



Meting van overgangswaarschijnheden van kwiklijnen

<https://hdl.handle.net/1874/358896>

A. g.m. 192, 1941

METING VAN OVERGANGS-
WAARSCHIJNLIJKHEDEN VAN
KWIKLIJNEN

J. W. SCHOUTEN

s.
cht

11

METING VAN OVERGANGSWAARSCHIJNLIJKHEDEN
VAN KWIKLIJNEN

Diss. Utrecht 1941

METING VAN OVERGANGSWAARSCHIJNLIJK-
HEDEN VAN KWIKLIJNEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS DR. H. R. KRUYT, HOOG-
LEERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DE SENAAT DER
UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE
VERDEDIGEN OP MAANDAG 7 JULI 1941,
DES NAMIDDAGS TE 3 UUR, DOOR

JOHAN WILLEM SCHOUTEN

GEBOREN TE 's-GRAVENHAGE

1941

DRIJKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

Aan de nagedachtenis van mijn Moeder.

Aan mijn Vader.

Aan mijn aanstaande Vrouw.

PROMOTOR: PROF. DR. L. ROSENFELD.
DIT PROEFSCHRIFT WERD GOEDGEKEURD DOOR
DR. J. M. W. MILATZ; HET WERD GROOTENDEELS
ONDER LEIDING VAN WIJLEN PROF. DR. L. S. ORNSTEIN
BEWERKT.

INLEIDING.

De metingen, die in dit proefschrift worden beschreven, hadden tot doel om in het zichtbare- en ultraviolette spectrum uit de intensiteitsverhouding der kwiklijnen de corresponderende overgangswaarschijnlijkheden te bepalen. Deze overgangswaarschijnlijkheden immers zijn van belang als karakteristieke constanten voor het kwikatoom. Daar er geen golffuncties voor kwik bekend zijn, is men voor de kennis van de overgangswaarschijnlijkheden, althans voorloopig, geheel op het experiment aangewezen.

Het kwikatoom zendt een twee-electronenspectrum uit. Het termschema (fig. 1) bestaat dus uit een singulet- en een tripletsysteem [30] *. Behalve electronenovergangen in de afzonderlijke systemen treden er ook intercombinaties op. Soms is de waarschijnlijkheid voor het uitzenden van een intercombinatielijn zelfs betrekkelijk groot, iets wat men bij de zwaardere elementen op theoretische gronden ook mag verwachten.

Voor de meting werd gebruik gemaakt van een boog, waarvan de elektroden bestonden uit resp. een kool- en roodkoperstaaf en waarin kwikdamp werd gebracht. Kwiklijnen, uitgaande van niveau's hoger dan 9 eV. kwamen niet merkbaar in het spectrum voor en konden dus niet gemeten worden. Bovendien waren er drie lijnen ($\lambda = 4078, 3663,28$ en $3662,88 \text{ \AA}$) die, ondanks de gunstiger ligging van hun bovenniveau's, een zeer geringe intensiteit hadden, hetgeen dus wijst op een kleine waarde van de betreffende overgangs-

* De getallen tusschen rechte haakjes verwijzen naar de literatuurlijst.

waarschijnlijkheden. Door de keuze van koper als een van de electrodematerialen konden tevens die kwiklijnen niet gemeten worden, die gestoord werden door koperlijnen van ongeveer dezelfde golflengte ($\lambda = 3125,66$ en $3654,83 \text{ \AA}$). In de hierna

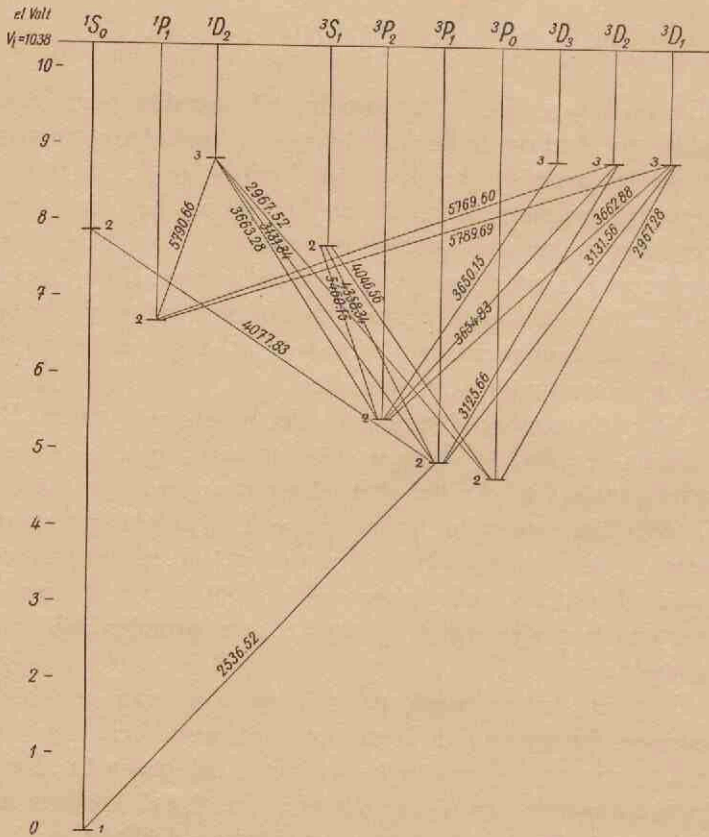


Fig. 1.

te beschrijven metingen werden de relatieve overgangswaarschijnlijkheden bepaald van de lijnen bij $\lambda = 5790, 5770, 5461, 4358, 4047, 3650, 3131, 2967$ en 2537 \AA . Doordat de absolute overgangswaarschijnlijkheden van de lijn $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ bekend is,

kunnen op deze wijze de absolute overgangswaarschijnlijkheden van de genoemde kwiklijnen berekend worden.

De kennis van deze grootheden maakt het bijvoorbeeld mogelijk in een ontlading de bezetting van de diverse niveau's te berekenen. Anderzijds kan in gasmengsels van hoge temperatuur, die ook kwikdamp bevatten, uit de intensiteitsverhouding van kwiklijnen de temperatuur bepaald worden.

In het kader van de intensiteitsmetingen werd speciale aandacht geschonken aan de intensiteitsverhouding van de lijnen van het kwiktriplet $\lambda = 5461, 4358$ en 4047 \AA . De intensiteitsverhouding van dit triplet werd bepaald in een boog, in een gasontlading bij lage druk en in een electronenbundel in kwikdamp.

HOOFDSTUK I.

DE FOTOGRAFISCH-FOTOMETRISCHE METHODE VAN INTENSITEITSMETING.

§ 1. De „thermische” boog als hulpmiddel bij de meting van overgangswaarschijnheden.

De energie-emissie per volume-eenheid in de vorm van een door een gas uitgezonden spectraallijn, corresponderende met een quantensprong van het n^{de} naar het m^{de} niveau, wordt gegeven door de formule:

$$I = N_n A_{nm} h \nu_{nm}. \quad (1)$$

waarin:

I = intensiteit, vrij van zelfabsorptie, in erg/sec.cm³.

N_n = aantal aangeslagen atomen in toestand n , per cm³.

A_{nm} = overgangswaarschijnheden, in sec.⁻¹.

$h\nu_{nm}$ = energie van een foton van frequentie ν , in erg.

Van deze grootheden zijn de constante van Planck h en de frequentie ν_{nm} bekend. Lukt het dus I en N_n te bepalen, dan volgt uit deze betrekking de absolute waarde van A_{nm} .

Nader zal beschreven worden, hoe met behulp van de fotografisch-fotometrische methode I te bepalen is (§ 4). Een bepaling van N_n daarentegen is soms niet mogelijk.

Ornstein en medewerkers [1, 2, 3, 4] hebben aange-
toond, dat in een boogontlading tusschen koelelectroden in
lucht van één atmosfeer („koolboog”) voor een bepaalde

stof het aantal atomen in de verschillende energie-niveau's beschreven kan worden door een Maxwell-Boltzmann-verdeeling met een temperatuur, gelijk aan de temperatuur van het gas. In dat geval is de fractie van het totaal aantal atomen, dat zich in de toestand n bevindt, gegeven door:

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n e^{-E_n/kT}}{\sum_m g_m e^{-E_m/kT}}, \quad (2)$$

(waarbij gesommeerd moet worden over alle energie-toestanden). Hierin is:

g_n = het statistische gewicht van het niveau n .

e = het grondgetal van de natuurlijke logaritmie.

E_n = energie van het n^{de} niveau, in erg.

k = constante van Boltzmann. } kT in erg.

T = absolute temperatuur.

N = totaal aantal atomen van de betreffende stof per cm^3 .

Bij M.B. verdeeling gaat formule (1) met behulp van (2) over in:

$$I = A_{nm} \frac{N g_n e^{-E_n/kT}}{\sum_m g_m e^{-E_m/kT}} \cdot h \nu_{nm}. \quad (3)$$

Daar N , resp. $\sum_m g_m e^{-E_m/kT}$ in betrekking (3) voor alle lijnen van eenzelfde opname gelijk zijn, kunnen we uit de intensiteitsverhouding der lijnen en uit de temperatuur van het booggas de relatieve $A \times g$ waarden berekenen. Hiertoe moeten de relatieve intensiteiten vermenigvuldigd worden met de golflengte van de betreffende lijn en gedeeld worden door de uitdrukking $e^{-E_n/kT}$, de z.g.n. Boltzmann-factor.

Achtereenvolgens bespreken we nu het principe van de meting van de temperatuur van het booggas en de intensiteitsmeting van de spectraallijnen met behulp van de fotografisch-fotometrische methode.

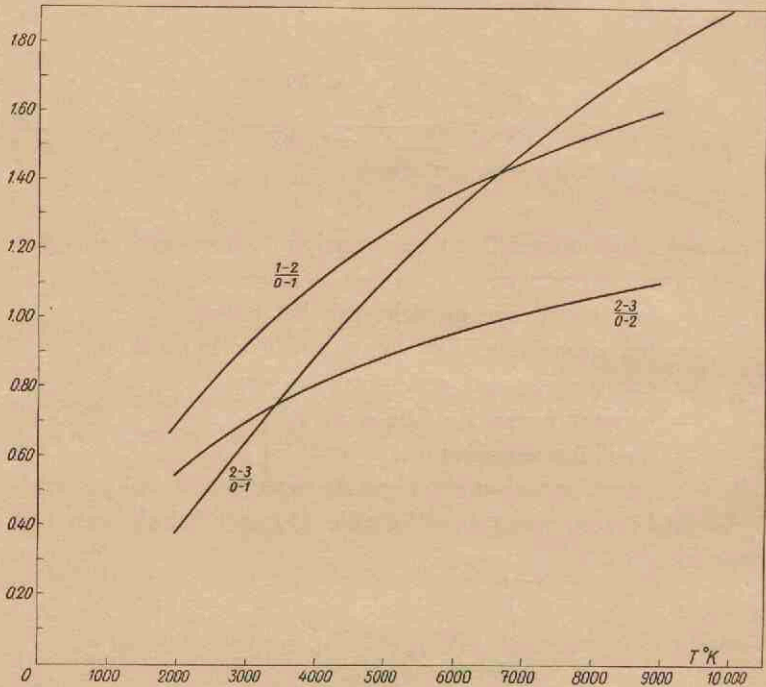


Fig. 2.

De intensiteitsverhouding der CN-banden 0—1 ($\lambda = 4216 \text{ \AA}$), 1—2 ($\lambda = 4197 \text{ \AA}$) en 2—3 ($\lambda = 4181 \text{ \AA}$) als functie van de temperatuur van het booggas, volgens Vijverberg.

§ 2. Meting van de temperatuur van het booggas.

In het Fysisch Laboratorium der Rijks-Universiteit te Utrecht is door Ornstein, van Wijk en Brinkman een betrekkelijk eenvoudige methode ontwikkeld voor de bepaling van de temperatuur van het gas in de positieve zuil

van een koolboog. Een dergelijke boog zendt o.a. het bandenspectrum van het CN-molecule uit. Men heeft aangetoond, dat de verdeling van de aangeslagen moleculen, zoowel over de rotatie- als vibratietoestanden, een Maxwell-Boltzmann-verdeling is. Uit de intensiteitsverhouding van bijv. banden van één bandensequentie kan dan de bij die verdeling behorende temperatuur gevonden worden. We moeten nu verwachten, dat deze de werkelijke gastemperatuur is.

Voor de meting is het voldoende, het CN-spectrum met een prismaspectrograaf op te nemen, bij voorkeur zoodanig, dat de rotatiestructuur der banden juist niet meer is opgelost [16a]. Met behulp van bijv. de grafiek van figuur 2 [5], is dan uit de verhouding van de oppervlakte-intensiteiten (zie Hoofdstuk I, § 5) der banden de temperatuur af te lezen. Voor een en ander verwijzen we naar de dissertatie van Brinkman [16a], pagina 16 e.v.

§ 3. Systematische fouten bij de meting van overgangswaarschijnlijkheden in een boog.

We willen reeds hier die effecten onder oogen zien, welke aanleiding kunnen geven in de besproken methode tot het optreden van systematische fouten.

Als eerste oorzaak van het optreden van fouten noemen we hier de zelfabsorptie. Bij metingen in een boog met kwikdamp kan deze in aanzienlijke mate optreden. Er dient dan ook steeds voor gezorgd te worden, dat bij de metingen de concentratie van kwikatomen in de boog klein blijft. De concentratie is echter niet onbepaald klein te maken; een kwik-koolboog zendt namelijk behalve het kwik- en cyaan-spectrum ook nog een continu spectrum uit, dat gedeeltelijk bestaat uit een aantal lijnen, dat in ons geval niet is opgelost. Hierdoor wordt aan de concentratie van kwikatomen in de boog een onderste grens gesteld, immers de intensiteit van de kwiklijnen moet nog steeds goed meetbaar zijn ten opzichte van de ter plaatse aanwezige ondergrond. Deze grens is

natuurlijk afhankelijk van het oplossend vermogen van het gebruikte spectraalapparaat. Zoo zal dus bij eenzelfde boogontlading deze grens bij een apparaat van groot oplossend vermogen bij kleinere concentratie liggen, dan bij een prismaspectrograaf. Het zal dus noodig zijn, na te gaan, of bij de dichtheden der kwikdamp, waarbij nog goed meetbare lijnen ontstaan, de zelfabsorptie een belangrijke rol speelt. Bij de afzonderlijke metingen en in Hoofdstuk V, § 1 wordt hierop teruggekomen.

Een tweede bron van systematische fouten is het eventuele optreden van ionisatie van kwikatomen in het booggas. De temperatuur van het booggas wordt bepaald uit de intensiteitsverhouding van de banden van het CN-molecule. Daarbij is ondersteld, dat het kwikspectrum door hetzelfde gedeelte van de boog wordt uitgezonden als het CN-bandenspectrum. In geval de kwikdamp in de kern van de boog voor een belangrijk deel geïoniseerd is, zal aan deze onderstelling niet meer voldaan zijn, immers de concentratie in de kern van de boog zal veel geringer worden, zoodat men niet meer kan zeggen, dat de kwikatoomlijnen in hoofdzaak in het centrum van de zuil worden uitgezonden. In dit geval zullen de kwikatoomlijnen grotendeels uit de koudere buitenlagen van de boog afkomstig zijn. De CN-banden daarentegen zullen hoofdzakelijk uitgezonden worden door de kern der boogzuil [16a, pag. 49]. Er zou dan een te hooge temperatuur gemeten worden, waardoor zeer aanzienlijke fouten via de Boltzmann-factoren in de resultaten kunnen binnensluipen.

Een derde belangrijke foutenbron wordt gevonden in de aanwezigheid van het axiaal elektrische veld in de boog. Dit veld is weliswaar niet te vermijden, doch de grootte ervan dient zooveel mogelijk te worden beperkt. De electronen zullen namelijk extra energie krijgen door hun gemiddelde beweging volgens de door het veld uitgeoefende kracht. Bij groote veldsterkte en (of) groote vrije weglengte kunnen de electronen een gemiddelde kinetische energie krijgen, die te beschrijven is door een electronentemperatuur, aanzienlijk hooger dan de

temperatuur van het gas. De bezetting der energieniveau's wordt dan bepaald door de temperatuur van het booggas en die van het electronengas. In een dergelijk geval hebben speciaal de hogere energieniveau's een grootere bezetting dan volgens de M.B.-formule met een temperatuur gelijk aan die van het gas.

§ 4. Spectrale intensiteitsmeting.

Om intensiteiten in boogspectra te meten, hebben we gebruik gemaakt van de fotografisch-fotometrische methode, waarbij deze worden vergeleken met de spectra van een standaardlichtbron, dat is een lichtbron, waarvan de spectrale energieverdeling bekend is. De door ons gebruikte standaardlichtbron was een wolfram-bandlamp. Voor deze lamp was bij iedere stroomsterkte de spectrale oppervlaktehelderheid door ijking als functie van de golflengte bekend.

Met behulp van een reeks continue spectra van de bandlamp (zwartingsmerken), opgenomen bij verschillende stroomsterkten, kunnen we voor iedere gewenschte golflengte het verband der op de spectrograaf vallende energie en de daardoor veroorzaakte zwarting vinden (zwartingskromme).

In het kort bespreken we op welke wijze zoo'n bandlamp geijkt wordt. De methode werd o.a. in de loop der jaren 1927—1936 uitgewerkt en verbeterd in het Fysisch Laboratorium te Utrecht. Voor bijzonderheden wordt verwezen naar de literatuur in de vorm van een vijftal dissertaties [6, 7, 8, 9, 10].

De oppervlaktehelderheid van een zwart lichaam wordt als functie van temperatuur en golflengte gegeven door de formule van Planck. Voor een willekeurig lichaam is bij gelijke temperatuur en golflengte de stralingsenergie geringer. De verhouding wordt gegeven door de emissiecoëfficiënt $\varepsilon(\lambda, T) < 1$, welke in beginsel nog afhangt van de hoek tusschen uitstralingsrichting en het oppervlak. De spectrale oppervlaktehelderheid $B(T, \lambda)$ van een dergelijke lichtbron wordt, in de richting van de normaal, gegeven door:

$$B(T, \lambda) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{kT}} - 1} \cdot \varepsilon(T, \lambda), \quad (4)$$

waarin:

B = uitgestraalde energie in erg/sec.cm².ster. Å.

c_1 en c_2 bekende constanten.

λ = golflengte.

T = absolute temperatuur.

ε = emissiecoëfficiënt in de normaalrichting.

Als van een lichaam de emissiecoëfficiënten bekend zijn (zooals dat het geval is bij wolfram [7, 31]), kan omgekeerd, uit de in een bepaald golflengtegebied geëmitteerde straling, de temperatuur berekend worden. Op deze wijze is nu voor een aantal stroomsterkten de temperatuur van het midden van de band van de standaardlamp bepaald, waarbij de straling gemeten wordt met een langs elektrische weg absoluut geijkte bolometer en ook door vergelijking met een zwart lichaam bij het smeltpunt van goud; hetwelk gasthermometrisch nauwkeurig bepaald is. Beide methoden worden toegepast.

Bij het gebruik van de standaardlamp dient men de temperatuur-stroomsterkerelatie („ijking”) te combineeren met het voor wolfram in tabelvorm beschikbare verband tusschen uitgestraalde energie, temperatuur en golflengte, dat berekend kan worden met de formule van Planck en de bekende emissiecoëfficiënten [31]. (Het is gebleken, dat deze emissiecoëfficiënten voor wolfram onafhankelijk zijn van de toestand van het bandoppervlak en dus karakteristieke materiaalconstanten zijn [7]).

§ 5. Opmerkingen over de fotografisch-fotometrische methode.

Eenige opmerkingen moeten nog gemaakt worden ten aanzien van de fotografisch-fotometrische methode van intensiteitsmeting. Voor een uitvoeriger behandeling verwijzen wij naar het boek van OrNSTEIN, MOLL en BURGER [12].

Zooals reeds eerder is uiteengezet, geschiedt de ijking der fotografische plaat met behulp van een standaardlamp. Uit de zwartingsmerken en de op de spectrograaf vallende energie, zijn de zwartingskrommen te vinden. Deze zwartingskrommen moeten voor iedere plaat opnieuw bepaald worden, daar zelfs de platen van één soort niet voldoende gelijk zijn.

Een moeilijkheid doet zich nog voor in verband met de vorm der spectraallijnen. Indien de spleetbreedte der spectro-

graaf klein gekozen wordt en de gefotografeerde spectraallijnen dus smal zijn, moeten we voor het verkrijgen van de totale intensiteit der lijn deze integreren over de lijnvorm (z.g.n. oppervlakteintensiteit). Een apparaat, waarmede dit op snelle wijze kan geschieden, is door J. Wouda uitgewerkt [13]. Wordt de spleetbreedte van de spectrograaf daarentegen groot gekozen, zoodat het lijnprofiel een vlak maximum heeft, dan kan het resultaat van genoemde integratie over de lijnvorm vervangen worden door het product van hoogte (topintensiteit) en de breedte van de lijn.

Daar, waar het mogelijk was, hebben we deze laatste methode toegepast, omdat ze sneller is en bovendien het voordeel biedt, dat fouten, ontstaan door de plaatkorrel, kleiner zijn dan bij de eerste werkwijze.

Voorts moet voor het verkrijgen van de juiste relatieve intensiteiten rekening gehouden worden met de verhouding van de dispersie's van het spectraalapparaat voor de beschouwde golflengten.

HOOFDSTUK II.

DE INTENSITEITSVERHOUDING VAN HET KWIK- TRIPLET $\lambda = 5461, 4358$ EN 4047 \AA^* .

§ 1. Aanslagcondities.

Beschouwen wij eerst het kwiktriplet $2^3S_1 - 2^3P_{2,1,0}$ ($\lambda = 5461, 4358, 4047 \text{ \AA}$). Het gaat dus hier om drie lijnen met een gemeenschappelijk bovenste niveau. Dit brengt met zich mede, dat de verhouding der intensiteiten gelijk is aan die van de producten A, ν (formule (3)); immers de bezetting N_n (formule (1)) is voor deze overgangen dezelfde. Voor de bepaling van de verhouding der overgangswaarschijnslijkheden kunnen we dus, behalve van een boog, ook gebruik maken van lichtbronnen met een ander aanslagmechanisme, bijv. van een gasontlading bij lage druk, of van een bundel snelle electronen in kwikdamp. De eenige beperking is, dat de intensiteitsverhouding niet te zeer beïnvloed mag worden door zelfabsorptie. Bij gebruik van een boog behoeven we dus in dit geval de temperatuur niet te kennen, doch alleen voor het voldoende klein zijn van de dichtheid der kwikdamp zorg te dragen. Er kunnen in dit geval geen fouten door ionisatie optreden. Deze vereenvoudigde omstandigheden hebben ons aanleiding gegeven, het onderzoek met de meting van de tripletverhouding te beginnen. Om een en ander te toetsen werd de intensiteitsverhouding van de

* Hierbij dank ik den Heer A. M. Koldijk voor zijn medewerking bij de metingen, beschreven in dit hoofdstuk.

lijnen van het triplet bepaald zoowel in een boog (A), als in een gasontlading bij lage druk (B), als bij aanslag door een bundel electronen (C).

A. Metingen in een boog.

§ 2. Optische opstelling, experimenteele gegevens.

Gedurende het geheele onderzoek werd gebruik gemaakt van een koolboog met verticale electroden. De bovenste electrode bestond uit een koolstaaf van 6 mm. diameter*, welke als anode fungeerde. De kathode was een roodkoperstaaf van dezelfde dikte als de anode en voorzien van een axiale boring van $3/2$ mm. diameter. Deze werd gevuld met een kwikverbinding. De keuze van kool als materiaal voor één van de electroden maakte het mogelijk om uit het spectrum van het CN-molecule de temperatuur te bepalen. De diameter was zoo gekozen, dat bij de gebruikte stroomsterkten de boog goed stilstond. Het gebruik van de koperelectrode in plaats van een tweede koolectrode moest bewerkstelligen, dat bij kleine concentraties van kwikatomen in het booggas de intensiteitsmeting van de kwiklijnen niet te zeer door ondergrond bemoeilijkt werd. Het storende CN-spectrum kon namelijk door deze keuze aanmerkelijk verzwakt worden. Het bleek niet mogelijk met koolectroden te werken, die in een kwikverbinding gedrenkt inplaats van ermee gevuld waren. Een toepassing van gedrenkte kolen zou wel gevonden kunnen worden bij verbindingen van elementen, die moeilijker verdampen dan die van kwik.

De vulling van de koperelectrode bestond of alleen uit kwikoxyde, of uit een mengsel van kwikoxyde en zinkoxyde in verschillende mengverhoudingen. Deze combinatie werd gekozen omdat de beide bestanddeelen ongeveer in dezelfde mate uit de kathode verdampen, waardoor groote concentratieveranderingen tijdens een opname-serie worden vermeden.

* Fabrikaat Conradty Noris.

Dat niet steeds met een vulling van alléén kwikoxyde gewerkt werd, vindt zijn oorzaak in de dan optredende groote zelf-absorptie der lijnen.

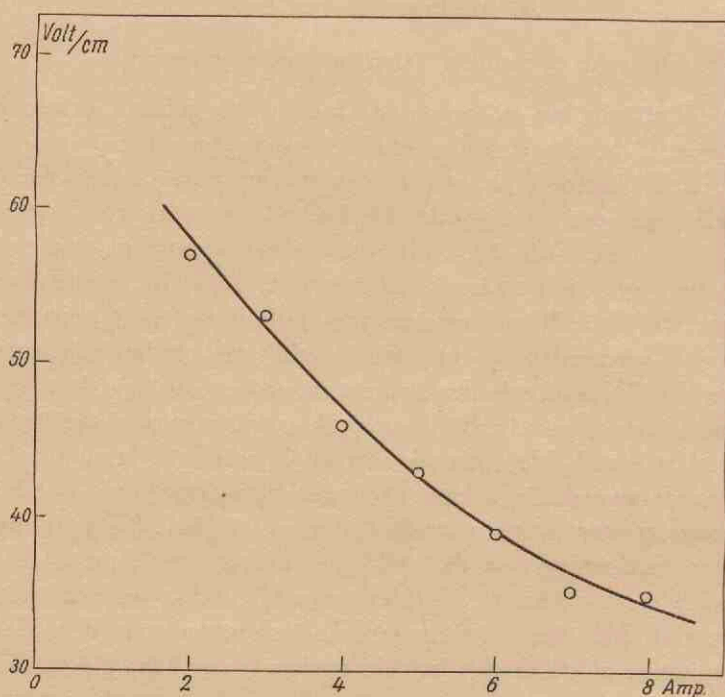


Fig. 3.

Axiale elektrische veldsterkte in de positieve zuil van een boogontlading tusschen een kool- en koperelectrode in 1 Atm., als functie van de stroomsterkte.

Het werd met deze voorzorgen mogelijk in de boog een temperatuur van ongeveer 6000° K. te realiseren, hetgeen met een makkelijker ioniseerbare mengsubstantie dan zinkoxyde niet het geval geweest zou zijn. De boog was in serie met een regelbare weerstand aangesloten op 220 Volt gelijkspanning, betrokken uit het stadsnet. In figuur 3 is voor een

dergelijke boog de electriche veldsterkte uitgezet tegen de stroomsterkte.

Bij het branden van de boog komt er kwikdamp vrij. Uit gezondheidsoverwegingen moest een voorziening getroffen worden om deze dampen onschadelijk te maken. Met dat doel werd het boogstatief in een blikken doos (boogkast) geplaatst, die luchtdicht afgesloten kon worden. Een en ander was zoo geconstrueerd, dat de bediening van de boog geheel van buiten af kon geschieden. In de boogkast was boven de boog een trechervormige schoorsteen aangebracht, waardoor de ontwijkende booggassen afgepompt konden worden. Er heerschte slechts een kleine onderdruk, zoodat de boog bij benadering in lucht van 1 atmosfeer brandde. De afgepompte booggassen werden door een prop geleid, ten einde condensatie van het Hg te bevorderen. Daarna kon de rest van het gasmengsel, zonder schade aan de pomp te doen, afgeblazen worden. Het licht van de boog kon door een kwartsvenster uit de boogkast naar buiten treden.

De boog werd door een achromatische lens ($f = 20$ cm) vergroot op de spleet van een glasspectrograaf* afgebeeld. De vergrooting was zoodanig gekozen, dat de boog over de gebruikte spleethoogte als homogeen beschouwd kon worden, hetgeen noodig was in verband met een voor de halve hoogte van de spleet aangebrachte verzwakker. De dispersie voor de lijnen van $\lambda = 5461, 4358$ en 4047 \AA bedroeg resp. $22,3 \cdot 10^{-3}$, $54,4 \cdot 10^{-3}$ en $74 \cdot 10^{-3} \text{ mm/\AA}$. Er werd steeds gewerkt met een spleetbreedte, die enkele malen grooter was dan de kritische spleetbreedte [14]. Vaak werd er met voldoende wijde spleet gewerkt, zoodat topintensiteiten gebruikt konden worden.

Steeds werden de spectra en zwartingsmerken met ongeveer gelijke belichtingstijd opgenomen. Hiervoor was het soms noodig, het lijnenspectrum met een kleiner diafragma op te nemen dan de zwartingsmerken. Meestal plaatst men *cirkel-*

* „Groote” Füss, Lab. No. 1649.

vormige diafragma's op de lens, die de boog op de spleet afbeeldt. Deze werkwijze heeft het bezwaar, dat bij vergrooting van de diafragma's ook de vulling der spectrograaf gewijzigd wordt. Wegens de gewijzigde lichtweg door het prisma kunnen dan door absorptieverschillen aanzienlijke fouten ontstaan [32]. Deze foutenbron kon vermeden worden door een nader te beschrijven stel *rechthoekige* diafragma's te gebruiken. Deze hadden alle dezelfde breedte, doch verschilden in hoogte. De hoogterichting was evenwijdig aan de ribbe van het prisma. De lichtbundel is dan, wat de horizontale projectie betreft, steeds op dezelfde manier begrensd; de weglengte door het prisma is steeds dezelfde. Gezorgd werd, dat de diafragma's steeds iets overvuld waren. Zij werden achter tegen de collimatorlens van de spectrograaf geplaatst en waren gemakkelijk verwisselbaar.

Bij de beschreven opstelling hadden de lijnen van $\lambda = 4358$ en 5461 \AA een grootere zwarting dan die van $\lambda = 4047 \text{ \AA}$. Dit bezwaar werd ondervangen door een platinaverzwakker voor de boven- of onderhelft van de spleet te zetten. De sterkere lijnen konden dan uit het verzwakte, de $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ uit het onverzwakte gedeelte van het spectrum gemeten worden. De gebruikte verzwakkers bestonden uit een glas- of kwartsplaatje, op een gedeelte waarvan een laagje platina was verstoven. Deze platinaverzwakkers hebben de prettige eigenschap, dat hun doorlating zeer weinig van de golflengte afhangt. De doorlating werd fotografisch bepaald en kon gedeeltelijk fotoëlectrisch gecontroleerd worden.

De gebruikte platen waren van het fabrikaat Ilford, Special Rapid, Panchromatic, 400 H & D. Zij werden onder voortdurend schudden bij 18° C . gedurende zes minuten ontwikkeld in een metol-borax-ontwikkelaar.

§ 3. Controle op zelfabsorptie.

De intensiteit van een uitgezonden spectraallijn is volgens formule (1) evenredig met het aantal aangeslagen atomen in

het bovenste niveau. Dit zal slechts gelden, indien er geen zelfabsorptie in de lichtbron optreedt. Aangezien de absorptie willekeurig klein gemaakt kan worden door het aantal absorbeerende atomen voldoende te beperken, kunnen we dus verwachten dat bij kleiner wordende mengverhouding HgO/ZnO de intensiteitsverhouding van het triplet steeds meer tot de juiste waarde nadert. Het criterium voor het bereiken van deze waarde is, dat bij verdere verkleining der concentratie in de boog, de intensiteitsverhouding constant blijft. De hierboven beschreven methode van concentratieverandering in de boog werd bij de metingen aan het triplet toegepast. Als mengverhouding (verhouding gewichtsdeelen HgO en ZnO) voor de vulling der kathode werd achtereenvolgens gekozen: zuiver HgO , $1/3$, $1/6$, $1/12$, $1/25$, $1/113$ HgO/ZnO .

De stroomsterkte bij deze opnamen kon betrekkelijk laag zijn, daar we hier geen storing door het electrisch veld behoefden te duchten.

Een andere aanwijzing omtrent de aanwezigheid van zelfabsorptie kan ons het profiel van een spectraallijn verschaffen, opgenomen met een spectraalapparaat van voldoende groot oplossend vermogen.

Daar de Doppler-halfwaardebreedte $\Delta\lambda$ volgens

$$\Delta\lambda = 3,58 \lambda \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (5)$$

voor kwik zeer klein is ($0,01 \text{ \AA}$ voor $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ en 6000° K), is het echter niet mogelijk met eenvoudige middelen een oplossend vermogen te verkrijgen, dat voldoende groot is om dit effect te kunnen constateeren.

Ten slotte is er nog een derde mogelijkheid voor het schatten van de invloed van de zelfabsorptie. Er bestaat namelijk een verband tusschen de verzwakking van de intensiteit van een lijn door zelfabsorptie en de absolute intensiteit van die lijn. Deze relatie geldt in beginsel bij een

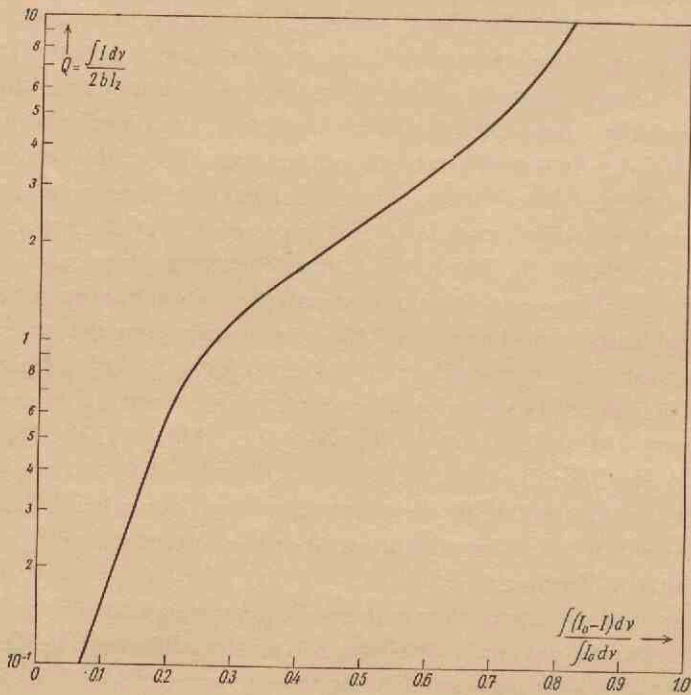


Fig. 4.

Zelfabsorptiekromme (zie ook fig. 9, pag. 59).

Abcis = het max. intensiteitsverlies door zelfabsorptie van een spectraallijn, in verhouding tot de intensiteit van die lijn bij afwezigheid van zelfabsorptie, in de emissie van een gaslaag van de temperatuur T .

Ordinaat = de absolute intensiteit van deze lijn, in verhouding tot de absolute intensiteit van een zwart lichaam van de temperatuur T , uitgezonden in het frequentiegebiedje $2b$.

Hierin is $2b = \frac{1}{\sqrt{\ln 2}} \times \text{Doppler halfwaardebreedte}$.

Bij de figuur is ondersteld dat het Doppler-effect de eenige oorzaak van lijnverbreeding is. Voor de afleiding van het hier gegeven verband verwijzen we naar Hoofdstuk V, § 1.

Dus is bijv. voor $Q = 0,1$ het intensiteitsverlies ten gevolge van zelfabsorptie 6,5 % van de niet door zelfabsorptie gestoorde waarde.

emitterende gaslaag, die zich — wat de bezetting der niveau's betreft — door een temperatuur T laat beschrijven. (Zie Hoofdstuk V, § 1).

Het booggas, waarop we dit verband willen toepassen, voldoet aan deze onderstelling, mits de axiale veldsterkte een niet te hooge waarde heeft (vergelijk Hoofdstuk I, § 3).

Daar wij de intensiteit der lijnen bepaalden door vergelijking met de oppervlaktehelderheid van een wolframbandje van bekende temperatuur (dus van bekende spectrale oppervlaktehelderheid, zie Hoofdstuk I, § 4), waren onze gegevens toereikend voor de bepaling van de absolute waarden van die intensiteit. Met behulp van de tevens bekende temperatuur van het booggas kon dus de waarde van de ordinaat Q (fig. 4) voor de betreffende lijn worden bepaald.

Met behulp van deze figuur volgt nu uit de waarde van Q het procentueele intensiteitsverlies van de lijn door zelf-absorptie.

In tabel I zijn voor de verschillende mengverhoudingen de waarden van Q weergegeven.

TABEL I.

Verhouding der overgangswaarschijnlijkheden van de lijnen van $\lambda = 5461$, 4358 en 4047 Å bij verschillende mengverhoudingen. Q is de maximale waarde van de ordinaat uit de zelfabsorptiekromme (fig. 4); n is het aantal spectra, waarover gemiddeld werd.

$\lambda = 5461$	4358	4047	Vulling	Q_{4358}	n
139	100	41	Alleen HgO	1,4	2
140 ± 5	100 ± 1	41 ± 1	"	—	9
134 ± 3	100 ± 1	36 ± 0,7	$\frac{1}{3}$ HgO/ZnO	0,37	10
137 ± 4	100 ± 2	—	$\frac{1}{6}$ "	—	5
137 ± 4	98 ± 0,9	37 ± 0,2	$\frac{1}{12}$ "	0,4	7
131 ± 1	100 ± 1	37 ± 0,4	$\frac{1}{12}$ "	0,3	11
—	101 ± 1	37 ± 0,5	$\frac{1}{12}$ "	—	8
134 ± 0,6	100 ± 0,6	—	$\frac{1}{25}$ "	—	6
130 ± 1	98 ± 0,3	—	$\frac{1}{113}$ "	0,01	6
132 ± 1	100 ± 1	—	$\frac{1}{113}$ "	—	6

§ 4. Resultaten der metingen.

In tabel I zijn de gemeten overgangswaarschijnlijkheden gegeven bij verschillende concentratie van kwikatomen in de boog. Bij deze tabel zij het volgende opgemerkt:

a. Iedere rij in de tabel correspondeert met één plaat. De waarden der overgangswaarschijnlijkheden zijn logaritmisch gemiddeld over het aantal n der uitgemeten spectra, hetwelk in de laatste kolom is opgegeven.

Voor de afzonderlijke relatieve waarden der overgangswaarschijnlijkheden werd de afwijking δ van het gemiddelde opgemaakt. De middelbare fout in het eindresultaat werd hieruit berekend met de formule:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum \delta^2}{n(n-1)}} \quad (6)$$

Deze middelbare fout is in de tabel achter de waarden van A opgegeven.

b. In de vijfde kolom is de maximale waarde van de coëfficiënt Q uit de zelfabsorptiekromme opgegeven, berekend voor de lijn van $\lambda = 4358 \text{ \AA}$, welke van de tripletlijnen het meest gestoord is door zelfabsorptie. We moeten dus verwachten, dat bij vermindering van de concentratie van kwikatomen in de boog, de in tabel I vermelde verhouding der overgangswaarschijnlijkheden vanaf grotere waarden tot zijn zelfabsorptievrije waarde zal naderen, hetgeen het geval is.

Zooals behoort daalt de waarde van Q bij vermindering van de concentratie van kwikatomen in de boog.

c. De in de eerste drie kolommen gegeven getallen stellen zoowel de relatieve waarden van $A \times g$ als van A voor, immers voor de drie lijnen geldt dezelfde $g = 3$.

Dat voor mengverhoudingen $1/25$ en $1/113$ de waarden van $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ ontbreken, is te wijten aan de relatief sterke CN-banden, waarin de lijn gedeeltelijk verloren gaat.

d. Door inhomogeniteiten in de plaat kunnen systematische fouten in de resultaten optreden. De invloed van deze fouten kan worden verkleind door geschikte keuze van de volgorde der spectra en zwartingsmerken op de plaat. Door namelijk de zwartingsmerken over de plaat te verspreiden, wordt een zwartingskromme verkregen, die reeds gemiddeld is over de plaatselijke waarden van de gevoeligheid der emulsie.

Bij het opmaken van de middelbare fout in het eindresultaat met behulp van formule (6), werd ondersteld, dat de gegevens geen systematische fouten bevatten. Hieraan zal o.a. niet voldaan zijn in verband met de genoemde inhomogeniteiten der plaat. Bij de metingen, waar voor de berekening der A waarden de temperatuur van het gas bepaald moet worden, kunnen via de Boltzmann-factoren ook systematische fouten in de resultaten optreden. De invloed van deze systematische fouten is meestal belangrijker dan die van de toevallige en bedraagt bij de fotografisch-fotometrische methode van intensiteitsmeting ca. 5 %, hetgeen dus grooter is dan in de tabel is opgegeven.

Uit de gegevens van tabel I besluiten we, dat de niet door zelfabsorptie gestoorde relatieve overgangswaarschijnlijkheden respectievelijk intensiteiten van het triplet de volgende waarden hebben:

λ	5461	4358	4047
$A \times g$ (relat.)	132 ± 1	$100 \pm 0,8$	$37 \pm 0,4$
I (relat.)	$106 \pm 0,8$	$100 \pm 0,8$	$40 \pm 0,4$

Voor de bepaling hiervan werd gebruik gemaakt van de resultaten bij een mengverhouding 1/12, 1/25 en 1/113 HgO/ZnO uit tabel I.

B. Metingen in een gasontlading bij lage druk.

§ 5. Intensiteitsverhouding van het kwiktriplet in de positieve zuil van een capillairontladingsbuis.

Zooals reeds eerder werd opgemerkt hangt de triplet-intensiteitsverhouding niet af van het aanslagmechanisme, althans indien de overgangswaarschijnlijkheden hier onafhankelijk van zijn. Het moet dus mogelijk zijn, bijv. uit metingen in de positieve zuil van een kwicapillairontladingsbuis de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van het triplet te bepalen. De aanleiding tot het doen van dit onderzoek werd gevormd door bestaande gegevens over de tripletverhouding bij kwik uit het werk van P. J. Haringhuizen [16]. Deze metingen, gedaan aan capillairontladingsbuizen, gaven resultaten, sterk afwijkend van de in tabel I gegeven waarden. Daar wegens de hooge druk van de kwikdamp en groote stroomsterkte bij Haringhuizen (0,01-10 mm Hg en 50-200 mA) de zelfabsorptie der lijnen niet meer te verwaarloozen was, werden zijn metingen herhaald bij lagere druk en stroomsterkte. Door toevoeging van een weinig helium werd bereikt, dat zelfs bij zeer lage druk der kwikdamp een ontlading in de buis kon worden gehandhaafd. Bij metingen aan het triplet werkt de ligging van de heliumlijnen niet storend. Door bij lage druk van de kwikdamp te werken, wordt zoowel op directe als indirecte wijze het effect van zelfabsorptie verminderd. Immers de kans wordt dan groot, dat de atomen in de metastabiele niveau's $2^3P_{2,0}$ door voldoende groote vrije weglengte de wand van het capillair kunnen bereiken en terugvallen in de grondtoestand. In verband hiermee werd de heliumdruk niet hooger gekozen dan 0,4 mm Hg.

§ 6. De ontladingsbuis.

Voor de buis werd dezelfde constructie toegepast als door Custers en Haringhuizen [16] (fig. 5).

De capillair had een inwendige diameter van ongeveer een millimeter, de lengte bedroeg 30 mm. De oxyd-gloeikathode *K* bestond uit een met een mengsel van bariumhydroxyde en strontiumnitraat behandelde platinaspiraal; de gloeistroom bedroeg ongeveer 5 Ampère. Veranderingen van ± 1 Ampère hadden weinig invloed op de buisspanning. De anode *A* werd gevormd door een nikkelplaatje met omgezette rand.

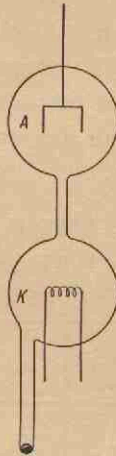


Fig. 5.

Principe der gebruikte kwik-capillair-ontladingsbuis.

Vóór het afsmelten werd de buis in een oven bij 400° C. ontgast en kleeftvacuum gepompt. Daarna werd gedurende enkele uren onder gestadig pompen de kathode tot gloeihitte opgestookt en de anode hoogfrequent ontgast. Dit werd zoo lang voortgezet totdat geen gassen meer uit de electroden ontweken. Daarna werd een druppel kwik in de buis gedestilleerd en werd helium, waarvan de druk met een geijkte kenometer werd afgelezen, toegelaten; vervolgens werd de buis afgesmolten*. In de loop van de tijd werd een weinig

* Ik ben den glasblazer, den Heer van der Ley, zeer dankbaar voor de zorgvuldige vervaardiging van deze buizen.

clean-up effect waargenomen, zoodat tijdens de metingen de druk van het helium iets minder geweest is dan 0,4 mm Hg.

De buis werd in een warmte-isoleerend vat geplaatst ten einde de invloed van temperatuurswisselingen van de omgeving te vermijden.

Het kwikreservoir werd in een afzonderlijk vacuumvat gebracht. Vóór iedere meting werd dit vat met vloeibare lucht gevuld en alle kwik naar beneden gedestilleerd; het kwik-spectrum leverde hierop een controle. Daarna werd de vloeibare lucht door smeltend ijs vervangen en lieten we de buis gedurende minstens een uur inbranden. Daar de temperatuur van de buis hooger was dan die van het reservoir, was geen overdestilleeren te duchten.

TABEL II.

Intensiteitsverhouding van het kwiktriplet in de capillairontladingsbuis als functie van de stroomsterkte.

mA	$\lambda = 4047$	4358	5461	mA	$\lambda = 4047$	4358	5461
49	40	105	110	20	40	100	117
43	41	100	114	20	41	100	117
40	41	97	114	17,5	42	96	110
36	39	100	115	15	43	103	113
33	41	100	115	12,5	40	100	114
30	38	103	118	10	43	100	112
28	39	100	115	7	41	103	114
23	38	98	120	4	40	102	114

De ontsteekspanning bedroeg ongeveer 900 Volt, welke spanning van een machine werd betrokken. In verband met lekkage van de buis wegens beschadiging van het glas door vonkontlading werd van ontsteking met een inductorium afgezien.

§ 7. Experimenteele opstelling en resultaten der metingen.

Ook bij deze metingen werd de capillair door een achromatische lens op de spleet van een glasspectrograaf

afgebeeld. De vulling van deze spectrograaf werd in verband met de geringere lichtsterkte twee maal zoo groot genomen, als bij de metingen in de boog. Voor deze vulling werd ook een stel rechthoekige diafragma's gemaakt (zie Hoofdstuk II, § 2). Wegens de geringere intensiteiten waren ook dan nog de belichtingstijden ongeveer tienmaal zoo lang.

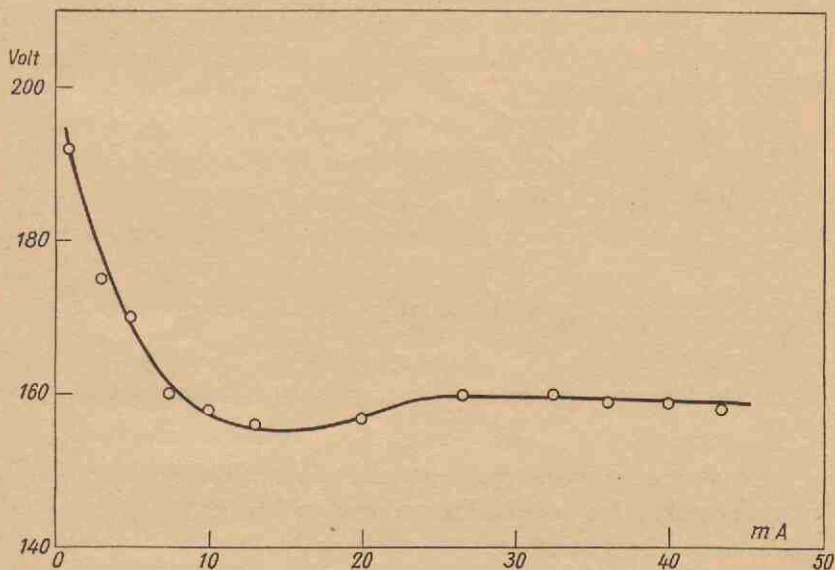


Fig. 6.

Buisspanning van de kwik-capillairontladingsbuis als functie van de stroomsterkte, bij een dampdruk van kwik, overeenkomende met 0° C.

In figuur 6 is de buisspanning gegeven als functie van de stroomsterkte, bij een kwikdruk overeenkomende met 0° C. Gemakshalve is in figuur 7 de druk van kwikdamp gegeven als functie van de temperatuur in verband met later (§ 11) te noemen gegevens van andere onderzoekers op dit gebied.

In tabel II (pag. 32) zijn de resultaten van de intensiteitsmetingen van het kwiktripleet weergegeven. Door logaritmische middeling werd de gemiddelde waarde bepaald.

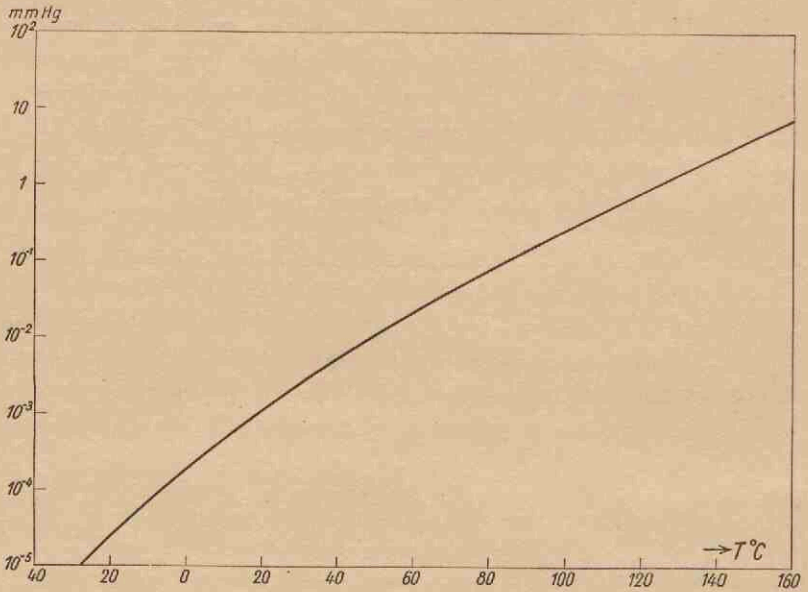


Fig. 7.

De dampspanning van kwik als functie van de temperatuur.

Zij vertoonen geen systematische afhankelijkheid van de stroomsterkte. De gemiddelde verhouding van de $A \times g$ waarden, resp. de intensiteiten, werd bepaald op:

λ	5461	4358	4047
$A \times g$ (relat.)	141 ± 3	$100 \pm 0,5$	$38 \pm 0,4$
I (relat.)	113 ± 2	$100 \pm 0,5$	$41 \pm 0,4$

De resultaten zijn in goede overeenstemming met de metingen in de boog (pag. 29).

C. Metingen in een electronenbundel.

§ 8. Meting van de intensiteitsverhouding van het kwik-triplet ($\lambda = 5461, 4358$ en 4047 \AA) in een bundel electronen in kwikdamp.

Bij diverse metingen over aanslagfuncties in kwik worden in de literatuur intensiteitsverhoudingen van het triplet opgegeven, die afwijken van de door ons in de boog en de capillairontladingsbuis gemeten waarde. Bij de eerstgenoemde metingen worden de atomen aangeslagen door een bundel electronen van regelbare snelheid. Daar we moeten verwachten, dat bij de aanslag door electronen van deze hogere snelheden geen wijziging van de tripletverhouding optreedt, besloten we zelf dergelijke metingen te verrichten.

§ 9. Beschrijving van de gebruikte buis.

Aan de hand van de principeteekening van fig. 8 kan de inrichting van de buis nader worden toegelicht.

G is een oxydgloeikathode, die electronen uitzendt. Bij geschikte potentialen van R_1 en R_2 kan door de lenswerking van deze diafragma's een ongeveer evenwijdige bundel worden verkregen. Zijn de electronen, versneld in het veld tusschen kathode en R_2 , eenmaal in de kooi K gearriveerd, dan behouden ze hun snelheid, tenzij ze botsen met een Hg-atoom. Immers zij bewegen zich, afgezien van secundaire effecten, in een veldvrije ruimte. Hun kinetische energie ϵ , zooals gebruikelijk opgegeven in electronvolts, is in getalwaarde gelijk aan het potentiaalverschil V tusschen bundel en kathode (afgezien van uittreedverschijnselen); hun snelheid v (in $\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}$) wordt dan bepaald door $\frac{1}{2} mv^2 = 10^7 e \cdot V$ ($\epsilon = V$), waarin m en e de massa (gram) en lading (coulomb) van het electron zijn. Om er zeker van te zijn, dat we hoofdzakelijk te maken hebben met electronen van één bepaalde snelheid, moeten we de druk van de kwikdamp zóó kiezen, dat de gemiddelde vrije weglengte der electronen van de orde is van de afstand

van de kathode tot de plaats in de bundel (C), waar het uitgestraalde licht gemeten wordt.

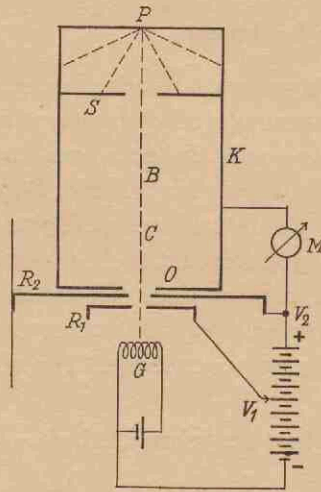


Fig. 8.

Principe der gebruikte buis bij aanslag door een bundel electronen.

Het licht kan daar via een in de kooi uitgespaarde opening door de glaswand naar buiten treden. Bij hoge electronensnelheden kunnen er electronen boven in de kooi bij P ge-reflecteerd worden en kan er secundaire electronenemissie ontstaan. Door het aanbrengen van het scherm S wordt dit effect zooveel mogelijk beperkt. De kooi en de roosters waren geplaatst in een hardglazen buis, welke aangesloten was aan een hoogvacuum pompinstallatie, met tussenschakeling van een kwikreservoir *. Voor verdere bijzonderheden verwijzen we de lezer naar de dissertaties van Milatz [28] en Woudenberg [29], door wie met dezelfde buis gewerkt werd.

* Ik dank hierbij den Heer J. M. S. Oremus voor het gebruik van de apparatuur.

§ 10. Experimenten en resultaten.

Voor het begin der metingen werd de ontgaste buis kleefvacuum gepompt en vervolgens door een kraan van de pompinstallatie afgesloten. In de buis heerschte een kwikdruk ongeveer overeenkomende met de temperatuur van 15° C. Daar we verwachten, dat de overgangswaarschijnlijkheden, en daarmee de tripletverhouding, onafhankelijk zijn van de electronensnelheid, werd deze grootheid zóó gekozen, dat een redelijke intensiteit der kwiklijnen werd bereikt. Dit was het geval bij ongeveer 60 eV. De spanning van R_1 t.o.v. G was ongeveer 10 Volt.

De lichtbundel werd nu afgebeeld op de spleet van een glasspectrograaf en het spectrum gefotografeerd. Het opnemen van zwartingsmerken gebeurde ook hier met behulp van een geijkte bandlamp. Doordat de bandlamp niet op de plaats gezet kon worden van de emitteerende electronenbundel en tevens in verband met de lange belichtingstijd, werd er voor de buis een wit vlak geplaatst (magnesiumoxyde). Het licht van de bandlamp viel op het witte vlak, hetwelk door een lens werd afgebeeld op de spleet van de spectrograaf. Deze afbeelding was onscherp ten einde invloed van de gekorreldeheid van het witte vlak te vermijden.

Het opnemen der spectra kon met wijde spleet geschieden, waardoor de toevallige fout tengevolge van de plaatkorrel, aanzienlijk kon worden beperkt. De gebruikte platen waren van Ilford, Soft Gradation, Panchromatic. Omdat de spectra met wijde spleet werden opgenomen kon met topintensiteiten gewerkt worden; de kleine correctie in verband met de ongelijkheid van de breedte der lijnen werd aangebracht (zie hoofdstuk II, § 5).

Voor het triplet werd uit vijf opnamen de volgende gemiddelde verhouding gevonden voor de $A \times g$ - resp. intensiteitswaarden:

λ	5461	4358	4047
relatieve waarden $A \times g$	134 ± 4	$100 \pm 0,8$	$37 \pm 0,7$
relatieve waarden I	104 ± 3	100 ± 1	$40 \pm 0,7$

§ 11. Vergelijkende discussie.

Teneinde een overzicht te krijgen van de reeds gepubliceerde metingen betreffende de intensiteitsverhouding van het kwiktriplet, werd tabel III samengesteld, waarin naast de tripletverhouding tevens diverse grootheden, die voor de meting van belang zijn, werden opgenomen.

Hierbij werd een scheiding gemaakt tusschen de verschillende methoden van excitatie, namelijk:

1. thermische aanslag in een boog;
2. aanslag, hoofdzakelijk door electronen van verschillende (in het algemeen kleine) snelheid in een gasontlading bij lagere druk;
3. aanslag door een bundel electronen van een grootere snelheid;
4. excitatie door bestraling.

Onder de methoden 1, 2 en 3 werden tevens de resultaten van de eigen metingen opgenomen. Opvallend hierbij is de goede overeenstemming van de eigen metingen bij verschillende methoden van excitatie. Deze overeenstemming wint in waarde, indien we mogen aannemen, dat de intensiteitsverhouding niet afhangt van de snelheid der aanslaande electronen. Verscheidene onderzoekers vonden, dat een dergelijke afhankelijkheid inderdaad niet bestaat. In verband hiermede noemen we het resultaat van Thieme [19], die in een gebied van 13—300 eV. de tripletverhouding onafhankelijk van de snelheid der electronen heeft bevonden. Door het bestaan van deze onafhankelijkheid is de beperking tot één snelheid bij onze metingen gemotiveerd.

TABEL III.

Overzicht van de intensiteitsverhouding van de lijnen van het kwiktriplet $2^3S_1 - 2^3P_{2,1,0}$ ($\lambda = 5461, 4358$ en 4047 \AA) volgens verschillende onderzoekers.

Onderzoekers	Methode van aanslag	Intensiteitsverhouding	Kwikdruk in mm	Afhankelijkheid van de druk	Electronensnelheid	Zelfabsorptie	Opmerkingen
H.N. Gouwentak . [16] J. W. Schouten . . .	boog "	111 : 100 : 33 106 : 100 : 40	— —	— —	— —	aanwezig afwezig	— —
P. J. Haringhuizen [16]	gasontlading lage druk	72 : 100 : 42 68 : 100 : —	$\approx 10^{-1}$	sterk afhank. "	— —	aanwezig "	1 mm He + 0,07 mm Hg onafhankelijk van stroomsterkte 0,02 mm Hg
J. W. Schouten . . .	"	113 : 100 : 41	10^{-4}	—	—	afwezig	0,4 mm He + 10^{-4} mm Hg onafhankelijk van stroomsterkte
D. R. White . . . [17]	bundel electronen	65 : 100 : 29	—	onafhank.	10,2 eV.	—	—
W. Ende . . . [18]	"	60 : 100 : 49	—	—	12-40 eV.	afwezig	—
H. Hanle en W. Schaffernicht [20]	"	65 : 100 : —	10^{-8}	—	onafhankelijk	—	—
O. Thieme [19]	"	81 : 100 : 46 71 : 100 : 40	$1,5 \cdot 10^{-8}$ "	— —	9,5 eV. 13-300 eV.	afwezig —	— —
J. W. Schouten	"	104 : 100 : 40	$5 \cdot 10^{-4}$	—	60 eV.	afwezig	—
R. T. Macdonald en G. K. Rollefson . . . [21]	absorptie	85 : 40	10^{-8}	—	—	—	onafh. v. d. stikstofdruk

Het verschil met de resultaten van de andere intensiteitsmetingen kunnen wij slechts verklaren door te onderstellen, dat hierbij een onjuiste methode is gevolgd voor de vergelijking van de straling van verschillende golflengte.

De toepassing van de somregel van Burger en Dorgelo (zie o.a. [30] pag. 697) voorspelt voor het kwiktriplet een intensiteitsverhouding van: $I_{5461} : I_{4358} : I_{4047} = 5 : 3 : 1$. Aan de somregel in deze vorm is niet voldaan, hetgeen ook te verwachten is bij een zwaar atoom als kwik. Vaak wordt bij de somregel de z.g.n. ν^4 correctie toegepast, waarbij de betreffende intensiteiten gedeeld worden door de vierde macht van hun frequentie. Daar het bekend is, dat deze correctie een beperkte geldigheid heeft, werd van de toepassing hiervan afgezien.

HOOFDSTUK III.

VERGELIJKING VAN DE OVERGANGS- WAARSCHIJNLIJKHEDEN VAN DE LIJNEN $\lambda = \Sigma$ 5790 EN 5770 Å MET DIE VAN DE LIJNEN $\lambda = 4358$ EN 4047 Å VAN HET TRIPLET*.

§ 1. Methode.

Nadat de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de lijnen $\lambda = 5461, 4358$ en 4047 Å bepaald waren, stelden we ons tot doel de overgangswaarschijnlijkheden van de gele lijnen $3^3D_{2,1} - 2^1P_1$ en $3^1D_2 - 2^1P_1$ te meten in verhouding tot die van het triplet. Een beschouwing van het termschema leert ons, dat de op een prismaspectrograaf opgenomen lijn $\lambda = 5790$ Å samengesteld is uit de componenten $\lambda = 5790,66$ en $5789,69$ Å ($3^1D_2 - 2^1P_1$ en $3^3D_1 - 2^1P_1$). Daar de bovenniveau's practisch even hoog liggen voor de twee lijnen, krijgen ze bij de berekening der overgangswaarschijnlijkheden dezelfde B o l t z m a n n-factor. Het resulterende getal is dus de som van hun $A \times g$ -waarden, hetgeen wij in de tabel hebben aangeduid door een Σ -teeken. Bij de meting deed zich de moeijelijkheid voor, dat de gele lijnen in het boogspectrum zeer veel zwakker zijn dan de tripletlijnen $\lambda = 5461$ en 4358 Å, terwijl de lijn $\lambda = 4047$ Å dan gestoord wordt door de CN-banden. Met een verzwakker van ca. 5% doorlating zou de sterkte van de eerste twee tripletlijnen gereduceerd

* Ik dank hierbij den Heer H. C. van de Hulst voor zijn medewerking bij de in dit hoofdstuk beschreven metingen.

kunnen worden tot een voor meting geschikte waarde. De fotografische ijking van een dergelijke verzwakker is echter bezwaarlijk, o.a. daar eventueele onnauwkeurigheden in de ijking van de bandlamp hier groote invloed hebben. Een tweede moeilijkheid bij het gebruik van een verzwakker treedt speciaal op bij de bepaling van de temperatuur van het booggas. Deze moet uit het verzwakte gedeelte van het spectrum bepaald worden. Hierbij doet zich het onaangename feit voor, dat het verzwakte gebied van het spectrum overstraald wordt door het onverzwakte gedeelte, waarbij onnauwkeurigheden kunnen ontstaan in de temperatuursmeting, welke bijzonder gevoelig is voor fouten in de bepaling der intensiteitsverhouding der banden. Deze speelt juist hier een belangrijke rol bij de nauwkeurigheid van de meting van de overgangswaarschijnlijkheden, omdat het verschil tusschen de energiewaarden der betreffende bovenniveau's groot is. Een fout in de temperatuursbepaling van 100° (bij 6000° K) geeft een afwijking in de verhouding der overgangswaarschijnlijkheden van ca. 3 %. In verband hiermede werd gezocht naar een andere methode, waarbij althans de laatst genoemde moeilijkheid vermeden kon worden. Hierbij werd een gelijktijdig gebruik gemaakt van twee spectrografen, n.l. een glas- en een kwarts-spectrograaf *. Op de glasspectrograaf van groote dispersie werden de gele lijnen opgenomen. Op de andere spectrograaf werd op nader te beschrijven wijze gelijktijdig daarmede de lijnen $\lambda = 4358$ en 4047 \AA van het triplet opgenomen. Dat hier gebruik gemaakt werd van een kwarts-spectrograaf is niet essentiëel, maar stond in verband met latere metingen in het ultraviolet. Het licht van de boog kon door twee naast elkaar geplaatste vensters uit de boogkast naar buiten treden. Een tweetal lenzen beeldde de boog af op de spleten van de spectrografen, die eveneens naast elkaar waren opgesteld. Een en ander was zoo ingesteld, dat hetzelfde deel van de boog gelijktijdig scherp afgebeeld was

* Hilger, Lab. No. 1654.

op beide spleten. Door keuze van de diafragma's der afbeeldende lenzen en de breedte der beide spleten kon worden gezorgd, dat bij gelijke belichtingstijd de gele lijnen en de lijnen van het triplet goed meetbare zwartingen hadden. Door deze diafragmeering hebben we dus op makkelijk regelbare wijze de verzwakkingsfactor van de apparatuur in de hand. Het is bij de beschreven methode van essentieel belang, dat hetzelfde deel der boog (bijvoorbeeld het midden) op de twee spleten is afgebeeld en dat de belichtingen gelijktijdig geschieden. In dat geval mag men immers aan de berekening van de Boltzmann-factoren der lijnen in de corresponderende opnamen dezelfde temperatuur ten grondslag leggen. De gelijktijdigheid der belichting werd bereikt door middel van twee aan elkaar gekoppelde sluiters.

Indien nu de zwartingsmerken worden opgenomen met dezelfde diafragma's als de boogspectra, zal de verhouding van de oppervlakteintensiteiten van de te meten lijnen met behulp van die zwartingsmerken kunnen worden gevonden. Strikt genomen is hierbij ondersteld, dat de intensiteitsverdeling in de boog axiaalsymmetrisch is. Daar in werkelijkheid deze symmetrie bij goede benadering bestaat en de hoek tusschen de collimatorassen slechts ca. 25° bedroeg, is de gevolgde werkwijze zeker geoorloofd, hoewel het principieel juist was geweest om de spectrografen tegenover elkaar op te stellen. Een controle op de juiste instelling is mogelijk, doordat een lijn of groep van lijnen in de corresponderende opnamen gelijke oppervlakteintensiteiten moeten hebben. Bij onze metingen was o.a. door het verschil in dispersie tusschen beide spectrografen de 4216 Å CN-band op beide platen meetbaar. De oppervlakteintensiteiten van een band stemden binnen 5 % overeen. Bij de beschreven werkwijze is, in vergelijking met de methode met verzwakker, het bezwaar van de temperatuursmeting overwonnen. Tevens is een praktisch voordeel behaald ten opzichte van de gebruikelijke methode in de vorm van een gemakkelijk regelbare verzwakkingsfactor van de apparatuur.

In het kort zij nog opgemerkt, dat het toepassen van de hier beschreven methode een principieel voordeel kan hebben ten opzichte van die met verzwakker, als men genoodzaakt is de lijnen op te nemen met een spleetbreedte, gelijk aan de kritische waarde [14], ter verkrijging van voldoende groot oplossend vermogen. In dat geval is het niet geschikt voor het verkrijgen van voldoende sterke zwartingsmerken gebruik te maken van spleetbreedtevariatie, omdat dan de verhouding van de sterkten der zwartingsmerken niet meer gelijk is aan die van de spleetbreedten. We kunnen dan met succes de methode van twee spectrografen toepassen.

Daarbij nemen we de zwakste lijn op met een smalle spleet (gelijk of kleiner dan de kritische breedte) en met een groot diafragma op de afbeeldende lens, terwijl de sterke lijn juist met een breede spleet en een klein diafragma wordt gefotografeerd. Door nu de bandlampspectra op te nemen met dezelfde spleetbreedten en diafragma's als de bijbehorende boogspectra (een werkwijze dus, waarbij zeker geen fouten door herleiding op gelijke omstandigheden kunnen ontstaan), kunnen we zoowel de twee spectraallijnen als de bijbehorende zwartingsmerken tegelijk in geschikte zwarting verkrijgen. Immers de zwartingen van de lijnen worden in eerste benadering slechts door de diafragmaopeningen bepaald, terwijl de zwartingen van de continue spectra bovendien van de spleetbreedten afhangen; we kunnen hun verhoudingen onafhankelijk regelen.

De genoemde omstandigheden deden zich juist voor bij de meting van de gele kwiklijnen. Deze moesten met een smalle spleet worden opgenomen om ze voldoende te scheiden van de koperlijn $\lambda = 5782 \text{ \AA}$.

§ 2. Experimenten en resultaten.

De metingen aan de gele kwiklijnen werden gedaan bij een stroomsterkte van 5 Ampère. Deze werd hier hoger gekozen dan bij de metingen aan het triplet. Immers in het geval van de gele lijnen moeten we de veldsterkte klein zien

te houden ter vermindering van afwijkingen van de Maxwell-Boltzmann-verdeeling der atomen. De kathode was gevuld met een mengsel van één gewichtsdeel HgO op twaalf gewichtsdeelen ZnO. Om aan te toonen, dat de zelfabsorptie geen storing gaf, werd wederom gebruik gemaakt van de in Hoofdstuk II, § 3 beschreven methode. Hiertoe werd de ordinaat van de zelfabsorptiekromme bepaald voor de lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$. Deze varieerde tusschen de waarden 0,2 en 0,4. Bij de hier gebruikte belichting trad bij de gele lijnen een continue ondergrond op, mede door de aanwezigheid van de sterke koperlijn $\lambda = 5782 \text{ \AA}$. Hierdoor was een verdere verkleining der concentratie niet raadzaam.

TABEL IV.

Verhouding der $A \times g$ waarden van de lijnen $\lambda = \Sigma 5790, 5770, 4358$ en 4047 \AA bij een vulling van één gewichtsdeel HgO op 12 gewichtsdeelen ZnO.

$\lambda = \Sigma 5790$	5770	4358	4047
74	79	100	37
84	86	100	37
90	84	100	36
75	74	100	36
66	69	100	40
68	65	100	36
85	96	100	39
70	84	100	34
68	81	100	38
66	78	100	—
71	80	100	35
52	69	100	40
62	84	100	40
72 ± 3	79 ± 2	100	$37 \pm 0,9$

De temperatuur van het booggas werd bepaald uit de banden van het CN-molecule bij $\lambda = 4216 \text{ \AA}$. Daar alle spectra van eenzelfde plaat bij gelijke stroomsterkte en boog-lengte werden opgenomen, berekenden wij steeds een ge-

middelste temperatuur. In tabel IV is de verhouding der producten van overgangswaarschijnlijkheid en statistisch gewicht gegeven voor de lijnen $\lambda = \Sigma 5790, 5770, 4358$ en 4047 \AA . Door het gebruik van Ilford, Special Rapid (Extra Sensitive)-platen was de lijn $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ op de kwartspectrograaf niet voldoende sterk. De verhouding van de producten $A \times g$ werd bepaald op: *

λ	$\Sigma 5790$	5770	4358	4047
$A \times g$ (relat.)	72 ± 3	$79 \pm 2,5$	100	$37 \pm 0,9$

* De lijn $\lambda = 4077,83 \text{ \AA}$ ($2^1S_0 - 2^3P_1$) was zeer zwak ten opzichte van de lijn $\lambda = 5770 \text{ \AA}$. De verhouding van hun $A \times g$ waarden werd globaal bepaald op 1 : 20.

HOOFDSTUK IV.

VERGELIJKING VAN DE OVERGANGS- WAARSCHIJNLIJKHEDEN VAN DE LIJNEN $\lambda = 3650$, $\Sigma 3131$, $\Sigma 2967$ EN 2537 \AA MET DIE VAN DE LIJN $\lambda = 4358 \text{ \AA}^*$.

§ 1. Vergelijking van de overgangswaarschijnlijkheid van de lijn $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ ($3^3D_3 - 2^3P_2$) met die van $\lambda = 4358 \text{ \AA}$.

Bij de metingen van de ultraviolette lijnen werd gebruik gemaakt van de in het vorig hoofdstuk beschreven opstelling bestaande uit een glas- en een kwartsspectrograaf. De dispersie van de laatste bedroeg voor de golflengten $\lambda = 5461$, 4358 en 2537 \AA . resp. $12,4 \cdot 10^{-3}$, $22,9 \cdot 10^{-3}$ en $116 \cdot 10^{-3} \text{ mm/\AA}$. De platen voor de kwartsspectrograaf waren van het fabrikaat Ilford, Special Rapid, (Extra Sensitive), H & D 400. Bij de bepaling van de relatieve intensiteiten van de lijnen $\lambda = 4358$ en 3650 \AA werden beide lijnen in het onverzwakte spectrum gemeten. Voor de CN-banden daarentegen werd het verzwakte gedeelte gebruikt. Voor de spleet was als verzwakker een kwartsplaatje aangebracht, dat gedeeltelijk geplatineerd was. De vulling der kathode was ook hier een mengsel van één gewichtsdeel HgO op 12 resp. 25 gewichtsdeelen ZnO (tabel V en VI). De lijn $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ bevond zich dan in een goed merkbare continue ondergrond, waardoor de uitkomsten nog al spreidden. Het was daarom noodig

* Hierbij dank ik den Heer J. M. S. O r e m u s voor zijn medewerking bij de metingen van Hoofdstuk IV en V.

een groot aantal opnamen uit te werken, teneinde een betrouwbaar gemiddelde te kunnen opmaken. De stroomsterkte bedroeg bij de metingen van tabel V en VI 3,5 Ampère.

TABEL V.

Verhouding der $A \times g$ waarden voor de lijnen $\lambda = 4358, 4047$ en 3650 \AA bij een vulling van één gewichtsdeel HgO op 12 gewichtsdeelen ZnO en een stroomsterkte van 3,5 Amp.

$\lambda = 4358$	4047	3650
100	37	388
96	36	360
100	36	392
96	36	350
106	36	450
98	37	410
100	—	430
100	—	470
100	—	430
100 ± 1	$36,3 \pm 0,2$	413 ± 13

TABEL VI.

Verhouding der $A \times g$ waarden voor de lijnen $\lambda = 5461, 4358$ en 3650 \AA bij een vulling van één gewichtsdeel HgO op 25 gewichtsdeelen ZnO en een stroomsterkte van 3,5 Amp.

$\lambda = 5461$	4358	3650
134	100	475
136	99	445
135	98	420
133	105	465
131	100	370
132	100	465
$134 \pm 0,8$	100 ± 1	443 ± 20

De meting van de temperatuur met behulp van de kwartspectrograaf werd steeds met een corresponderende opname op de glasspectrograaf gecontroleerd. Soms was het mogelijk met deze spectrograaf ook nog een lijn van het triplet mee te meten; zoo is in tabel VI de lijn $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ mee gemeten.

In tabel VII zijn de relatieve overgangswaarschijnlijkheden gegeven van de lijnen $\lambda = 4358$ en 3650 \AA , bij welke metingen de stroomsterkte gevarieerd werd van 3 tot 5 Ampère. De hiermee corresponderende variatie in veldsterkte bedroeg van 70 tot 45 Volt/cm. Deze waarden zijn tevens in de tabel opgenomen. Er blijkt geen systematische afhankelijkheid van de veldsterkte te bestaan. Hiermede is dus tevens de gebruikte stroomsterkte van 3,5 Ampère bij de metingen uit tabel V en VI verantwoord.

TABEL VII.

Verhouding der $A \times g$ waarden van de lijnen $\lambda = 4358, 3650$ en $\Sigma 3131 \text{ \AA}$ als functie van de veldsterkte in de boog.

Veldsterkte	Amp.	$\lambda = 4358$	3650	$\Sigma 3131$
70 Volt/cm	3	100	433	2,9
	3,5	100	438	3,0
60 ..	4,0	100	430	2,7
	4,5	100	438	2,4
45 ..	5,0	100	442	2,8
		100	436	2,8

§ 2. Vergelijking van de overgangswaarschijnlijkheden der lijnen $\lambda = \Sigma 3131, \Sigma 2967$ en 2537 \AA met die van $\lambda = 4358 \text{ \AA}$.

Uit een beschouwing van het termschema van kwik blijkt, dat de lijnen $\lambda = 3131$ en 2967 \AA , zooals die met een prismaspectrograaf worden opgenomen, ieder uit twee componenten zijn samengesteld, en wel van $\lambda = 3131,84$ ($3^1D_2 - 2^3P_1$), $3131,56$ ($3^3D_1 - 2^3P_1$) resp. $2967,52$ ($3^1D_2 - 2^3P_0$) en $2967,28 \text{ \AA}$ ($3^3D_1 - 2^3P_0$). Bij metingen in een koolboog geldt voor deze lijnen practisch dezelfde Boltzmann-factor, doordat de bovenniveau's der lijnen bijna dezelfde hoogte hebben. Voor de samenstellende componenten van een gemeten lijn geldt echter niet dezelfde waarde van het statistisch gewicht van het bovenniveau, zoodat de meting ons uiteindelijk de som van de producten van overgangswaarschijnlijkheid en statisch gewicht oplevert. In de tabellen hebben we dit aangegeven door een Σ -teeken.

Toch kunnen de overgangswaarschijnlijkheden van alle lijnen, uitgaande van de niveau's 3^1D_2 en $3^3D_{2,1,0}$ afzonderlijk gemeten worden door gebruik te maken van een boog en een spectraalapparaat van groot oplossend vermogen, bijv. een

rooster. De zoo te meten overgangswaarschijnlijkheden kunnen worden aangesloten aan de reeds door ons gemeten lijn $\lambda = 3650,15 \text{ \AA}$. Daar de betreffende niveau's alle practisch even hoog liggen en dus dezelfde bezetting hebben, is een temperatuursbepaling bij deze metingen niet noodig. Een practisch bezwaar wordt bij deze metingen gevormd door de lange belichtingstijden en het daarmee gepaard gaande vernieuwen van de gevulde electrode.

Het ware echter ook mogelijk om in een boog met behulp van een rooster de overgangswaarschijnlijkheid van de lijn $\lambda = 3663,28 \text{ \AA}$ aan te sluiten aan die van de lijn $\lambda = 3650,15 \text{ \AA}$. Bij gebruik van een vulling van één gewichtsdeel HgO op 12 gewichtsdeelen ZnO hoeft de dan optredende continue ondergrond geen bezwaar te zijn voor de meting van de zwakke lijn $\lambda = 3663,15 \text{ \AA}$ wegens de veel grootere dispersie dan bij de prismaspectrograaf. Het verschil is echter dat we nu voor de verdere metingen de boog vervangen door een kwartscappillairontladingsbuis van het in Hoofdstuk II, § 6 beschreven type. In verband met de lange belichtingstijden heeft een dergelijke stabiele ontlading groote voordeelen.

Bij de reeds in Hoofdstuk II, III en IV beschreven experimenten was het steeds mogelijk om de boogspectra en zwartingsmerken met gelijke spleetbreedte en ongeveer gelijke belichtingstijd op te nemen. In de hier te beschrijven metingen werden de boogspectra met kleine spleetbreedte opgenomen. Daarna werd de spleet een eind opengedraaid en werden de zwartingsmerken tot $\lambda = 3131 \text{ \AA}$ vastgelegd. Vervolgens werd opnieuw de spleet verder opengedraaid teneinde de zwartingsmerken te verkrijgen tot aan $\lambda = 2536,72 \text{ \AA}$ ($2^3\text{P}_1 - 1^1\text{S}_0$). Doordat de spleet van de spectrograaf één vaste bek had, verplaatsten de middens der lijnen op de plaat bij variatie van de spleetbreedte. Hierdoor werd het noodig bij de twee gebruikte spleetbreedten met een kwiklamp golflengtemerken op te nemen, teneinde de plaats te fixeeren, waar de zwartingsmerken doorgefotometreerd moesten worden. Tevens moest voor de berekening der verschillende zwartingskrommen de

verhouding der spleetbreedten bekend zijn. De spleetbeeldbreedten werden onder een comparateur gemeten en de stand werd bepaald, waarbij de spleet juist openging. De schaalverdeeling en de comparateuraflezingen werden in goede overeenstemming bevonden.

TABEL VIII.

Verhouding der waarden $A \times g$ voor de lijnen $\lambda = 4358, 3650, \Sigma 3131, \Sigma 2967$ en 2537 \AA bij een vulling van één gewichtsdeel HgO op 12 gewichtsdeelen ZnO , en een stroomsterkte van 6 Amp.

$\lambda = 4358$	3650	$\Sigma 3131$	$\Sigma 2967$	2537
100	469	2,5	—	5,2
98	475	2,75	18,5	4,3
96	480	3,1	—	4,1
100	470	—	—	4,0
100	470	3,05	26	4,85
105	470	3,1	17	2,5
100	—	—	—	4,3
93	495	2,85	22	4,6
93	495	—	—	3,1
106	460	—	19,5	3,2
100	460	—	—	3,6
100	—	—	—	5,8
100	—	—	19,7	6,5
100	475	—	—	3,1
100	—	—	15,8	2,8
$100 \pm 0,9$	475 ± 4	$2,9 \pm 0,1$	$19,8 \pm 1,3$	$4,1 \pm 0,2$

Een tweede praktische moeilijkheid in de ultraviolet-spectroscopie is het strooilicht in de spectrograaf. Na eenige zorg bleek het mogelijk door het aanbrengen van maskers in de spectrograaf dit euvel in voldoende mate te beperken. Voor de meting van de resonantielijne $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ was een platina-kwartsverzwakker van 25 % doorlating noodig. De doorlating van deze verzwakker werd in het zichtbare onafhankelijk van de golflengte bevonden. Tevens werd met behulp van een fotoëlectrische opstelling bij $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ een doorlating van $24,9 \% \pm 0,4$ gevonden. Om selectieve absorptie in de vensters in de boogkast onschadelijk te maken, werden deze bij de

opname van de zwartingsmerken in een houder in de lichtweg geplaatst. De vulling der kathode was ook hier weer één gewichtsdeel HgO op twaalf gewichtsdeelen ZnO. De stroomsterkte werd ter beperking van de veldsterkte 6 Ampère gekozen. De maximale waarde van de ordinaat van de absorptiekromme bedroeg ongeveer 0,2 voor de lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ in de metingen van tabel VIII. De verhouding der waarden $A \times g$ voor de lijnen $\lambda = 4358, 3650, \Sigma 3131, \Sigma 2967$ en 2537 \AA werd bepaald op:

λ	4358	3650	$\Sigma 3131$	$\Sigma 2967$	2537
Relat. waarden $A \times g$	100 ± 1	442 ± 18	$2,9 \pm 0,1$	$19,8 \pm 1,3$	$4,1 \pm 0,2$

§ 3. Gegevens betreffende de absolute overgangswaarschijnlijkheid van de lijn $\lambda = 2537 \text{ \AA}$. Tabel der absolute overgangswaarschijnslijkheden van de gemeten kwiklijnen.

In het vorige werd beschreven, hoe de verhouding van de producten van overgangswaarschijnlijkheid en statistisch gewicht voor diverse lijnen werd bepaald. Door deze waarden te deelen door hun bekende statistische gewichten (tabel IX), verkrijgen we (behalve voor de samengestelde lijnen) de relatieve overgangswaarschijnslijkheden.

TABEL IX.
Statistische gewichten g.

$\lambda (\text{\AA})$	g	$\lambda (\text{\AA})$	g
5790,66	5	3650,15	7
5789,69	3	3131,84	5
5769,60	5	3131,56	3
5460,74	3	2967,52	5
4358,34	3	2967,28	3
4046,56	3	2536,52	3

Uit de resultaten van verschillende onderzoeken [34] kan de absolute overgangswaarschijnlijkheid van de lijn van $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ berekend worden (zie tabel X). Met behulp van de zoo gevonden waarde $0,94 \cdot 10^7$ kunnen we nu ook voor de overige gemeten lijnen de relatieve waarden omzetten in absolute overgangswaarschijnlijkheden.

TABEL X.

Gemiddelde levensduur τ (sec.) = $1/A$ van een kwikatoom in de 2^3P_1 toestand, volgens verschillende onderzoekers (zie S. A. Korff and G. Breit, Rev. Mod. Phys. IV, 520, 1932).

τ_{2137} (sec)	Methode	Onderzoeker	Literatuur
$0,98 \cdot 10^{-7}$	Kanaalstraal	Wien	[22]
$1,13 \cdot 10^{-7}$	Polarisatie resonantie straling	v. Keussler	[23]
$0,98 \cdot 10^{-7}$	"	Olson	[24]
$1,14 \cdot 10^{-7}$	Anomale dispersie	Ladenburg, Wolfsohn	[25]
$1,08 \cdot 10^{-7}$	Wisselspanning excitatie	Garret, Webb	[26]
$1,08 \cdot 10^{-7}$	Absorptie	Zehnden, Zemansky	[27]

De absolute resp. relatieve waarden van A en $A \times g$ van de door ons gemeten lijnen * zijn verzameld in tabel XI. De gemiddelde levensduur van een kwikatoom in de 2^3S_1 toestand laat zich hieruit berekenen op $\tau_{\text{triplet}} = 1,6 \cdot 10^{-9}$ sec.

TABEL XI.

Absolute en relatieve waarden van $A \times g$ en A voor de gemeten kwiklijnen.

λ	Σ 5790	5770	5461	4358	4047	3650	Σ 3131	Σ 2967	2537
$A \times g$ relatief	72	79	134	100	37	441	2,9	19,8	4,1
A "	—	47,5	134	100	37	189	—	—	4,1
$A \times g$ absol.	$49,5 \cdot 10^7$	$54,5 \cdot 10^7$	$92,1 \cdot 10^7$	$68,4 \cdot 10^7$	$25,5 \cdot 10^7$	$129 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$	$13,6 \cdot 10^7$	$2,82 \cdot 10^7$
A "	—	$10,8 \cdot 10^7$	$30,7 \cdot 10^7$	$22,8 \cdot 10^7$	$8,5 \cdot 10^7$	$43,0 \cdot 10^7$	—	—	$0,94 \cdot 10^7$

* De lijn van $\lambda = \Sigma 3663 \text{ \AA}$ was zeer zwak. De verhouding der $A \times g$ waarden van de lijnen van $\lambda = \Sigma 3663$ en 3650 \AA werd geschat op 0,1. (Zie ook de noot Hoofdstuk III § 2, pag. 46).

HOOFDSTUK V.

CONTROLEMETINGEN.

In Hoofdstuk I werden reeds drie oorzaken genoemd, waardoor systematische fouten kunnen optreden in de meting van overgangswaarschijnlijkheden in een boog.

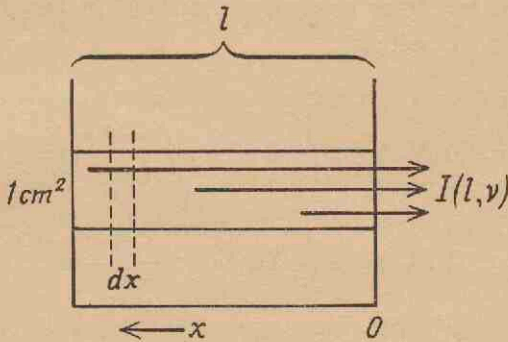
§ 1. Zelfabsorptie.

De grootte der fouten, die bij aanwezigheid van zelfabsorptie der lijnen kunnen optreden, werd nagegaan aan de hand van de waarde van de ordinaat in de zelfabsorptiekromme (fig. 4, pag. 26).

Volledigheidshalve volgt hier een afleiding van het door deze figuur gegeven verband tusschen de mate van zelfabsorptie en de absolute intensiteit der lijn. We beschouwen daartoe een emitteerende gaslaag van een dikte l , die wat de bezetting der niveau's betreft, door een temperatuur T beschreven kan worden. Het booggas, waarop we figuur 4 willen toepassen, voldoet aan deze onderstelling, indien de axiale veldsterkte een niet te hooge waarde heeft, zoo, dat het electronengas bij benadering dezelfde temperatuur als het booggas heeft (vergelijk Hoofdstuk I, § 3). We beschouwen nu een door de gaslaag, loodrecht op de grensvlakken, uitgezonden spectraallijn, waarvan het centrum de frequentie ν_c heeft. Deze lijn heeft een zekere vorm, d.w.z. de intensiteit per frequentie-eenheid is een zekere functie van de frequentie. Voor de emissie per eenheid van laagdikte, dus zonder vorming door zelfabsorptie, zij deze functie $cL(\nu)$, waarin we

de constante c zóó kiezen, dat $\int L(\nu) d\nu = 1$ (geïntegreerd over de geheele lijnbreedte); $L(\nu)$ is dan de relatieve lijnvorm voor het emissievermogen.

Daar voor een gas in temperatuurevenwicht de absorptie en emissie bij iedere frequentie gelijk zijn, geldt voor de relatieve lijnvorm voor het absorptievermogen dezelfde functie $L(\nu)$.



De overgangswaarschijnlijkheid voor de beschouwde lijn zij A (sec^{-1}), en de absorptiekans B (form. (8)), terwijl de gestimuleerde emissie verwaarloosd wordt, hetgeen in een hoog geoorloofd is in verband met de daar optredende voldoende lage stralingsdichtheden. De totaal naar één zijde, loodrecht op de laag, geëmitteerde straling is de som van de bijdragen van alle elementair laagjes dx , waarbij nog gerekend moet worden met het verlies door absorptie op de in het gas af te leggen weg x tot het grensvlak $x = 0$. De door een laagje in de beschouwde richting uitgestraalde energie in het frequentiegebied $d\nu$ is:

$$A N_b h \nu_c \times dx \times \frac{1}{4\pi} \times L(\nu) d\nu \text{ erg/sec. ster. cm}^2, \quad (7)$$

waarin N_b het aantal atomen per cm^3 in het bovenste niveau van de lijn is. Van dit bedrag treedt de fractie $e^{-\beta x}$ door het

grensvlak $x = 0$ naar buiten. De absorptiecoëfficiënt β wordt gegeven door:

$$\beta = N_0 B \frac{h \nu_c}{c} L(\nu), \quad (8)$$

waarin N_0 het aantal atomen per cm^3 in het onderste niveau en c de lichtsnelheid voorstelt.

In totaal treedt er dus uit de gaslaag in een frequentiegebied $d\nu$ naar buiten:

$$\begin{aligned} I(l, \nu) &= A N_b h \nu_c \cdot \frac{1}{4\pi} L(\nu) d\nu \int_0^l e^{-\beta x} dx \\ &= A N_b h \nu_c \cdot \frac{1}{4\pi} L(\nu) d\nu \cdot \frac{1}{\beta} (1 - e^{-\beta l}) \\ &= \frac{A}{B} \cdot \frac{N_b}{N_0} \cdot \frac{c}{4\pi} (1 - e^{-\beta l}) \text{ erg/sec. ster. cm}^2. \quad (9) \end{aligned}$$

Ter verkrijging van de totale oppervlaktehelderheid van de laag, wat onze lijn betreft, moet nu nog over de geheele lijnbreedte naar de frequentie geïntegreerd worden. We vinden dan:

$$\int I(l, \nu) d\nu = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{A}{B} \cdot \frac{N_b}{N_0} \int (1 - e^{-\beta(\nu)l}) d\nu. \quad (10)$$

Voor groote l nadert $I(l, \nu)$ tot de asymptotische waarde:

$$I(\infty, \nu) = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{A}{B} \cdot \frac{N_b}{N_0} \quad (11)$$

Deze waarde moet volgens de stralingstheorie gelijk zijn aan de spectrale oppervlaktehelderheid I_z van een zwart lichaam bij dezelfde temperatuur T .

Indien de lijnvorm door het Doppler-effect alléén wordt bepaald, wordt $L(\nu)$ gegeven (zie bijv. [33]) door de uitdrukking:

$$L(\nu) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_c}{b}\right)^2}, \quad (12)$$

waarin:

$$\left. \begin{aligned} 2b &= \frac{1}{\sqrt{\ln 2}} \cdot \Delta\nu \quad \text{en} \\ \Delta\nu &= \text{Dopplerhalfwaarde breedte} = 3,58 \cdot 10^{-7} \cdot \nu_c \sqrt{\frac{T}{M}} \end{aligned} \right\} (13)$$

met M = het „chemisch” atoomgewicht van het emitterende element. De in de vorm van de beschouwde lijn uitgezonden straling is dan:

$$\begin{aligned} \int I(l, \nu) d\nu &= I_z \int \left(1 - e^{-\beta l}\right) d\nu \\ &= I_z \int \left(1 - e^{-BN_0 l \frac{h\nu_c}{c} \cdot \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_c}{b}\right)^2}}\right) d\nu. \end{aligned} \quad (14)$$

Of:

$$Q \equiv \frac{\int I(l, \nu) d\nu}{2bI_z} = \int_0^\infty \left(1 - e^{-ue^{-v^2}}\right) dv \equiv f_1(u), \quad (15)$$

waarin:

$$u = BN_0 l \frac{h\nu_c}{c} \cdot \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \quad (\text{onafhankelijk van } \nu \text{ en } \nu)$$

$$\text{en } v = \frac{\nu - \nu_c}{b}.$$

Deze integraal, dus Q als functie van u , is o.a. door van der Held [15] berekend. De functie is monotoon stijgend en dus inverteerbaar: $u = f_2(Q)$.

We bepalen nu ook nog de totale emissie I_0 van de beschouwde lijn, welke zou optreden bij afwezigheid van zelfabsorptie. Deze wordt gegeven door:

$$\begin{aligned} \int I_0 d\nu &= \int d\nu \int_0^l dx A N_b h \nu_c \cdot \frac{1}{4\pi} L(\nu) \\ &= \frac{A N_b h \nu_c l}{4\pi} \text{ erg/sec. ster. cm}^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Door gebruikmaking van formule (11) voor I_z kunnen we schrijven:

$$\begin{aligned} Q_0 &\equiv \frac{\int I_0 d\nu}{2 b I_z} = \frac{A N_b h \nu_c l}{4\pi \cdot 2 b} \cdot \frac{4\pi}{c} \cdot \frac{B}{A} \cdot \frac{N_0}{N_b} \\ &= \frac{B N_0 h \nu_c l}{2 b c} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \cdot u. \end{aligned} \quad (17)$$

In figuur 9 zijn zowel $\log Q$ als $\log Q_0$ uitgezet tegen $\log \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \cdot u$. Het laatst genoemde verband is een rechte met een helling van 45° . Voor kleine waarden van de ordinaat nadert de $\log Q$ -kromme asymptotisch tot deze rechte.

Door van deze krommen gebruik te maken kan voor een lijn het verlies in intensiteit door zelfabsorptie bepaald worden in verhouding tot de waarde bij afwezigheid van zelfabsorptie:

$$\frac{\int I_0 d\nu - \int I d\nu}{\int I_0 d\nu} = \frac{Q_0 - Q}{Q_0} = 1 - \frac{Q}{\frac{1}{2} \sqrt{\pi} \cdot u}, \quad (18)$$

waarin $u = f_2(Q)$, terwijl Q meetbaar is. Dit verband is gegeven in figuur 4 pag. 26.

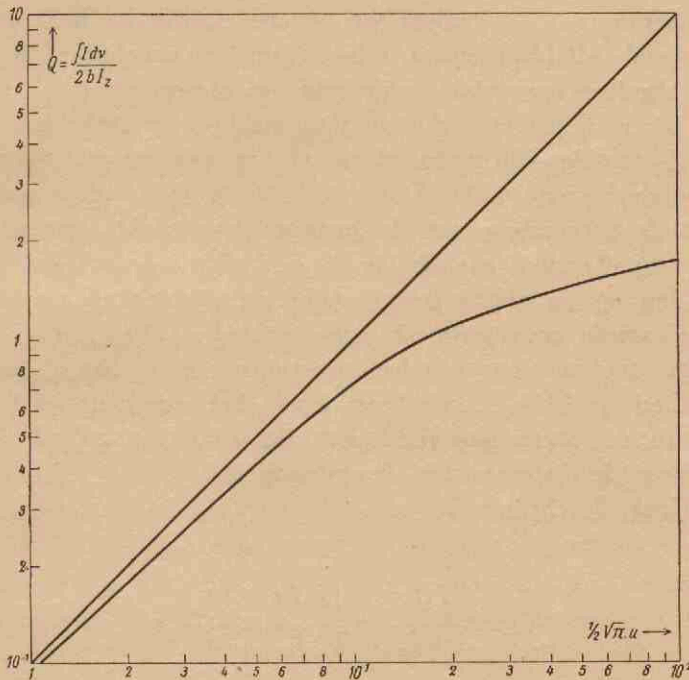


Fig. 9.

Zelfabsorptiekromme volgens van der Held (zie ook fig. 4, pag. 26).

De conclusie is dus, dat voor het verkrijgen van voldoende nauwkeurige resultaten bij intensiteitsmetingen in een boog, de omstandigheden zóó gekozen moeten worden, dat de waarden van Q voor de betreffende lijnen $< ca. 0,1$ zijn. In verband met het optreden van nog andere oorzaken van lijnverbreding zal deze grens vaak verhoogd kunnen worden.

Voor de bepaling van Q van een lijn van de opname moeten we de oppervlaktehelderheid van de boog, wat deze lijn betreft, kennen. Voor de meting van de overgangswaarschijnlijkheden hadden we van deze grootte voor de verschillende

lijnen slechts de relatieve waarden nodig. Daar echter de lijnsterkten bepaald zijn door vergelijking van de boog (met temperatuur T_b) met een wolframbandlamp (met de temperatuur T_w) kunnen we — zoo nodig na herleiding op gelijke diafragmeering, spleetbreedte en belichtingstijd — de absolute oppervlaktehelderheid (in erg/sec.ster.cm²) van de boog vinden in verhouding tot de oppervlaktehelderheid $2bI_w$ van de wolframbandlamp in het spectraalgebiedje $2b$ volgens formule (13). Deze verhouding is namelijk gelijk aan de verhouding van de gemeten oppervlakte intensiteit (\approx topintensiteit van de lijn \times de halfwaarde breedte van de lijn op de plaat) tot de oppervlakteintensiteit van het beschouwde zwartingsmerk in het gebiedje $(2b)_{\text{plaat}}$ (= gemeten topintensiteit van het zwartingsmerk $\times 2b$).

Hierin is $(2b)_{\text{plaat}}$ de breedte van het spectraalgebied op de plaat, overeenkomende met het frequentiegebied $2b$, volgens de dispersie van de spectrograaf.

Voor Q schrijven we nu:

$$Q = \frac{\int I d\nu}{2bI_z} = \frac{\int I d\nu}{2bI_w} \times \frac{I_w}{I_z}, \quad (19)$$

waarin $\frac{\int I d\nu}{2bI_w}$ op de beschreven wijze bepaald kan worden,

terwijl

$$\begin{aligned} & \frac{I_w \text{ (voor bandlamptemperatuur)}}{I_z \text{ (voor booggastemperatuur)}} = \\ & = \varepsilon(T_w, \lambda) \frac{I_z \text{ (voor bandlamptemperatuur)}}{I_z \text{ (voor booggastemperatuur)}}. \end{aligned}$$

De emissiecoëfficiënt ε van wolfram is bekend [31], en de verhouding van de zwarte straling bij de twee

temperaturen (T_w en T_b) kan met de formule van Planck berekend worden.

§ 2. Ionisatie.

Ook kunnen door ionisatie van de kwikatomen in de kern van de boogzuil systematische fouten worden veroorzaakt. Zooals reeds werd uiteengezet, is de met behulp van de CN-banden bepaalde temperatuur dan niet gelijk aan die van het gebied, waar het kwikspectrum in hoofdzaak wordt uitgezonden. Het is nu mogelijk door grafische analyse van een zoogenaamde „dwarsopname” de plaats van emissie van de atoomlijnen in de boogzuil te vinden. Hierbij wordt uitgegaan van de onderstelling, dat de emissie van de boogzuil axiaal-symmetrisch is. De stralingsemissie J per volume-eenheid hangt dan slechts af van de afstand r tot de as van de boogzuil. Bij een dwarsopname wordt de boog met behulp van een omkeerprisma dwars over de (vertikale) spleet van de spectrograaf afgebeeld. We nemen nu de as van de boog als Z as van een rechthoekig assenstelsel, terwijl de Y as loodrecht op het vlak van de spleet staat, en de X as dus horizontaal en evenwijdig aan het vlak van de spleet is.

Voor het intensiteitsverloop $I(x)$, dat fotografisch-fotometrisch kan worden bepaald, geldt dan bij afwezigheid van zelfabsorptie:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} J(r) dy, \quad (20)$$

waarin $J(r)$ = emissie per volume-eenheid, en $r^2 = x^2 + y^2$.

De oplossing van deze vergelijking is:

$$J(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{\alpha=0}^{\infty} \frac{dI(x)}{dx} \cdot \frac{dx}{x}, \quad (21)$$

waarin $\alpha^2 = x^2 - r^2$.

$J(r)$ is langs grafische weg te bepalen [16a], pag. 85. Deze grafische analyse werd uitgevoerd voor de lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$. Voor de bepaling van $I(x)$ is het in het algemeen noodig,

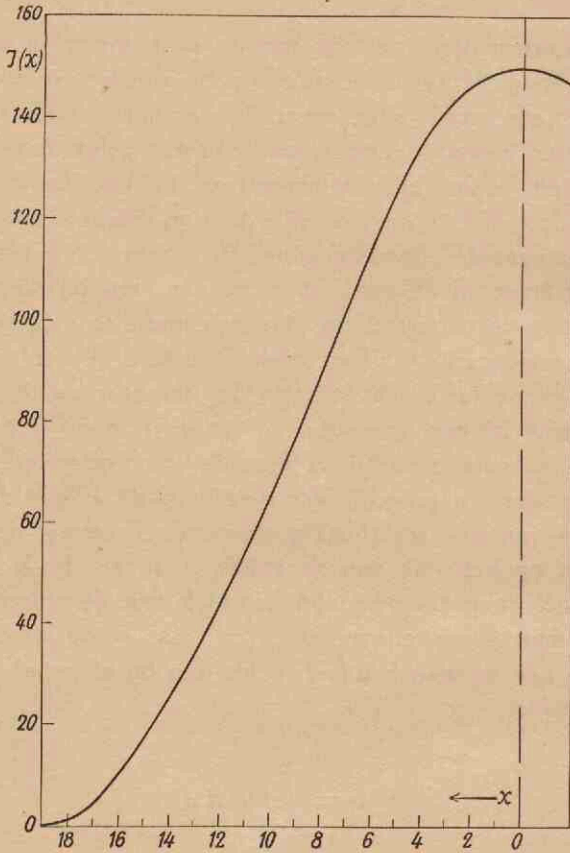


Fig. 10.

De bij de dwarsopname bepaalde intensiteit $I(x)$ (in willekeurige eenheden) der lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$, als functie van de hoogte x der lijn. Eén schaaldeel der abscis komt overeen met 0,125 mm in de boogzuil.

de betreffende lijn op verschillende hoogte door te fotometreeren. Het was nu mogelijk de opname met een zóó groote spleetbreedte te maken, dat $I(x)$ rechtstreeks bepaald

kon worden door in de hoogterichting door de lijn heen te fotometreeren. Het profiel van $I(x)$ kon zodoende nauwkeurig gemeten worden (fig. 10). Voor een goede dwars-

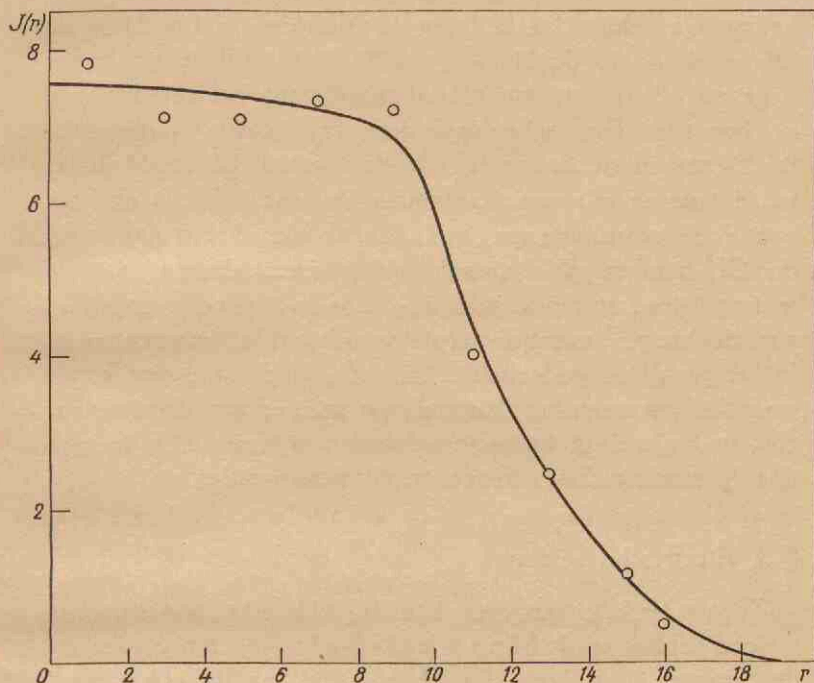


Fig. 11.

De bij de dwarsopname bepaalde intensiteit $J(r)$ (in willekeurige eenheden) der lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$, als functie van de afstand r tot het midden der boogzuil. Eén schaaldeel der abcis komt overeen met 0,125 mm in de boogzuil.

opname worden hoge eischen gesteld aan de constantheid van de boog. In de gebruikte opstelling was dan ook bijzondere zorg besteed aan het rustig branden van de boog*. De stroomsterkte bedroeg 5 Ampère, de belichtingstijd bedroeg

* Ik dank hierbij den Heer A. M. Kruithof voor het gebruik van deze opstelling.

1/10 sec. De vulling van de kathode was een mengsel van één gewichtsdeel HgO op 12 gewichtsdeelen ZnO. Ook de booglengte werd gelijk gemaakt aan de lengte, die gebruikt was bij de beschreven metingen van overgangswaarschijnlijkheden. De veldsterkte bedroeg 45 Volt/cm. In fig. 11 is de intensiteit I van de lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ in willekeurige maat gegeven als functie van de afstand r tot het midden van de boogzuil. Eén schaaldeel der abscis komt overeen met 0,125 mm in de boogzuil. Uit de figuren 10 en 11 blijkt nu, dat de emissie van de atoomlijn hoofdzakelijk in de kern van de boogzuil plaats vindt, evenals dat het geval is bij de CN-band. We mogen hieruit concluderen, dat de ionisatie geen storende rol speelt, zooals trouwens op grond van de hooge ionisatie-energie van kwik te verwachten is. In het geval van gedeeltelijke ionisatie zouden we voor kleine waarden van r een inzinking moeten verwachten; immers daar zou, ondanks de hoogere temperatuur, wegens ionisatie toch minder straling door atomen geëmitteerd worden.

§ 3. Electriche velden.

Zooals reeds uiteengezet, kan de veldsterkte een storende invloed hebben op de *Maxwell-Boltzmann*-verdeling der atomen in de boog. De afwezigheid van dit effect werd geconstateerd aan de hand van een opname met stroomsterktevariëatie, welke besproken is in hoofdstuk IV, § 1 (tabel VII). Bij deze metingen kon binnen de meetnauwkeurigheid geen systematisch verband tusschen de gemeten overgangswaarschijnlijkheid en de stroomsterkte worden geconstateerd. Wij concluderen hieruit, dat zelfs bij de gebruikte lagere stroomsterkten de veldsterkte nog geen storende invloed heeft op de meting van de overgangswaarschijnlijkheden.

Beste Smit, aan het eind van deze dissertatie wil ik je bedanken voor de vele raadgevingen tijdens het experimenteele werk en je opbouwende kritiek bij het schrijven van dit boekje.

SUMMARY.

The experiments, described in this thesis, were performed in order to measure the relative intensities of a number of lines in the mercury-spectrum according to the photographic-photometric method. The light source was a direct-current arc between a copper and a carbon electrode at atmospheric pressure, into which mercury was introduced. The temperature of the arc-gas was determined from the spectrum of the CN-molecule, which was simultaneously emitted by the arc, and amounted to 6000° K.

As in an arc of this kind the mercury-atoms in the divers excited states have a Maxwell-Boltzmann-distribution, the relative population of these levels was known. It is possible now to calculate the transition-probabilities (t.p.) from the ratio of the intensities of the lines and the temperature of the gas.

The method followed here may give rise to errors in the determination of the t.p. because of selfabsorption of the mercury lines. Also errors may arise when the strength of the electric field in the arc is too high, as a result of disturbances of the M.B.-distribution. Thirdly the ionisation of the mercury-atoms in the core of the arc-column may be a cause of error in the measurement of the t.p. because of the reduced mercury atom-concentration in the core of the arc, where the temperature was measured. The absence of the three effects mentioned here was verified.

Special attention was paid to the intensity-ratio of the triplet $2^3S_1 - 2^3P_{2,1,0}$ ($\lambda = 5461, 4358, 4047 \text{ \AA}$) which was studied with different methods of excitation. The triplet-

ratio was determined in an arc, in a gaseous discharge of low pressure and with excitation by electron impact in mercury vapour. The results of the different methods were found to be in good agreement. The intensity-ratio, determined in this way, disagrees with those already published by other authors (see table III, page 39).

In order to determine the t.p. of the lines $3^3D_{2,1} - 2^1P_1$ ($\lambda = 5770$ and 5790 \AA) relative to that of the line $2^3S_1 - 2^3P_1$ ($\lambda = 4358 \text{ \AA}$) a method was followed, where, for the measurement of the intensities, two spectrographs were simultaneously used.

In the ultra-violet the t.p. of the lines $3^3D_3 - 2^3P_2$ ($\lambda = 3650 \text{ \AA}$), $(3^3D_1 + 3^1D_2) - 2^3S_1$ ($\lambda = 3131 \text{ \AA}$), $(3^3D_1 + 3^1D_1) - 2^3P_1$ ($\lambda = 2967 \text{ \AA}$) were measured relative to that of the line $2^3P_1 - 1^1S_0$ ($\lambda = 2537 \text{ \AA}$).

As the absolute t.p. of the line $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ is known, it was possible to calculate the absolute value of those of the other lines, mentioned above. These are shown a.o. in table XI, page 53.

LITERATUUIROPGAVE

1. L. S. Ornstein en W. R. van Wijk, Proceedings, Amsterdam, 33, 44, 1930.
2. L. S. Ornstein, P. J. A. van Hengstum and H. Brinkman, Physica V, 3, 145, 1938.
3. D. Th. J. ter Horst, dissertatie te Utrecht 1934.
4. L. S. Ornstein en H. Brinkman, Proceedings, Amsterdam, 34, 33, 1931.
5. W. R. Vijverberg, dissertatie te Utrecht 1937.
6. H. C. van Alphen, dissertatie te Utrecht 1927.
7. H. C. Hamaker, dissertatie te Utrecht 1934.
8. D. Vermeulen, dissertatie te Utrecht 1935.
9. J. Wouda, dissertatie te Utrecht 1935.
10. J. J. Zaalberg van Zelst, dissertatie te Utrecht 1936.
11. L. S. Ornstein en H. Brinkman, Physica I, 797, 1934.
12. Ornstein—Moll—Burger. Objective Spectralfotometrie, Sammlung Vieweg Heft 108/109.
13. J. Wouda, Zs. f. Phys. 1932.
14. P. H. van Cittert, Zs. f. Phys. 1930 en 1931.
15. E. F. M. van der Held, Zs. f. Phys. 70, 508, 1931.
16. P. J. Haringhuizen, dissertatie te Utrecht 1935.
- 16a. H. Brinkman, dissertatie te Utrecht 1937.
17. D. R. White, Phys. Rev. 28, 1125, 1926.
18. W. Ende, Zs. f. Phys. 56, 503, 1929.
19. O. Thieme, Zs. f. Phys. 78, 412, 1932.
20. H. Hanle en W. Schaffernicht, Ann. d. Phys. 6, 905, 1930.
21. R. T. Macdonald en G. K. Rollefson, Phys. Rev. 43, 177, 1930.
22. W. Wien, Ann. d. Phys. 73, 483, 1924.
23. F. v. Keussler, Ann. d. Phys. 82, 810, 1927.

24. Olson, Phys. Rev. 32, 443, 1928.
 25. R. Ladenburg and G. Wolfsohn, Zs. f. Phys. 65, 207, 1930.
 26. P. H. Garret and H. W. Webb, Phys. Rev. 37, 1686, 1931.
 27. W. Zehnder and M. W. Zemansky, Zs. f. Phys. 72, 442, 1931.
 28. J. M. W. Milatz, dissertatie te Utrecht 1937.
 29. J. P. M. Woudenberg, dissertatie 1941 te Utrecht.
 30. A. E. Ruark and H. C. Urey, Atoms, molecules and quanta.
 31. L. S. Ornstein, Physica III, 561, 1936.
 32. A. A. Kruithof, dissertatie te Utrecht 1934.
 33. H. Gerritsen, dissertatie te Utrecht 1933.
 34. S. A. Korff and G. Breit, Rev. Mod. Phys. IV, 520, 1932.
-

INHOUD.

	Bladz.
INLEIDING.	9
HOOFDSTUK I. DE FOTOGRAFISCH-FOTOMETRISCHE METHODE VAN INTENSITEITSMETING	12
§ 1. De „thermische” boog als hulpmiddel bij de meting van overgangswaarschijnlijkheden	12
§ 2. Meting van de temperatuur van het booggas	14
§ 3. Systematische fouten bij de meting van overgangswaarschijnlijkheden in een boog	15
§ 4. Spectrale intensiteitsmeting.	17
§ 5. Opmerkingen over de fotografisch-fotometrische methode	18
HOOFDSTUK II. DE INTENSITEITSVERHOUDING VAN HET KWIKTRIPLET $\lambda = 5461, 4358$ EN 4047 \AA	20
§ 1. Aanslagcondities	20
A. Metingen in een boog	21
§ 2. Optische opstelling, experimenteele gegevens	21
§ 3. Controle op zelfabsorptie	24
§ 4. Resultaten der metingen	28
B. Metingen in een gasontlading bij lage druk	30
§ 5. Intensiteitsverhouding van het kwiktriplet in de positieve zuil van een capillairontladingsbuis	30
§ 6. De ontladingsbuis	30
§ 7. Experimenteele opstelling en resultaten der metingen	32
C. Metingen in een electronenbundel.	35
§ 8. Meting der intensiteitsverhouding van het triplet in een bundel electronen in kwikdamp	35
§ 9. Beschrijving van de gebruikte buis	35
§ 10. Experimenten en resultaten	37
§ 11. Vergelijkende discussie	38
HOOFDSTUK III. VERGELIJKING VAN DE OVERGANGSWAARSCHIJNLIJKHEDEN VAN DE LIJNEN $\lambda = 5790$ EN 5770 \AA MET DIE VAN DE LIJNEN $\lambda = 4358$ EN 4047 \AA VAN HET TRIPLET	41
§ 1. Methode	41
§ 2. Experimenten en resultaten	44

HOOFDSTUK IV. VERGELIJKING VAN DE OVERGANGS- WAARSCHIJNLJKHEDEN VAN DE LIJNEN $\lambda = 3650, \Sigma 3131,$ $\Sigma 2967$ EN 2537 \AA MET DIE VAN DE LIJN $\lambda = 4358 \text{ \AA}$	47
§ 1. Vergelijking der overgangswaarschijnlijkheid van de lijn $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ met die van $\lambda = 4358 \text{ \AA}$	47
§ 2. Vergelijking van de overgangswaarschijnlijkheid der lijnen $\lambda = \Sigma 3131, \Sigma 2967$ en 2537 \AA met die van de lijn $\lambda = 4358 \text{ \AA}$	49
§ 3. Gegevens betreffende de absolute overgangswaarschijnlijkheid van de lijn $\lambda = 2537 \text{ \AA}$. Tabel der absolute overgangswaarschijnelijkheden van de gemeten kwiklijnen	52
HOOFDSTUK V. CONTROLEMETINGEN	54
§ 1. Zelfabsorptie	54
§ 2. Ionisatie	61
§ 3. Electriche velden	64
SUMMARY	65
LITERATUUROPGAVE	67

STELLINGEN

I.

De gebruikelijke verklaring voor de voortbeweging van een zeilschip op kruisende koers, zooals die o.a. gegeven wordt door van Kampen, is onjuist. Een eenvoudige en juiste verklaring is mogelijk.

H. C. A. van Kampen, *De zeilsport*, 2de druk.

II.

De door Randall gemeten waarde van de gemiddelde levensduur van een kwikatoom in de 2^3S_1 toestand (7,68 eV) is onjuist.

H. Randall, *Phys. Rev.* **35**, 1161, 1930.

III.

De methoden van Marx en Vanonie en Someda, die toegepast kunnen worden bij het onderzoek van wisselstroomschakelaars van groot vermogen, kunnen zoodanig verbeterd worden, dat ze resultaten leveren die in overeenstemming zijn met die van de moderne kortsluitlaboratoria.

E. Marx, *Electrot. Zs.* **75**, 583, 1936.

E. Pugno Vanoni en G. Someda, *Electrot. Zs.* **60**, 157, 1939.

IV.

Het is mogelijk een eenvoudiger afleiding te geven van de verdeelingswet voor zich in de verlangzamingsfase bevindende neutronen — uitgezonden door een bron in een oneindig groote parafinebol —, dan die door Fermi gepubliceerd.

E. Fermi, *Verhandelingen op 25 Mei 1935 aangeboden aan Prof. Dr. P. Zeeman*, pag. 128.

V.

De opvatting, dat bij een triode door verhooging der anodespanning een verzadigingstroom ontstaat, is in haar algemeenheid onaanvaardbaar.

VI.

Het is op eenvoudige wijze mogelijk een wisselstroomgalvanometer aperiodisch te dempen, zonder een gelijkstroom door de veldspoel te sturen.

J. M. W. Milatz, dissertatie te Utrecht 1937.

VII.

De onderstelling, dat de intensiteit der zonnestraling voor kleinere golflengten dan de grens van de Lyman-serie overeen zou komen met de straling van een zwart lichaam van 6000° K, is ongeoorloofd.

E. O. Hulburt, Phys. Rev. 53, 344, 1938.

