe grootter echter n wordt, des te meer rekenwerk vordert het om deze residuën te vinden. Voor $n=4$, $l=0$ b.v.

heeft de integraal (4a) een pool van de vierde orde in $z = -\frac{1}{4}$.

waarbij het rekenwerk bijna ondoenlijk wordt. Toch zouden we, om onze experimenteele resultaten met de theorie te kunnen vergelijken, zelfs $U_{0;5,1}$ moeten kennen en daarom is het een gelukkige omstandigheid te noemen, dat BETHE en GOLDSTEIN dezelfde berekeningen maar eleganter en voor de practijk veel geschikter hebben uitgevoerd.

Wij geven nu de resultaten, welke ELSASSER na het uitvoeren der integraties in (4) en (4a) gevolgd door het integreeren van (2) over den ruimtehoek $d\omega$ voor de totale werkzame doorsneden $\Phi_{n,1}$ verkrijgt¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{1,0} &= \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ \frac{7}{3} - F_0(1 + \sigma_0^2) \right\} \\ \Phi_{2,0} &= \frac{4^8}{9^5} \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ F_1 \left(1 + \frac{4}{9} S_1^2 \right) - F_1 \left(1 + \frac{4}{9} S_0^2 \right) \right\} \\ \Phi_{2,1} &= \frac{4^8}{9^5} \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ F_2 \left(1 + \frac{4}{9} S_1^2 \right) - F_2 \left(1 + \frac{4}{9} S_0^2 \right) \right\} \\ \Phi_{3,0} &= \frac{3^5}{2^{10}} \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ F_3 \left(1 + \frac{9}{16} S_1^2 \right) - F_3 \left(1 + \frac{9}{16} S_0^2 \right) \right\} \\ \Phi_{3,1} &= \frac{3^6}{2^{11}} \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ F_4 \left(1 + \frac{9}{16} S_1^2 \right) - F_4 \left(1 + \frac{9}{16} S_0^2 \right) \right\} \\ \Phi_{3,2} &= \frac{3^5}{2^9} \pi a^2 \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ F_5 \left(1 + \frac{9}{16} S_1^2 \right) - F_5 \left(1 + \frac{9}{16} S_0^2 \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Hierin beteekenen S_1 en S_0 de waarden van S respectievelijk voor de bovenste en de benedenste grens der integratie, dus: $S_1 = \sigma_0 + \sigma_1$, $S_0 = \sigma_0 - \sigma_1$. De functies F_n (voor een onafhankelijk veranderlijke x) worden door de volgende uitdrukkingen voorgesteld:

$$F_0(x) = \frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} + \frac{1}{3x^3}$$

$$F_1(x) = -\frac{1}{5x^5}$$

$$F_2(x) = \lg(x-1) - \lg x + \frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} + \frac{1}{3x^3} + \frac{1}{4x^4} + \frac{1}{5x^5}$$

¹⁾ Eenige rekenfouten in de formules van ELSASSER zijn verbeterd.

$$F_3(x) = -\frac{9}{5x^5} + \frac{2}{x^6} - \frac{4}{7x^7}$$

$$F_4(x) = \lg(x-1) - \lg x + \frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} + \frac{1}{3x^3} + \frac{1}{4x^4} + \frac{1}{5x^5} - \frac{4}{3x^6} + \frac{4}{7x^7}$$

$$F_5(x) = -\frac{1}{7x^7}$$

Belangrijk is verder de opmerking van ELSASSER, dat zeer snelle deeltjes zich als lichtgolven gedragen, d.w.z. de aanslagwaarschijnlijkheid van een niveau wordt voor zeer groote snelheden in de limiet evenredig met de waarschijnlijkheid, dat licht van een frequentie, overeenkomende met het verschil in energie tusschen het grondniveau en het betreffende niveau door dat atoom geabsorbeerd wordt, d.i. dus evenredig met de absorptiewaarschijnlijkheid B van EINSTEIN¹⁾. In overeenstemming daarmee blijkt eveneens, dat de aanslag van niveau's met $l \neq 1$ in de limiet voor groote snelheden een waarschijnlijkheid nul heeft, d.w.z. alleen de p -niveau's worden aangeslagen.

Ook voor minder snelle electronen volgt uit de formules (5), dat de aanslagwaarschijnlijkheid voor de p -niveau's veel grooter is dan voor de andere. Zoo is b.v. voor de botsing met electronen van 30 Volt de (relatieve) aanslagwaarschijnlijkheid van het:

$$3s\text{-niveau: } \Phi_{3,0} = 0,032$$

$$3p\text{-} \quad \quad : \Phi_{3,1} = 0,246$$

$$3d\text{-} \quad \quad : \Phi_{3,2} = 0,0053$$

§ 3. BEREKENINGEN VAN BETHE.

Ook BETHE's berekening²⁾ van de aanslagwaarschijnelijkheden der niveau's van het waterstofatoom, bij de botsing met een vrij deeltje, berust op de formules (2) en (3). Hij berekent echter het matricelement $U_{0,n}$ op een andere manier dan ELSASSER. Terwijl deze laatste achtereenvolgens over de hoek- en de radiële coördinaten integreert, kiest BETHE een eenvoudiger weg door eerst de integraties over de coördinaten van het botsende vrije deeltje en

¹⁾ A. EINSTEIN, Phys. Zs., 18, 120 (1917).

²⁾ H. BETHE, Ann. d. Physik, 5, (5) 325 (1930).

daarna die over de coördinaten van het electron van het atoom uit te voeren. Door bij deze laatste bewerking parabolische coördinaten te gebruiken (naar het voorbeeld van WENTZEL) komt hij, in tegenstelling tot ELSASSER, tot een eenvoudige algemeene formule voor de werkzame doorsneden. Hij kan echter, juist door deze rekenmethode, niet zooals ELSASSER de $\Phi_{n,l}$ voor niveau's met bepaalde quantumgetallen n en l uitrekenen, maar vindt de totale werkzame doorsnede Φ_n voor een niveau met een bepaalde n , gesommeerd over de verschillende mogelijke waarden van l . Zijn formules zijn ¹⁾:

$$\Phi_n = 4\pi \left(\frac{EM}{em} \right)^2 \frac{1}{\sigma_0^2} |x_{on}|^2 \left[F_n \left\{ 1 + \left(\frac{n}{n+1} S_1 \right)^2 \right\} - F_n \left\{ 1 + \left(\frac{n}{n+1} S_0 \right)^2 \right\} \right]. \quad (6)$$

waarin de functies F_n (voor een onafhankelijk veranderlijke x) de gedaante hebben:

$$F_n(x) = \lg \frac{x-1}{x} + \sum_{\tau=1}^{n+2} \frac{c_{n\tau}}{\tau x^\tau}$$

terwijl:

$$c_{n\tau}' = 1 - \left(\frac{n+1}{n-1} \right)^{2n-6} \left[\sum_{k=0}^{\tau-6} \binom{n-3}{k} \left(\frac{-4n}{(n+1)^2} \right)^k + 3 \binom{n-3}{\tau-5} \left(\frac{-4n}{(n+1)^2} \right)^{\tau-5} \frac{n+1}{n-1} \right].$$

De vier eerste functies F zien er als volgt uit:

$$F_2(x) = \lg \frac{x-1}{x} + \frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} + \frac{1}{3x^3} + \frac{1}{4x^4}$$

$$F_3(x) = F_2(x) - \frac{1}{x^5}$$

$$F_4(x) = F_2(x) - \frac{116}{45x^5} + \frac{32}{27x^6}$$

$$F_5(x) = F_2(x) - \frac{697}{160x^5} + \frac{85}{24x^6} - \frac{25}{32x^7}$$

¹⁾ De grootheden, die in deze formules voorkomen, zijn zooveel mogelijk met dezelfde letters, als die in § 2 gebruikt werden, aangegeven. In de formules van BETHE (l.c. p. 355) is de notatie eenigszins anders.

Verder is:

$$x_{on} = \int x \psi_0(r) \psi_n^*(r) dv$$

het elektrisch dipoolmoment van het atoom in de x -richting, beantwoordende aan den stralingsovergang van den grondtoestand naar den toestand n . Zooals bekend is, stelt dan:

$$|x_{on}|^2 = \frac{2^8 n^7 (n-1)^{2n-5}}{3 (n+1)^{2n+5}}$$

de absorptiewaarschijnlijkheid behoorende bij den overgang tusschen de genoemde toestanden voor. Uit de formule (6) volgt onmiddellijk, in overeenstemming met ELSASSER (zie vorige §), dat in de limiet voor zeer groote snelheden de aanslagwaarschijnlijkheid Φ_n evenredig wordt met $|x_{on}|^2$, dus met de absorptiewaarschijnlijkheid.

De werkzame doorsneden Φ_2 en Φ_3 komen overeen met de sommen $\Phi_{2,0} + \Phi_{2,1}$ respectievelijk $\Phi_{3,0} + \Phi_{3,1} + \Phi_{3,2}$ bij de formules (5) van ELSASSER. Wij hebben in hoofdstuk IV de formules voor Φ_3 , Φ_4 en Φ_5 gebruikt om de experimenteele resultaten met de theorie te vergelijken.

§ 4. BEREKENINGEN VAN MASSEY EN MOHR¹⁾.

Bij de quantummechanische behandeling van verschillende problemen betreffende systemen met meerdere electronen, dient men rekening te houden met het feit, dat twee electronen experimenteel niet van elkaar te onderscheiden zijn. In verband met het PAULI-principe volgt hieruit (verg. HEISENBERG²⁾), dat in de natuur alleen die golf functies optreden, welke antisymmetrisch in de coördinaten der electronen zijn.

De verwisselbaarheid der electronen bij de botsing van electronen met atomen werd bij de methode van BORN (§ 1) verwaarloosd. Brengt men ze echter wel in rekening, dan treedt (zooals door OPPENHEIMER³⁾ het eerst werd aangegeven) in de oplossing der

¹⁾ H. S. W. MASSEY and C. B. O. MOHR, Proc. Roy. Soc. A., Vol. 132, p. 605 (1931).

²⁾ W. HEISENBERG, Zs. f. Phys., 38, 411 (1926).

³⁾ J. R. OPPENHEIMER, Phys. Rev., 32, 361 (1928).

golfvergelijking een nieuwe term op, welke beantwoordt aan de mogelijkheid, dat een electron van het atoom losgemaakt, en vervangen wordt door het botsende vrije electron.

MASSEY en MOHR werken deze methode van OPPENHEIMER uit voor het waterstof- (en het helium-) atoom en krijgen dan formules, waaruit de werkzame doorsneden van het waterstofatoom berekend kunnen worden. Deze zijn echter zóó ingewikkeld van vorm, dat wij ze hier laten rusten, te meer daar in de volgende § een eenvoudiger berekening wordt vermeld.

Wel willen wij er hier nog even op wijzen, dat uit de berekeningen van MASSEY en MOHR blijkt, dat de werkzame doorsneden, berekend volgens ELSASSER of BETHE, een niet te verwaarloozen correctie ondergaan, wanneer de verwisselbaarheid der electronen in aanmerking wordt genomen. Dit is tenminste het geval voor de niveau's $n=1$ en $n=2$; of het ook voor hogere niveau's geldt, valt uit de formules van MASSEY en MOHR moeilijk te zien.

Men moet echter in het oog houden, dat ondanks het in aanmerking nemen van de verwisselbaarheid, de hier besproken methode natuurlijk toch een *benaderingsmethode* blijft, wegens het afbreken van de reeksontwikkeling der golffunctie bij den tweeden term (§ 1).

§ 5. BEREKENINGEN VAN GOLDSTEIN.

GOLDSTEIN¹⁾ heeft zoowel de methode van BORN als die van OPPENHEIMER, welke in de vorige §§ besproken werden, op zoodanige wijze uitgewerkt, dat hij tot betrekkelijk eenvoudige formules komt voor de aanslagwaarschijnlijkheden $\Phi_{n,l}$ van de verschillende niveau's van het waterstofatoom vanuit den grondtoestand. Bovendien berekent hij de integralen, die noodig zijn voor de kennis der aanslagwaarschijnlijkheden *vanuit hogere toestanden*. De uitdrukkingen voor de werkzame doorsneden worden in dit geval veel ingewikkelder dan voor den aanslag vanuit het grondniveau.

Bij het uitwerken der methode van BORN integreert GOLDSTEIN niet op de manier van ELSASSER (§ 2), maar hij volgt de methode van BETHE en voert eerst de integraties over de coördinaten van het botsende vrije deeltje uit, daarna die over de coördinaten van het

¹⁾ L. GOLDSTEIN, Annales de Physique (10), 19, p. 305, avril 1933.

electron, dat aan het atoom gebonden is. Hierbij gebruikt hij dan niet, zooals BETHE, parabolische, maar poolcoördinaten. Het blijkt op deze wijze mogelijk tot algemeene formules voor $\Phi_{n,l}$ te komen, formules dus, die voor elk niveau met bepaalde, gegeven quantumgetallen n en l de aanslagwaarschijnlijkheid vanuit den grondtoestand geven. GOLDSTEIN vindt voor de werkzame doorsneden:

$$\Phi_{n,l} = k(n,l) \int_{x_0}^{x_1} |f_{n,l}(x)|^2 x dx \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

waarin ¹⁾:

$$k(n,l) = \frac{\pi a^2}{\sigma_0^2} \frac{(2l+1)(l!)^2 2^{4l+5} n^4}{(n-l-1)!(n+l)!(n+1)^{2n+6}}$$

$$x = \frac{n}{n+1} S; \quad x_0 = \frac{n}{n+1} S_0; \quad x_1 = \frac{n}{n+1} S_1$$

$$f_{n,l}(x) = \frac{x^{l-2}}{(1+x^2)^{l+1}} \sum_{\gamma=0}^{n-l-1} \frac{(n+l)_{\gamma} (n-l-1)_{\gamma}}{\gamma!} (n+1)^{\gamma} \sum_{\mu=0}^{n-l-\gamma} \frac{(n-l-\gamma)! (-l-1)_{\mu} 2^{2\mu}}{(2\mu+l+\gamma-n)!(n-l-\gamma-\mu)!(1+x^2)^{\mu}} \cdot 1$$

in deze laatste formule is:

$$(k)_\lambda = \frac{k!}{(k-\lambda)!}.$$

Uit de formule (7) volgt op veel eenvoudiger wijze dan bij ELSASSER de aanslagwaarschijnlijkheid. De resultaten voor de niveau's $n=1, 2$ en 3 komen op een constanten factor na, die door GOLDSTEIN is weggelaten, met de formules (5) van ELSASSER overeen. Sommeert men de $\Phi_{n,l}$ voor een bepaalde n over de verschillende waarden van l , dan krijgt men de totale aanslagwaarschijnlijkheid Φ_n van de niveau's met quantumgetal n , afgezien van de fijnstructuur. Deze Φ_n blijken precies overeen te komen met de formules (6) van BETHE ¹⁾.

¹⁾ Ook hier is de notatie weer zooveel mogelijk dezelfde als in § 2. Bij GOLDSTEIN (l.c. p. 347 en 388) is deze eenigszins anders.

²⁾ De krommen van fig. 8 (hoofdstuk IV, § 2) geven de totale aanslagwaarschijnlijkheden der niveau's $n=3, 4$ en 5 (gesommeerd over de l), die wij uit

Ook de door GOLDSTEIN uitgewerkte methode van OPPENHEIMER voert tot resultaten, die veel minder ingewikkeld zijn dan die, welke door MASSEY en MOHR verkregen zijn (§ 4). Er is echter een essentieel verschil tusschen de aanslagwaarschijnlijkheden der niveau's $n=1, l=0$ en $n=2, l=0$, welke MASSEY en MOHR geven en die van GOLDSTEIN; de eerstgenoemde worden *nul* bij de aanslagspanning der niveau's, de laatste worden daar *oneindig*. GOLDSTEIN laat zich over dit verschil niet uit; wel merkt hij ergens op, dat de formules van MASSEY en MOHR door hun gecompliceerdheid moeilijk voor een expliciete berekening toegankelijk worden.

In dit verband komen wij hier nog eens terug op het feit, dat zoowel de methode van BORN, als die van OPPENHEIMER een benaderingsmethode is. Door MØLLER en DISTEL¹⁾ is aangetoond, dat de behandeling van het probleem volgens BORN neerkomt op een reeksontwikkeling naar machten van $\frac{v_0^2}{v^2}$, waarin v de snelheid van het botsende vrije deeltje, v_0 de snelheid van het electron in een „baan van BOHR” beteekent. De snelheid in de 1e „baan van BOHR” is 13.6 Volt, d.w.z. de berekeningen over de aanslagwaarschijnlijkheden zijn in de buurt van het maximum (22.5 Volt) nog maar een grove benadering en zullen ongetwijfeld een niet te verwaarloozen correctie behoeven. Onderstellen we nu een oogenblik, dat de numerieke berekeningen van GOLDSTEIN juist zijn, dan rijst (naar aanleiding van het oneindig worden der aanslagwaarschijnlijkheden bij de aanslagspanning) de vraag of de correcties, aan te brengen in de berekening, waarbij de verwisselbaarheid der electronen in aanmerking is genomen, niet zóó groot worden dat ze de correcties, die bij de methode van BORN aangebracht moeten worden, ver overschrijden! In dat geval zou de theorie van de verwisselbaarheid veel minder bruikbare resultaten leveren dan de methode van BORN. Het leek ons het beste om onze experimenteele resultaten te vergelijken met de theorie van BORN, daar deze tenminste aanslagwaarschijnlijkheden geeft die nul worden bij de aanslagspanning. We kunnen

de formules van BETHE berekend hebben. Deze komen niet met de grafieken, die GOLDSTEIN hiervoor geeft, overeen. Vermoedelijk zijn er in de numerieke uitwerking der formules van GOLDSTEIN rekenfouten geslopen.

²⁾ CH. MØLLER, Zs. f. Phys., 66, 513 (1930).

F. DISTEL, Zs. f. Phys., 74, 785 (1932).

daarbij, omdat bij onze proeven de waterstoflijnen niet in fijnstructuur opgenomen zijn, gebruik maken van de formules (6) van BETHE.

Het besproken artikel van GOLDSTEIN geeft niets over de correcties, die we hierboven noemden. Wel vindt BLOCH¹⁾, dat bij de berekeningen van BETHE de hogere benaderingen in bepaalde gevallen willekeurig klein worden ten opzichte van de eerste. Verder kondigt BETHE in het pas verschenen Handbuch der Physik XXIV een publicatie aan over een nauwkeurig onderzoek van de benaderingsmethode van BORN.

¹⁾ F. BLOCH, Ann. d. Phys., 16, 285 (1933).

HOOFDSTUK IV.

Resultaten.

§ 1. DE GEMETEN AANSLAGFUNCTIES.

Het bepalen van de aanslagfuncties der BALMERlijnen komt, gelijk wij hierboven hebben uiteengezet, neer op het meten van de intensiteiten dezer lijnen als functie van de snelheid der electronen bij constante stroomsterkte en druk. Bij het variëren van de spanning tusschen rooster en gloeispiraal kan de stroomsterkte constant gehouden worden door den stroom, die door de gloeispiraal gaat, eveneens te variëren.

De aanslagfuncties, die men in fig. 7 geteekend ziet, zijn ver-

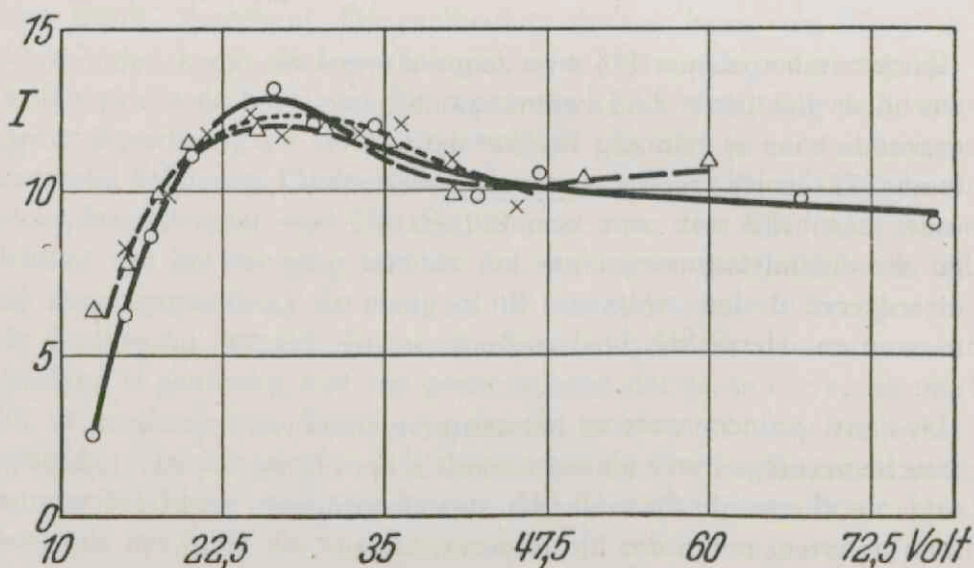


Fig. 6.

kregen uit drie meetreeksen, welke respectievelijk onder de volgende omstandigheden werden opgenomen :

1. Stroomsterkte in de buis van WOOD 290 m.A. Druk (op den kenometer *M* van fig. 2 afgelezen) 0.07 mm. Stroomsterkte in de buis *R* 0.3 m.A. Het lichten begon bij ca. 17 Volt.

2. Stroomsterkte buis van WOOD 300 m.A. Druk 0.01 mm. Stroomsterkte buis R 0.5 m.A. Het lichten begon bij ca. 12.5 Volt.

3. Stroomsterkte buis van WOOD 350 m.A. Druk 0.015 mm. Stroomsterkte buis R 0.4 m.A. Het lichten begon bij ca. 38 Volt.

In tabel 2 zijn voor de 3e meetreeks de intensiteiten van H_α , H_β en H_γ bij de verschillende spanningen opgegeven. De maximum-intensiteit is steeds 100 genomen, zoodat men de steilheid waarmee de aanslagfunctie stijgt en daalt voor de drie lijnen vergelijken kan.

TABEL 2.

Lijnen \ Volt	Volt												
	38	40	43	49	52	55	61	65	70	75	90	100	110
H_α	51.8	68.0	77.6	100	93.0	77.3	82.3	75.9	70.7	71.2	69.4	58.8	56.5
H_β	46.5	64.2	83.7	100	90.8	78.7	89.1	74.3	78.7	75.1	73.8	65.0	66.2
H_γ	49.1	69.1	80.8	100	93.2	80.0	82.0	74.0	81.2	84.3	83.7	72.8	72.8

Zooals in hoofdstuk II, § 3 reeds werd opgemerkt, is de spanning, waarbij de lichtuitzending begint, gelijk gesteld aan de theoretisch berekende aanslagspanning van het derde niveau van het waterstof-atoom (12 Volt), zoodat in overeenstemming hiermee alle spanningen in tabel 2 met een zoodanig bedrag verminderd moeten worden, dat de aanslagfuncties, die door de tabel gegeven zijn (geëxtrapoleerd voor de lage voltages) bij de theoretische aanslagspanning nul worden. Hetzelfde moet gedaan worden voor de meetreeksen 1. en 2.

De aanslagfuncties, die na het aanbrengen van de laatstgenoemde correctie verkregen worden, zijn voor de lijn H_β in fig. 6 geteekend. Langs de abscis zijn de snelheden der electronen in Volts, als ordinaten de intensiteiten der lijn uitgezet. De eenheid, waarin de ordinaten gemeten worden, is zoodanig gekozen, dat de maxima van alle drie aanslagfuncties dezelfde hoogte hebben. Het blijkt nu, dat de krommen, alhoewel ze toch onder verschillende omstandigheden zijn opgenomen, na de correctie die voor de spanningen werd aangebracht, zeer goed op elkaar te leggen zijn; de spreiding in de waargenomen intensiteiten blijft bijna overal binnen 10 %. Dit mag een bevredigend resultaat genoemd worden en rechtvaardigt de

gemaakte onderstelling, dat de ruimteladingen in de waarnemingsruimte voor het grootste deel vernietigd zijn zoodra de lichtuitzending begint.

Fig. 7 geeft voor de drie eerste lijnen der BALMERreeks de middelwaarden van de drie aanslagfuncties, zooals deze in fig. 6 voor H_β

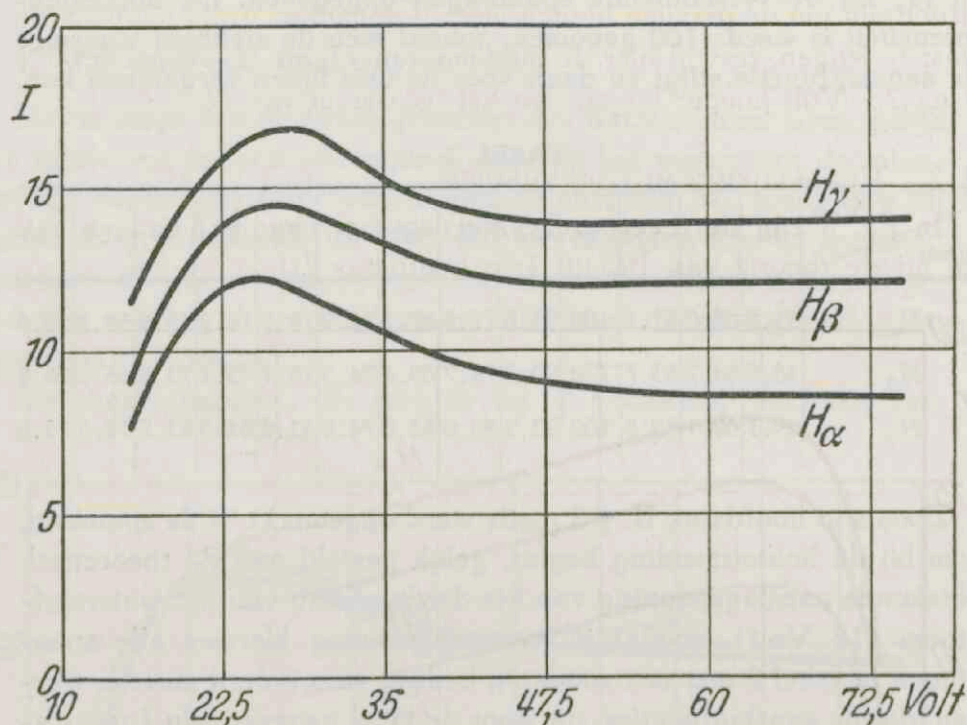


Fig. 7.

geteekend zijn. Om ze met elkaar te kunnen vergelijken, zijn de hoogten der maxima voor H_α , H_β en H_γ alle gelijk gekozen, alleen zijn de krommen voor H_β en H_γ een willekeurige afstand langs de I -as omhoog geschoven om de aanslagfuncties niet over elkaar te laten vallen. Zooals men ziet, vertoonen alle drie aanslagfuncties hetzelfde beloop, ze zijn van het vlakke type, zooals dat bij de singuletlijnen van He en Hg voorkomt¹⁾. Ze voldoen blijkbaar aan den algemeenen regel: lijnen uit één serie vertoonen hetzelfde type aanslagfunctie²⁾. Verder is uit de figuur te zien, dat voor de hoogere

¹⁾ W. HANLE, Zs. f. Phys., 56, 94 (1929); W. ELENBAAS, id., 59, 289 (1930); W. SCHAFFERNICHT, id., 62, 106 (1930).

²⁾ W. HANLE, l.c.; W. SCHAFFERNICHT, l.c.

lijnen het maximum der aanslagfunctie naar hogere snelheden verschoven is, in overeenstemming met de hogere aanslagspanning van de beginniveaus van H_β en H_γ . Hier rijst echter de vraag of dit laatste resultaat niet toevallig genoemd moet worden, daar de afwijkingen van de 3 krommen, waarvan het gemiddelde genomen is, te groot zijn om de maxima binnen meer dan eenige Volts nauwkeurig vast te leggen, terwijl hier de maxima van H_β en H_γ respectievelijk 1 en 2.5 Volt hoger liggen dan het maximum van H_α .

§ 2. VERGELIJKING MET DE THEORIE.

In fig. 8 zijn de theoretische aanslagwaarschijnlijkheden, zooals ze uit de theorie van BETHE (zie hoofdstuk III, § 3) volgen, als

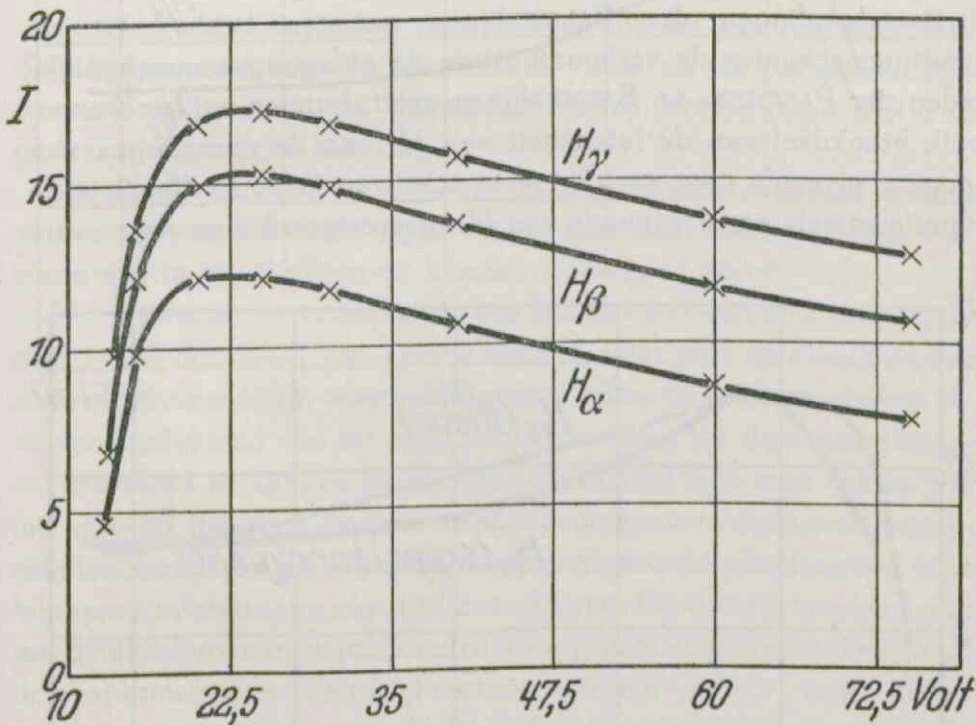


Fig. 8.

functie van de electronensnelheid geteekend. Ook hier zijn de maxima voor de drie lijnen H_α , H_β en H_γ even hoog gekozen, en wel, om ze met de experimenteele aanslagfuncties te kunnen vergelijken, even hoog als in fig. 7; evenals daar zijn de krommen voor H_β en H_γ langs de verticale as omhoog geschoven. Zooals in hoofd-

stuk III bleek, geven deze krommen slechts de aanslagwaarschijnlijkheden der niveau's $n=3, 4$ en 5 vanuit den grondtoestand $n=1$. Vergelijking met de experimenteel gevonden aanslagfuncties is dus pas mogelijk wanneer gecorrigeerd is voor ¹⁾ :

10. Aanslag vanuit hogere niveau's dan $n=1$. Deze correctie mogen we echter gerust verwaarloozen, omdat het aantal atomen, dat zich in den toestand $n=2, 3$, enz. bevindt, zeer klein is ten opzichte van het aantal atomen in den grondtoestand.

20. Kaskadesprongen. Nemen we als voorbeeld de lijn H_α , dan ziet men in het termschema van fig. 1, dat het beginniveau van deze lijn voor een deel door aanslag van de hoger liggende beginniveau's der PASCHENlijnen P_α, P , enz. met daarop volgend kaskadesprongen naar niveau $n=3$ bezet wordt. Daar wij de intensiteitsverhoudingen der BALMERlijnen gemeten hebben en de quantummechanica de verhouding van de overgangswaarschijnlijkheden der PASCHEN- en BALMERlijnen geeft, kunnen wij berekenen, welk breukdeel van de intensiteit van H_α aan de overgangen van hogere niveau's naar $n=3$ toe te schrijven is ²⁾. In fig. 9 is de experimenteele aanslagfunctie van H_α , gecorrigeerd voor deze over-

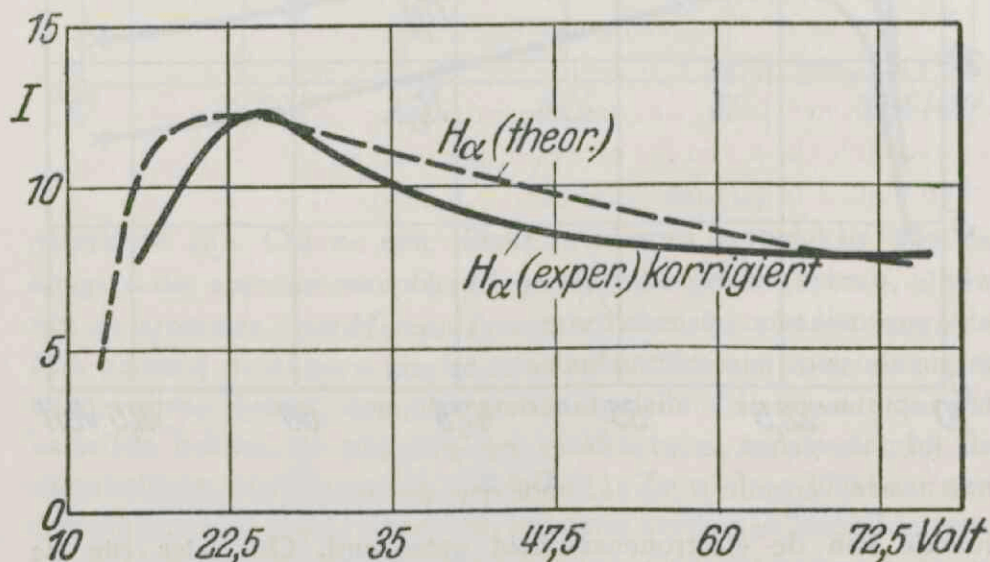


Fig. 9.

¹⁾ Verg. Hoofdstuk I, § 1.

²⁾ Zie § 3 van dit hoofdstuk.

gangen, tezamen met de theoretische kromme voor de aanslagwaarschijnlijkheden nog eens geteekend, waarbij weer de maxima even hoog gekozen zijn. De vorm der gecorrigeerde kromme is ongeveer dezelfde als die der oorspronkelijke. Dit was ook te verwachten, ten eerste omdat reeds vroeger gebleken was, dat (in een buis van WOOD) de opvulling van een toestand vanuit hogere toestanden betrekkelijk gering is ten opzichte van den directen aanslag¹⁾ en ten tweede omdat de correctie voor elke spanning een ongeveer even groot percentage van de intensiteit van H_α bedraagt. Dit laatste volgt uit het feit, dat het grootste aandeel in de correctie van H_α geleverd wordt door overgangen die beantwoorden aan de „spronggetallen”¹⁾ van P_α en P_β . Deze laatste echter zijn evenredig met de intensiteiten van H_β en H_γ . Daar nu de aanslagfuncties van deze lijnen ongeveer denzelfden vorm hebben als die van H_α , heeft dus ook de correctie voor H_α denzelfden vorm als de oorspronkelijke kromme zelf, zoodat na de correctie deze laatste bijna niet van gedaante veranderd kan zijn.

De aanslagfuncties van H_β en H_γ veranderen eveneens weinig van vorm door het aanbrengen van de correctie, zoodat wij dus volstaan met in fig. 9 alleen de kromme van H_α te geven.

30. Ionisatie + vereeniging van het ion met een electron. Hierover valt quantitatief niet veel te zeggen, daar men de dichtheid der vrije electronen in de waarnemingsruimte zou moeten kennen om de waarschijnlijkheid van dit proces in verhouding tot de aanslagwaarschijnlijkheid te kunnen berekenen. Qualitatief kan men echter wel het verschil tusschen de theoretische kromme voor de aanslagwaarschijnlijkheden en de experimenteel gevonden aanslagfuncties voor hogere snelheden der electronen verklaren. De theorie berekent n.l., dat de aanslagwaarschijnlijkheden voor groote spanning nul worden, de experimenteele aanslagfuncties schijnen echter voor hooge voltages een eindige waarde te behouden²⁾. Dit is begrijpelijk, indien men veronderstelt, dat voor groote snelheden het proces van

¹⁾ L. S. ORNSTEIN und H. LINDEMAN, Zs. f. Phys., 63, 8 (1930). Hetzelfde volgt uit theoretische overwegingen (zie Handbuch der Phys., XXIV, H. BETHE, p. 446).

²⁾ Hetzelfde verschijnsel is bij de resonantielijnen van kwik gevonden. Verg. L. S. ORNSTEIN, H. LINDEMAN und J. OLDEMAN, Zs. f. Phys., 83, 171 (1933).

de ionisatie + vereeniging gaat overwegen boven den directen aanslag, waardoor dus voor deze snelheden de intensiteiten der lijnen niet nul worden, alhoewel toch de aanslagwaarschijnlijkheden zeer klein zijn.

Een bevestiging van de veronderstelling, dat de ionisatie voor grootere spanningen toeneemt, vindt men in het verloop van de aanslagfunctie der vonklijn $\lambda = 4686 \text{ \AA.E.}$ uit het spectrum van het geïoniseerde *He*-atoom¹⁾. De intensiteit van deze lijn neemt pas boven 75 Volt een eindige waarde aan, d.i. ver boven de spanning, waarbij de aanslagfuncties der booglijnen van *He* een maximum vertoonen. Tot 250 Volt neemt de intensiteit voortdurend toe; dit beteekent dus waarschijnlijk, dat de ionisatiekans bij hoogere voltages grooter wordt, terwijl dan juist de aanslagwaarschijnlijkhed afneemt.

De maxima der aanslagfuncties uit fig. 7 liggen ongeveer $2\frac{1}{2}$ Volt hooger dan de maxima der theoretische krommen van BETHE, terwijl ze een steiler verval vertoonen naar den kant der hooge snelheden. Het heeft echter geen zin zich in een nadere beschouwing van de verschillen te verdiepen, omdat de theoretische formules slechts voor zeer groote snelheden aanspraak maken op quantitative juistheid (zie hoofdstuk III, § 4 en 5), terwijl voor de correcties, die men bij de lagere snelheden zal moeten aanbrengen, nog geen theoretische schatting is gemaakt. Wij kunnen dus niet aangeven in hoeverre onze aanslagfuncties met een exacte theorie zouden kloppen en volstaan hier met het constateeren van het feit, dat tusschen het verloop van de experimenteele en de theoretische krommen geen opmerkelijke verschillen bestaan, behoudens het in de vorige § besproken eindig blijven der aanslagfuncties voor hoogere snelheden.

§ 3. DE INTENSITEITSVERHOUDINGEN. VERHOUDING DER AANSLAGWAARSCHIJNLIJKHEDEN.

Kent men de intensiteitsverhoudingen der eerste drie BALMERlijnen, bij een bepaalde spanning, dan kan men met behulp der gemeten aanslagfuncties de verhoudingen voor de andere span-

¹⁾ Zie ELENBAAS, Diss. Utrecht.

ningen bepalen. Wij geven daarom slechts enkele waarden (gemeten bij 0.4 m.A. en 0.015 mm.):

Snelheid der electronen	H_α/H_β	H_β/H_γ
30 Volt	2.7	3.0

Het is nu mogelijk om met behulp van deze intensiteitsverhoudingen in combinatie met de theoretisch berekende overgangswaarschijnlijkheden in het waterstofatoom, de verhouding van de aanslagwaarschijnlijkheden der eerste energieniveau's te bepalen, zoodat deze met de theorie vergeleken kunnen worden¹⁾. Als uitgangspunt dient het feit, dat in de ontladingsbuis een stationnaire toestand bestaat, zoodanig, dat er gedurende een zekeren tijd gemiddeld evenveel atomen in een bepaalden toestand k geraken als er atomen zijn, die dezen toestand verlaten door overgang naar lagere toestanden. Het atoom kan in den genoemden toestand gebracht worden door aanslag van electronen, door kaskadesprongen vanuit hogere toestanden en door ionisatie gevolgd door de vereeniging van het ion met een electron (zie hoofdstuk I, § 1). Nu is reeds vroeger gebleken, dat de ionisatie bij een ontlading in waterstof onder de gegeven omstandigheden geen groote rol speelt²⁾; we verwaarloozen daarom het laatste der drie in den vorigen zin genoemde processen. Verder zien we af van den aanslag van een niveau vanuit hogere niveau's dan $n=1$, omdat verreweg het grootste percentage der atomen zich in den grondtoestand bevindt. De evenwichtsvergelijking voor niveau $n=3$ luidt dan:

$$\alpha_1^3 N_1 + \sum_{k=4}^{k=\infty} \beta_3^k N_k = (\beta_2^3 + \beta_1^3) N_3. \quad (1)$$

hierin beteekent:

N_k het aantal atomen in den toestand k ,

α_1^k de aanslagwaarschijnlijkheden van niveau k vanuit het grondniveau,

β_j^k de overgangswaarschijnlijkheden van niveau k naar j .

Analoog krijgen we voor niveau $n=4$:

$$\alpha_1^4 N_1 + \sum_{k=5}^{k=\infty} \beta_4^k N_k = (\beta_3^4 + \beta_2^4 + \beta_1^4) N_4. \quad (2)$$

¹⁾ Verg. L. S. ORNSTEIN und H. LINDEMAN, Zs. f. Phys., 67, 1 (1931).

²⁾ Verg. L. S. ORNSTEIN und H. LINDEMAN, Zs. f. Phys., 63, 8 (1930).

Nu geeft $\beta_j^k N_k$ het aantal overgangen van niveau k naar j , welk aantal ook verkregen wordt door de intensiteit van de aan deze overgangen beantwoordende spectraallijn te deelen door het energiequantum $h\nu$. Dit quotiënt noemt men gewoonlijk het „spronggetal” der spectraallijn.

De lijnen, waarmee we hier te maken hebben, zijn (verg. het termschema van fig. 1) de BALMERlijnen, waarvan we de spronggetallen H_α^1, H_β^1 , enz. noemen, de PASCHENlijnen (spronggetallen P_α^1, P_β^1 , enz.), de LYMANlijnen (L_2^1, L_3^1, L_4^1) en de lijnen der BRACKETT-reeks (B_1^1, B_2^1 , enz.).

We krijgen dus:

$$a_1^3 N_1 = H_\alpha^1 + L_2^1 - (P_\alpha^1 + P_\beta^1 + P_\gamma^1 + \dots \text{enz.})$$

$$a_1^4 N_1 = P_\alpha^1 + H_\beta^1 + L_3^1 - (B_1^1 + B_2^1 + \dots \text{enz.})$$

zoodat we voor de verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden hebben:

$$\frac{a_1^3}{a_1^4} = \frac{H_\alpha^1 + L_2^1 - (P_\alpha^1 + P_\beta^1 + P_\gamma^1 + \dots)}{P_\alpha^1 + H_\beta^1 + L_3^1 - (B_1^1 + B_2^1 + \dots)} \quad (3)$$

Al deze spronggetallen zijn nu uit te drukken in H_α^1 omdat we de intensiteitsverhoudingen der BALMERlijnen kennen. Nemen we als voorbeeld L_2^1 . Daar de lijn L_2 hetzelfde beginniveau heeft als H_α , zal haar spronggetal zich tot dat van H_α verhouden als de overgangswaarschijnlijkheid van niveau $n=3$ naar $n=1$ tot die van $n=3$ naar $n=2$. De overgangswaarschijnlijkheden in het waterstofatoom zijn met behulp der quantummechanica theoretisch berekend¹⁾. Veronderstellen we, dat de *fijnstructuur-niveau's* (s, p, d , enz.) volgens de statistische gewichten bezet zijn, dan vinden we:

$$L_2^1 = 1,25 H_\alpha^1$$

$$\text{en evenzoo: } L_3^1 = 1,54 H_\beta^1$$

$$P_\alpha^1 = 1,07 H_\beta^1$$

$$P_\beta^1 = 0,88 H_\gamma^1$$

$$P_\gamma^1 = 0,84 H_\delta^1$$

$$B_1^1 = 1,08 H_\gamma^1$$

$$B_2^1 = 0,84 H_\delta^1.$$

¹⁾ H. BETHE, Handbuch d. Phys., XXIV, p. 444, tabel 17. Op p. 441 geeft BETHE verdere literatuur over dit onderwerp.

Uit deze tabel volgt, dat we slechts de intensiteitsverhoudingen der BALMERlijnen noodig hebben om de verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden in (1) te berekenen. Vullen we de boven gegeven waarden voor H_α/H_β en H_β/H_γ in, dan vinden wij voor deze verhouding voor het geval, dat de snelheden der electronen 30 Volt bedragen ¹⁾ :

$$\frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^4} = 2,0$$

Op dezelfde wijze als hierboven is aangegeven, kan men de verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden van niveau $n=3$ en $n=5$ bepalen. Men vindt dan :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^5} &= \frac{H_\alpha^1 + L_2^1 - (P_\alpha^1 + P_\beta^1 + P_\gamma^1 + \dots)}{B_1^1 + P_\beta^1 + H_\gamma^1 + L_4^1} \dots \dots (4) \\ &= 5.2 \text{ voor snelheden van 30 Volt.} \end{aligned}$$

Uit de formules van BETHE (hoofdstuk III, § 3) volgt voor electronensnelheden van 30 Volt :

$$\left\{ \frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^4} \right\}_{\text{theor.}} = 2,7$$

$$\left\{ \frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^5} \right\}_{\text{theor.}} = 6,0$$

De waarden van $\frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^4}$ en $\frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^5}$, welke op de beschreven wijze uit de intensiteitsverhoudingen der BALMERlijnen werden berekend, komen niet erg goed met de theoretisch gegeven verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden overeen. Hiervoor zijn verschillende oorzaken aan te geven. Ten eerste dient men in het oog te houden, dat de theorie slechts voor groote snelheden geldig is (zie § 2). Het is evenwel ook zeer waarschijnlijk, dat nog een andere factor een groote

¹⁾ Wij hebben slechts de intensiteitsverhoudingen der eerste drie BALMERlijnen gemeten, terwijl in (3) en (4) voor de kennis van P_γ^1 en B_2^1 ook de relatieve intensiteit van H_δ bekend zou moeten zijn. P_γ^1 , B_2^1 en de spronggetallen der daarop volgende hogere lijnen zijn echter zóó klein ten opzichte van de andere termen, dat we ze kunnen verwaarloozen.

rol speelt. In hoofdstuk III, § 2, is n.l. reeds gebleken, dat de aanslagwaarschijnlijkheden der p -niveau's veel grooter zijn dan die der s , d , f , enz. niveau's, zoodat het dus voor de hand ligt te veronderstellen, dat de p -niveau's veel sterker bezet zijn dan de overige. Wij zijn echter bij de bovenstaande berekening der spronggetallen L_2^1 , L_3^1 , P_α^1 , enz. uitgegaan van de onderstelling, dat de niveau's volgens hun statistische gewichten bezet zouden zijn. Dit kan natuurlijk een groot verschil uitmaken en daarom hebben wij de formules (1) en (2) ook nog eens uitgewerkt, in de veronderstelling, dat alleen de p -niveau's worden aangeslagen. Dan wordt (steeds voor snelheden der electronen van 30 Volt):

$$\frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^4} = 3,3 \qquad \frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^5} = 12,4$$

Veronderstellen we, dat de p -niveau's drie maal zoo sterk bezet zijn als alle andere niveau's, dan krijgen we:

$$\frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^4} = 3,0 \qquad \frac{\alpha_1^3}{\alpha_1^5} = 9,2$$

Uit deze laatste vier waarden blijkt, dat de onderstelling, dat de p -niveau's in vergelijking tot de andere sterk bezet zijn, niet in overeenstemming is met de theoretisch berekende verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden. In dit verband moeten wij melding maken van de metingen van ORNSTEIN en BURGER¹⁾ betreffende de intensiteitsverhoudingen der BALMER- en PASCHENlijnen. Hun resultaten wijken af van de theoretisch berekende verhoudingen, indien bezetting der niveau's volgens de statistische gewichten wordt ondersteld. Houdt men rekening met een sterke bezetting der p -niveau's in vergelijking met de andere, dan wordt de afwijking tusschen theorie en experiment direct veel grooter en het blijkt, dat er slechts overeenstemming mogelijk is wanneer men veronderstelt, dat de f -niveau's en de p -niveaus veel sterker bezet zijn dan de d -niveau's (de s -niveau's spelen bij deze beschouwingen geen rol van betekenis). Een sterke bezetting der f -niveau's is weliswaar in strijd met de theorie der aanslagwaarschijnlijkheden, die geeft dat de aanslag

¹⁾ L. S. ORNSTEIN und H. C. BURGER, Zs. f. Phys., 62, 636, 1930 en 83, 177 (1933).

dezer niveau's gering is ten opzichte van dien der p -niveau's, maar daar wij niet weten op welke wijze een electron van het eene niveau in het andere kan geraken, dient elke mogelijkheid onderzocht te worden. Veronderstellen we dus, dat de f -niveau's en de p -niveau's driemaal zoo sterk bezet zijn als alle andere, dan wordt:

$$\frac{a_1^3}{a_1^4} = 2,6$$

$$\frac{a_1^3}{a_1^5} = 8,0$$

Wij laten hieronder een tabel volgen, waarin de waarden voor de verhoudingen der aanslagwaarschijnlijkheden bij de genoemde en bij nog eenige andere bezettingen der niveau's zijn opgegeven (snelheden der electronen 30 Volt):

TABEL 3.

	$\frac{a_1^3}{a_1^4}$	$\frac{a_1^3}{a_1^5}$
Bezetting der niveau's volgens de statistische gewichten . . .	2.0	5.2
Alleen de p -niveau's aangeslagen	3.3	12.4
De p -niveau's $3 \times$ zoo sterk bezet als alle andere	3.0	9.2
De f -niveau's $3 \times$ zoo sterk bezet als alle andere	2.1	5.5
De p - en de f -niveau's $3 \times$ zoo sterk bezet als alle andere . .	2.6	8.0
De p - en de f -niveau's $5 \times$ zoo sterk bezet als alle andere . .	2.7	8.5
De p -niveau's $3 \times$, de f -niveau's $5 \times$ zoo sterk bezet als alle andere	2.3	7.0
Alle niveau's even sterk bezet	2.5	6.8
Theoretische verhouding der aanslagwaarschijnlijkheden . . .	2.7	6.0

Uit deze tabel blijkt, dat de onderstelling, dat *alle niveau's even sterk bezet zijn*, nog het beste met de theorie overeenkomt; het is echter zeer goed mogelijk, dat ook andere bezettingen tot overeenstemming met de theorie leiden. Vermoedelijk zouden uit metingen in de fijnstructuur der BALMERlijnen nadere conclusies omtrent de

verdeling der electronen over verschillende niveau's getrokken kunnen worden ¹⁾).

¹⁾ Dusdanige metingen zouden echter geen uitsluitsel kunnen geven over de bezetting der f -niveau's ten opzichte van de andere, daar de overgangen vanuit de f -niveau's niet meewerken bij het tot stand komen van de emissie der BALMER-lijnen.

HOOFDSTUK V.

§ 1. DE OPTISCHE METHODE TER BEPALING DER GEMIDDELDE VRIJE WEGLENGTE VAN ELECTRONEN IN GASSEN.

ORNSTEIN en ELENBAAS¹⁾ merken op, dat, wanneer een bundel electronen in een veldvrije ruimte een gas doorloopt, de lichtsterkte van den bundel afneemt met den afstand, dien de electronen hebben afgelegd. Daar in de veldvrije ruimte de snelheden der electronen (dus de aanslagwaarschijnlijkheden) constant zijn, moet deze intensiteitsvermindering toegeschreven worden aan een vermindering der stroomdichtheid.

Onderstellen we nu, dat de electronen van een *parallelen* bundel, die door botsingen met atomen (hetzij elastische of onelastische) van hun baan afwijken of hun snelheid verliezen, *uit den bundel verdwenen zijn*, dan zal de stroomdichtheid i in een punt, dat op een afstand x (gemeten in de lengterichting van den bundel) van een willekeurig beginpunt ligt, voorgesteld worden door de formule:

$$i = i_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

i_0 is hierin de stroomdichtheid in het beginpunt en λ de vrije weglengte der electronen in het gas.

Onderstellen we verder, dat de intensiteit van den bundel evenredig is met de stroomdichtheid, dan moet dus volgens den hier ontwikkelden gedachtengang de intensiteit der spectraallijnen exponentiëel afnemen met den afstand x . Behalve voor He ¹⁾ is dit nagegaan voor Hg ²⁾ en Na ³⁾, terwijl door ons metingen zijn gedaan om de vrije weglengte in atomaire waterstof te bepalen. Hierbij moet direct opgemerkt worden, dat het in het geheel niet zeker is, dat alle electronen, die gebotst hebben, uit den bundel verdwijnen, ter-

¹⁾ L. S. ORNSTEIN und W. ELENBAAS, Zs. f. Phys., 59, 306 (1930).

²⁾ L. S. ORNSTEIN and A. M. VAN DOMMELEN, Proceedings A'dam, Vol. 33, 683 (1930).

³⁾ L. S. ORNSTEIN und B. BAARS, id., Vol. 34, 1259 (1931).

wijl in vele gevallen de electronenbundel ook niet parallel is. Wij komen in § 4 hierop terug en zullen de laatstgenoemde bezwaren voorloopig voorbijzien.

§ 2. DE MEETMETHODE.

Bij de bovengenoemde metingen aan *He*, *Hg* en *Na* werd de spleet van het FARADAY-kooitje, waaruit het licht van de in de veldvrije ruimte binnen het kooitje aangeslagen atomen naar buiten treedt, scherp afgebeeld op de spleet van een spectrograaf en de intensiteit van de op deze wijze gefotografeerde spectraallijnen op verschillende hoogten onderzocht.

In ons geval gebruikten wij om reeds genoemde redenen (zie hoofdstuk II, § 3) geen FARADAY-kooitje, hetgeen weliswaar enerzijds het gevaar meebrengt, dat de snelheden der electronen niet over de geheele lengte van den bundel constant zijn, doch aan den anderen kant het voordeel heeft, dat de vorm van den bundel niet aan de waarneming onttrokken is. De bundel, zooals deze in fig. 4 is geteekend, werd in zijn geheel *met een camera* gefotografeerd, en wel slechts in één kleur, die van de golflengte van H_{α} . Hiertoe werd een filter van gekleurd glas voor de lens der camera geplaatst, dat alleen licht van de golflengte $\lambda = 6200 \text{ \AA.E.}$ tot $\lambda = 6800 \text{ \AA.E.}$ doorliet; aangezien H_{α} in het spectrum van atomaire waterstof volkomen geïsoleerd staat, komt alleen licht van de golflengte van deze lijn op de fotografische plaat. Het fotografeeren in één kleur is noodzakelijk, om uit de zwartingen de intensiteiten te kunnen berekenen, voor welk doel op dezelfde plaat, waarop de bundel was opgenomen, met behulp van een standaardlamp en een spectrograaf zwartingsmerken werden geplaatst.

Het beeld van den bundel werd op verschillende plaatsen in de dwarsrichting gefotometreerd en de maximum-intensiteit in zoo'n doorsnede bepaald als functie van de afstanden x ; deze laatste zijn uit de afstanden op de fotografische plaat, in combinatie met de vergrooting der camera, gemakkelijk te berekenen.

§ 3. RESULTATEN.

In tabel 4 is voor verschillende spanningen het verloop van de intensiteit I met den afstand x (gerekend vanaf een willekeurig

beginpunt even voorbij het glasdiafragma en uitgedrukt in mm.) weergegeven. De drukkingen, waarbij de metingen geschieden ¹⁾, zijn niet voor alle voltages dezelfde; ze zijn in de tabel tusschen haakjes onder de getallen, die de spanningen aangeven, geplaatst. De maximum-intensiteiten zijn in alle kolommen 100 gesteld.

TABEL 4

13 Volt (0,03 mm.)		17 Volt (0,028 mm.)		22 Volt (0,021 mm.)		33 Volt (0,021 mm.)		47 Volt (0,019 mm.)	
x	I	x	I	x	I	x	I	x	I
0	87	0		0	86	0	88	0	96
1.11	97	1.19	100	0.97	96	1.38	100	1.15	100
2.15	100	2.37	98	2.14	100	2.83	95	2.31	95
3.26	98	3.70	97	3.25	98	4.26	93	3.35	91
4.55	93	4.76	92	4.37	95	5.71	87	4.53	86
5.71	90	5.93	87	5.54	92	7.36	78	7.31	78
6.79	82	6.88	84	6.74	88	8.89	73	10.51	63
8.82	76	9.25	70	7.93	84	11.63	64	13.62	54
11.54	69	11.90	64	10.71	72	14.70	56	16.44	48
14.52	59	14.15	54	13.99	63			19.17	45
17.37	55	16.53	48	17.06	55				
				20.84	48				

Uit deze tabel ziet men, dat in het eerste gedeelte van den bundel de intensiteit toeneemt in plaats van kleiner te worden. Dit effect is reeds door ORNSTEIN en ELENBAAS beschreven bij de geciteerde metingen van de vrije weglengte van electronen in He en verklaard door in aanmerking te nemen, dat het veld tusschen kathode en

¹⁾ Hier is de *werkelijke* druk, gevonden door correctie van den gemeten druk volgens tabel 1, hoofdstuk II, bedoeld.

rooster, door de openingen in het rooster heen, de waarnemingsruimte in het FARADAY-kooitje kan binnentreden ¹⁾).

Verder blijkt uit de tabel, dat de intensiteit van den bundel is vervolgd tot ze ongeveer de helft van de oorspronkelijke is geworden. Doordat de zwartingskromme van H_α nogal steil verloopt, waren wij dan echter al in het gebied gekomen, waar de zwartingen gering zijn.

Wij hebben in fig. 10 de logarithme van de intensiteit als functie

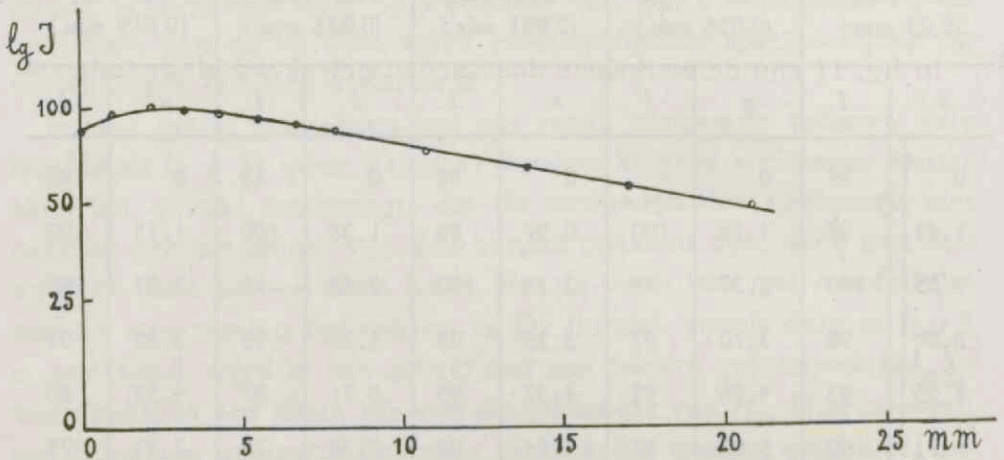


Fig. 10

van den afstand x uitgezet voor snelheden der electronen van 22 Volt. De verkregen waarden liggen (afgezien van de boven verklaarde afwijkingen der vier eerste punten) goed op een rechte lijn; dit is eveneens het geval bij de waarnemingen voor de andere snelheden, die hier niet geteekend zijn.

Uit de helling van de rechte uit fig. 10 volgt de waarde van λ . Men is echter gewoon niet deze grootte, maar de gezamenlijke werkzame doorsnede $a = N\pi r^2$ van alle atomen in 1 cm³ van het gas, bij een druk van 1 mm. en een temperatuur van 0° C., op te geven (N is het aantal atomen per cm³, bij 0° C. en 1 mm. druk, r de straal van het atoom). Deze doorsnede hangt met de gemiddelde vrije weglengte samen volgens de formule:

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

¹⁾ L. S. ORNSTEIN und W. ELENBAAS, l.c., p. 310.

Wij hebben nu de werkzame doorsnede a voor de verschillende spanningen uit de hellingen der verkregen rechten bepaald en vinden ¹⁾ :

Volt	a
13	17,4 cm^2/cm^3
17	21,7 „
22	24,0 „
33	27,0 „
47	27,4 „

In fig. 11 zijn de werkzame doorsneden geteekend als functie van

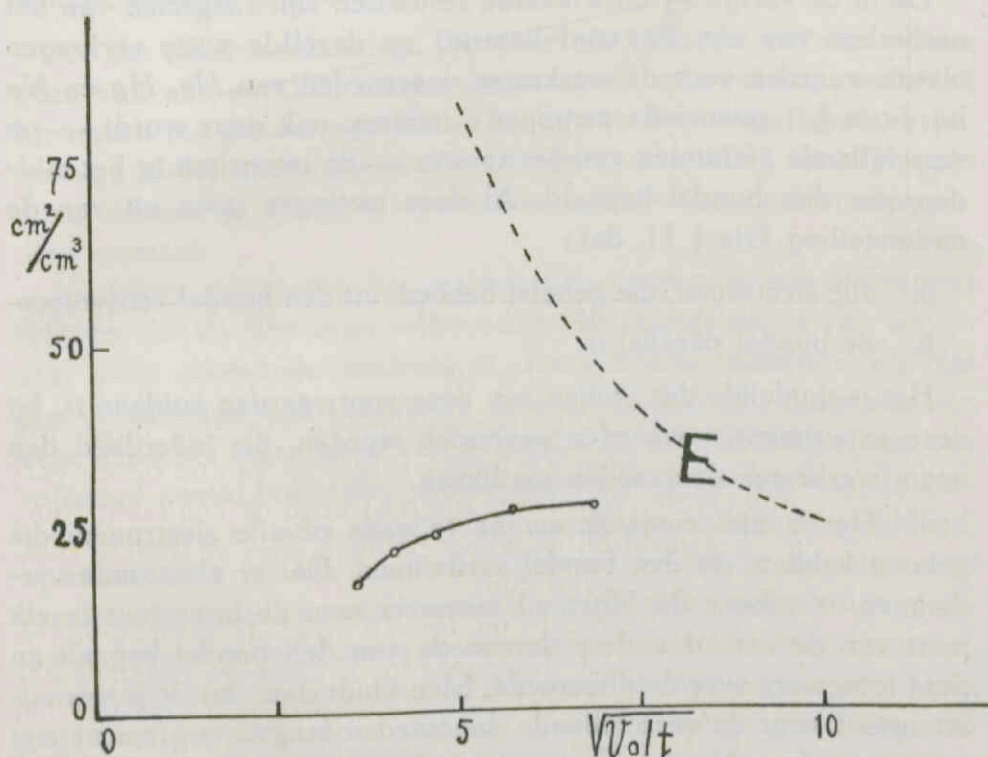


Fig. 11

de snelheid der electronen (waarvoor als maatstaf de vierkantswortel uit de spanning genomen is). Ter vergelijking dient de

¹⁾ Bij deze berekeningen moet men de temperatuur van het gas in de buis kennen. Wij hebben echter met een thermometer de temperatuur van den buitenwand gemeten, hetgeen waarschijnlijk een geringe fout geeft.

kromme E voor de totale werkzame doorsnede van het waterstof-atoom, zooals deze uit de theorie van ELSASSER¹⁾ volgt, en die verkregen is door te sommeeren over *alle* botsingen, zoowel elastische als onelastische. De beide krommen vertoonen niet de minste overeenkomst; weliswaar is de theorie voor kleine snelheden niet meer geldig, maar toch moeten ook de experimenteele uitkomsten met veel voorbehoud gegeven worden, daar er bij deze onderzoeken, wat de interpretatie der resultaten betreft nog verschillende moeilijkheden overblijven. Deze zullen in de volgende § besproken worden.

§ 4. BEZWAREN TEGEN DE METHODE.

De in de vorige §§ ontwikkelde resultaten zijn (afgezien van het ontbreken van een FARADAY-kooitje) op dezelfde wijze verkregen als de waarden voor de werkzame doorsneden van He , Hg en Na bij de in § 1 genoemde metingen; immers, ook daar wordt — op verschillende afstanden van het rooster — de intensiteit in het midden van den bundel bepaald. Al deze metingen gaan uit van de onderstelling (zie § 1), dat:

- a. alle electronen, die gebotst hebben, uit den bundel verdwijnen.
- b. de bundel parallel is.

Het is duidelijk, dat, indien aan deze voorwaarden voldaan is, bij deze experimenten waarden gevonden worden, die inderdaad den naam werkzame doorsneden verdienen.

a. Het is niet mogelijk om na te gaan of alle electronen, die gebotst hebben, uit den bundel verdwijnen. Dát er electronen verdwijnen, is zeker; dit blijkt n.l. wanneer men de intensiteit in elk punt van de een of andere doorsnede van den bundel bepaalt en deze integreert over de doorsnede. Men vindt dan, dat de integraalintensiteit voor de verschillende doorsneden langzaam afneemt met aangroeiende x . Nu zou dit verschijnsel nog wel veroorzaakt kunnen worden door een vermindering van de snelheden der electronen; in dat geval zou echter, wegens het feit dat de aanslagfunctie van H_α bij 25 Volt haar maximum heeft, de integraalintensiteit voor de spanningen 33 en 47 Volt, die hooger dan dit maximum liggen, met den afstand x moeten *toenemen*, hetgeen niet het geval is.

¹⁾ W. ELSASSER, Zs. f. Phys., 45, p. 534 (1927).

Wel is het mogelijk, dat de electronen, die over kleine hoeken worden afgebogen, in den bundel blijven en dit effect zou, wanneer het in rekening gebracht moest worden, het resultaat aanmerkelijk kunnen beïnvloeden, daar zoowel voor elastische als onelastische botsingen de afwijkingen onder kleine hoeken verreweg het waarschijnlijkst zijn (verg. ELSASSER en GOLDSTEIN l.c.).

Door de wijze van meten wordt één werkzame doorsnede bepaald, zoodanig, dat botsingen waarbij de electronen over zulke kleine hoeken afwijken, dat ze in den bundel blijven, niet als botsingen worden medeggeteld. Het zou dus mogelijk zijn, dat door de meetmethode van RAMSAUER geheel andere „werkzame doorsneden” gevonden worden dan door de optische.

b. De electronenbundels, die door ons gebruikt werden, waren geen van alle parallel, zoodat dus voor de uitspreiding, welke zij vertoonen (en die dus een vermindering van de stroomdichtheid tengevolge heeft) gecorrigeerd zou moeten worden. Om dit te kunnen doen, dienen we echter te weten door welke oorzaak deze uitspreiding ontstaat.

Nu blijkt, indien wij het intensiteitsverloop over een doorsnede bepalen, dat de intensiteit volgens een verdeelingsfunctie van GAUSS over deze doorsnede verdeeld is. Aanvankelijk meenden wij met een verstrooiing van electronen te doen te hebben, doch moesten deze gedachte weer laten varen, omdat de druk te laag is om een voldoende aantal botsingen, die de verstrooiing zouden kunnen veroorzaken, toe te laten. Er is echter nog een andere mogelijkheid, waardoor men tot een waarschijnlijkheidsverdeling der intensiteit over een doorsnede komt. Wanneer toch de electronen uit den gloeidraad komen in willekeurig in de ruimte verdeelde richtingen, zal, tengevolge van de spanning op het rooster, één voorkeursrichting gegeven zijn. Om deze richting zal de bewegingsrichting der electronen volgens een waarschijnlijkheidskromme verdeeld zijn.

Op grond van het in deze § opgemerkte, zijn de opgegeven werkzame doorsneden met reserve, wat hun preciese waarde betreft, te beschouwen.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur Messung der Anregungsfunktionen in atomarem Wasserstoff nach folgendem Prinzip beschrieben:

Mit Hilfe eines „WOODschen“ Rohres wird Wasserstoff in Atome gespalten. Diese Atome werden schnell abgepumpt und an anderer Stelle, bevor sie zu Molekülen rekombinieren können, durch ein Elektronenbündel bestimmter Geschwindigkeit angeregt. Durch Intensitätsmessungen im Bündel, bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten, kann man die Anregungsfunktionen des Wasserstoffatoms bestimmen.

Es werden dann die verschiedenen theoretischen Berechnungen der Anregungswahrscheinlichkeiten für Wasserstoff behandelt und die gefundenen Anregungskurven mit der Theorie verglichen. Das Experiment zeigt eine befriedigende Übereinstimmung mit den theoretischen Daten.

Aus den gemessenen Intensitätsverhältnissen der BALMERlinien H_α , H_β und H_γ werden dann durch theoretische Überlegungen die relativen Anregungswahrscheinlichkeiten für die Ausgangsniveaus dieser Linien berechnet. Aus dem Vergleich der Resultate mit der Theorie gewinnt man einen gewissen Einblick in die Art, wie die angeregten Atome auf die verschiedenen Feinstruktur-niveaus verteilt sein können.

Schliesslich wird nach einer optischen Methode der Wirkungsquerschnitt von Wasserstoffatomen gegenüber Elektronen, für verschiedene Elektronengeschwindigkeiten gemessen und die Schwierigkeiten, die bei dieser Methode auftreten werden besprochen.

STELLINGEN

I.

De verklaring, welke BETHE geeft van de sterkere bezetting der f -niveau's van het waterstofatoom, zooals deze uit de proeven van ORNSTEIN en BURGER volgt, is onjuist.

H. BETHE: Handbuch der Phys. XXIV, p. 463 (1933).

L. S. ORNSTEIN u. H. C. BURGER: Zs. f. Phys. 62, 636 (1930).

L. S. ORNSTEIN u. H. C. BURGER: Zs. f. Phys. 83, 177 (1933).

II.

Het is ongeoorloofd om — zooals KOPFERMANN en LADENBURG doen — verband te leggen tusschen de door deze auteurs bepaalde „specifieke temperaturen” en de door LANGMUIR gevonden „electronentemperaturen”. Bovendien heeft het begrip „specifieke temperatuur” slechts een zeer beperkte fysische beteekenis.

H. KOPFERMANN u. R. LADENBURG: Z. f. Phys. 48, 186 (1930).

I. LANGMUIR: Zs. f. Phys. 46, 271 (1928).

III.

De door BARTELS voorgestelde definitie van aanslagfunctie is veel juister en van veel meer belang dan de definitie van SEELIGER, welke in de praktijk gebruikt wordt.

H. BARTELS: Zs. f. Phys. 20, 398 (1923).

R. SEELIGER: Ann. d. Phys. 59, 613 (1919).

IV.

De bepaling der beweeglijkheid van ionen kan zeer eenvoudig geschieden door gebruik te maken van een methode, welke door

LENARD is toegepast om het emissieproces bij boogontladingen te bestudeeren.

verg. L. B. LOEB: Phys. Rev. 38, 549 (1931).

P. LENARD: Ann. d. Phys. (4) 17, p. 197 (1905).

V.

Het is niet waarschijnlijk, dat de onregelmatigheden in de door SIEBERTZ gemeten aanslagkrommen aan recombinatie toe te schrijven zijn.

K. SIEBERTZ: Zs. f. Phys. 68, 520 (1931).

VI.

Zij gegeven: $f(x) > 0$ en continu; $\int_x^\infty f(t) dt \leq \sqrt{f(x)}$, dan is voor voldoende groote waarden van x :

$$1) \quad \int_x^\infty f(t) dt \leq \frac{A}{x} \quad (A \text{ is een constante}).$$

Is bovendien nog gegeven: $f(x) \downarrow 0$, dan is:

$$2) \quad f(x) \leq \frac{B}{x^2} \quad (B \text{ is een constante}).$$

Door OSTROWSKI is voor oneindig voortlopende reeksen een aan ²⁾ analoge stelling bewezen.

A. OSTROWSKI: Jahresber. d. Deutschen Mathem. Vereinigung, 38, 168 (1929).

VII.

Wanneer een gebied ingesloten wordt door een JORDANSCH oppervlak, dat „stervormig” is t.o.v. een bronpunt, dan zijn de aequipotentiaalvlakken der GREENSche functie, die in dit gebied gedefiniëerd kan worden, ook „stervormig” t.o.v. dat punt.

VIII.

Het moet mogelijk zijn om uit sterbedekkingen door de maan den schijnbaren diameter van heldere sterren te bepalen.

IX.

In de logistiek, zooals deze door VREDENDUIN gedefiniëerd en toegepast wordt, blijft de „historische formeele logika” de voor- naamste plaats innemen.

P. G. J. VREDENDUIN: De logika der wiskunde. *Annalen der Critische Philosophie* 1933.

