



Een onderzoek naar de geldigheid van de formule van Saha in de elektrische lichtboog

<https://hdl.handle.net/1874/363583>

A. g. m. 192, 1943

EEN ONDERZOEK
NAAR DE GELDIGHEID VAN
DE FORMULE VAN SAHA IN DE
ELECTRISCHE LICHTBOOG

A. M. KRUTHOF

s.
cht

EEN ONDERZOEK NAAR DE GELDIGHEID
VAN DE FORMULE VAN SAHA IN DE
ELECTRISCHE LICHTBOOG

Diss. Utrecht 1943

EEN ONDERZOEK NAAR
DE GELDIGHEID VAN DE FORMULE
VAN SAHA IN DE ELECTRISCHE
LICHTBOOG

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT,
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS,
L. VAN VUUREN, HOOGLERAAR IN DE
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBE-
GEERTE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE
BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER
WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN
OP MAANDAG 29 MAART 1943 TE 4 UUR

DOOR

ANTON MAARTEN KRUIHOF

GEBOREN TE BEUSICHEM

AMSTERDAM

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERS MAATSCHAPPIJ

1943

Aan mijn Ouders.
Aan mijn Vrouw.

INHOUD.

Blz.

INLEIDING.

HOOFDSTUK I. Probleemstelling.

§ 1.	Overeenkomst en verschil tusschen een gesloten zwart lichaam, een vlam en een boog	3
§ 2.	Beschouwingen van ORNSTEIN en BRINKMAN	7
a.	Snelheidsverdeeling van de gasdeeltjes	8
b.	Vorming en vernietiging van aangeslagen toestanden	9
c.	Ionisatie- en dissociatieprocessen	10
§ 3.	Experimenteele toetsing van de formules van SAHA en BOLTZMANN	11

HOOFDSTUK II. Opstelling en karakter van de boog.

§ 1.	Opstelling	14
§ 2.	Stabilisatie en registratie van de boogzuil	17
§ 3.	Fotografisch — fotometrische methode	19
§ 4.	Schatting van de zelfabsorptie	20

HOOFDSTUK III. Grafische analyse ter bepaling van de emissie door elk afzonderlijk volume-element.

§ 1.	Inleiding	25
§ 2.	Theoretische opzet	25
§ 3.	Voorbeeld	26
§ 4.	Nauwkeurigheid van de gevonden emissieverdeeling als functie van de afstand tot de as	28

HOOFDSTUK IV. De bezetting van de energieniveaux als functie van de afstand tot de as van de zuil van de boog en de bepaling van enkele relatieve overgangswaarschijnlijkheden in de spectra van Ba I en Ba II.

§ 1.	Methode om de niveaubezetting volgens BOLTZMANN te toetsen	31
§ 2.	Experimenteele toetsing van de wet van BOLTZMANN in de wisselstroomboog	32
§ 3.	Experimenteele toetsing van de wet van BOLTZMANN in de gelijkstroomboog	36
§ 4.	Conclusie	38
§ 5.	Bepaling van eenige relatieve overgangswaarschijnlijkheden in de spectra van Ba I en Ba II	38

HOOFDSTUK V. De formule van SAHA en de bepaling van de grootheden, die noodig zijn om haar geldigheid in het centrale gedeelte van de boogontlading te toetsen.

§ 1.	Formule van SAHA	41
§ 2.	Bepaling van de temperatuur in het centrum	42
§ 3.	Bepaling van de emissieverhouding I_i/I_a in het centrum	43
§ 4.	Bepaling van de verhouding van de overgangswaarschijnslijkenheden A_i/A_a	44
a.	Bepaling van A_a voor de resonantielijnen van Sr I en Ba I	44
b.	Berekening van A_i voor de resonantielijnen van Sr II en Ba II	45
c.	Bepaling van A_i/A_a	46
§ 5.	Bepaling van de electronenconcentratie (n_e) in het centrum	46
a.	Afleiding van de formule voor de totale elektrische stroom	46
α.	De totale elektrische stroom (J)	48
β.	Het verloop van de temperatuur ($T(r)$)	48
γ.	De axiale veldsterkte (E)	48
δ.	De gemiddelde vrije weglengte van de electronen (λ_e)	48
ε.	Het relatieve verloop van de electronendruk ($Pe(r)$)	51
§ 6.	Toetsing van de geldigheid van de formule van SAHA in boogontladingen	56

HOOFDSTUK VI. Toetsing van de formule van SAHA voor het centrale gedeelte van de gelijkstroomboog.

§ 1.	Experimenteele resultaten	58
§ 2.	Toetsing van de formule van SAHA	63
§ 3.	Discussie van de verkregen resultaten	65
§ 4.	Foutendiscussie	66
a.	De toevallige fouten	66
b.	De systematische fouten	67

HOOFDSTUK VII. Toetsing van de formule van SAHA voor het centrale gedeelte van de wisselstroomboog (maximum phase).

§ 1.	Experimenteele resultaten	68
§ 2.	Toetsing van de formule van SAHA en discussie van de verkregen resultaten	70

HOOFDSTUK VIII. Toetsing van de formule van SAHA buiten de as.	
§ 1. Inleiding	71
A. Methoden van toetsing.	
§ 2. Toetsing door lineaire combinatie van de relatieve verdeelingen van het aantal atomen en het aantal ionen	71
§ 3. Toetsing met behulp van resonantielijnen	72
§ 4. Toetsing met behulp van andere dan resonantielijnen .	73
B. Experimenteele uitvoering der toetsing in de gelijkstroomboog.	
§ 5. Experimenteele resultaten	73
§ 6. Toetsing van de formule van SAHA	74
a. Methode van de lineaire combinatie	74
b. Methode met behulp van andere dan resonantielijnen	76
C. Experimenteele uitvoering der toetsing in de wisselstroomboog.	
§ 7. Experimenteele resultaten	78
§ 8. Toetsing van de formule van SAHA	80
a. Methode van de lineaire combinatie	80
b. Methode met behulp van andere dan resonantielijnen	81
§ 9. Conclusie	82
SAMENVATTING	83
ZUSAMMENFASSUNG	84
SUMMARY	85
LITERATUURLIJST	88

INLEIDING *).

In 1923 sprak COMPTON de meening uit, dat de ionisatie in het gas van de positieve zuil van een elektrische lichtboog, welke tusschen koelelectroden in lucht brandt, van thermische aard is. Hij opende hiermee de mogelijkheid de formules van SAHA, welke voor zuiver thermodynamisch evenwicht gelden, en welke reeds op de zonneatmosfeer waren toegepast, nu ook voor de boog te gebruiken. Hij hoopte op die manier een verklaring van de in de boog voorkomende stroomdichtheden te vinden. Een bevestiging van de juistheid van deze theorie kon toen ter tijd nog niet gegeven worden, aangezien o.a. de temperatuur van het booggas nog niet met voldoende nauwkeurigheid bekend was.

In 1930 bleek het aan VAN WIJK uit metingen aan molecuulbanden, dat de verdeeling van de bezetting over de bovenniveaux van zoo'n band in een boog voldoet aan de wet van BOLTZMANN. Het was toen mogelijk op grond van die bezetting de temperatuur van het gas in de zuil te bepalen. Het lag voor de hand dat, toen de mogelijkheid bestond om de boogtemperaturen op betrouwbare wijze te bepalen, enkele onderzoekers ook poogden tot een toetsing van de formule van SAHA te komen. Hun experimenteele gegevens leenden zich echter slechts voor een kwalitatieve toetsing.

Voorloopig werd het programma van het Utrechtsche laboratorium betreffende het boogonderzoek er op gericht de geldigheid van de wet van BOLTZMANN te toetsen. Onder geschikte omstandigheden bleek deze wet de bezetting der energieniveaux inderdaad goed te beschrijven, waardoor het mogelijk werd in bogen vele relatieve overgangswaarschijnlijkheden te meten. Tenslotte hebben ORNSTEIN en BRINKMAN gepoogd langs theoretische weg de voorwaarden aan te geven, waaraan voldaan moet zijn, opdat de formules van BOLTZMANN en SAHA in de boog gelden. Het doel van dit proefschrift is nu de geldigheid van de vergelijking van SAHA langs experimenteele weg quantitatief te toetsen.

*) Het begin van het onderzoek vond plaats onder leiding van wijlen Prof. Dr. L. S. ORNSTEIN.

Opmerkelijk is dus het historische verschil tusschen het vermoeden en het vinden van de geldigheid van de formule van BOLTZMANN voor de bezetting der niveaux en van de formule van SAHA voor de ionisatie in de boog: de geldigheid van de formule van SAHA werd eerst vermoed, toen werd de bezetting der niveaux volgens BOLTZMANN gevonden en eerst vele jaren later werd de formule van SAHA getoetst.

HOOFDSTUK I.

Probleemstelling.

- § 1. *Overeenkomst en verschil tusschen een gesloten zwart lichaam, een vlam en een boog.*

Wanneer een mengsel van gassen zich bevindt in een ook voor straling afgesloten ruimte, waarvan alle wanden eenzelfde temperatuur T hebben, dan geraakt dit gasmengsel in de toestand van „thermodynamisch evenwicht”. Deze toestand wordt onder meer gekarakteriseerd door de volgende regelmatigheden:

- 1e. De spectrale stralingsdichtheid $u(\nu)$ wordt gegeven door de formule van PLANCK, evenals bij afwezigheid van het gas,

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3 / c^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu, \quad (1)$$

waarin:

u = de ruimtelijke spectrale stralingsdichtheid van een bepaalde frequentie in erg. cm⁻³.

ν = de frequentie in sec.⁻¹.

h = de constante van PLANCK in erg. sec.

c = de lichtsnelheid in cm.sec.⁻¹.

k = de constante van BOLTZMANN in erg per graad.

e = het grondtal van het nat. log. stelsel.

- 2e. De distributie van de kinetische energie wordt voor alle soorten vrije deeltjes (moleculen, atomen, ionen en electronen) in alle excitatietoestanden gegeven door de formule van MAXWELL; er is dus volledige aequipartitie van kinetische energie. De gasdeeltjes bezitten de snelheidsverdeling volgens de wet van MAXWELL, die behoort bij de temperatuur van het gas:

$$F(V) dV = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mV^2}{2kT}} V^2 dV. \quad . . . (2)$$

Hierin stelt $F(V)dV$ de fractie van de gasdeeltjes met een relatieve snelheid tusschen V en $V + dV$ en een massa m voor.

- 3e. De deeltjes van iedere bepaalde soort (b.v. atomen van een bepaald element) zijn over hun verschillende toestanden gedistribueerd volgens de formule van BOLTZMANN; deze distributie wordt dus geheel bepaald door de energiewaarden E_i de multipliciteiten g_i der toestanden en door de temperatuur T :

$$n_i = n \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{U(T)} \quad \dots \quad (3)$$

$$U(T) = \sum_j g_j e^{-\frac{E_j}{kT}} \text{ is de toestandsom.}$$

- 4e. Bij de deeltjes, welke kunnen ioniseeren of dissociëeren, wordt de ionisatie- en/of dissociatiegraad gegeven door de formule van SAHA* resp. door de overeenkomstige formule voor chemische evenwichten; de splitsingsgraad wordt dus bepaald door de totale atomaire samenstelling van het gasmengsel (dit is door de concentraties der verschillende atomen, al dan niet geïoniseerd of tot moleculen vereenigd), de ionisatie en dissociatie energieën en de reeds onder 3e genoemde gegevens. De formule van SAHA luidt:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{(2 \pi m k)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\frac{\chi}{kT}} 2 \frac{U_i(T)}{U_a(T)} \quad \dots \quad (4)$$

waarin:

m = massa van het electron.

χ = ionisatie-energie van atoom of molecule in erg.

De indices a , i en e duiden resp. atoom, ion en electron aan.

Deze toestand wordt — wat de BOLTZMANN- en SAHA-relaties betreft — in stand gehouden, doordat de elementairprocessen, welke een bepaald soort deeltjes in een bepaalde toestand doen geraken (b.v. aanslag) resp. ze als zoodanig doen ontstaan (b.v. ionisatie), steeds even vaak optreden als de veranderingen in tegengestelde zin. (Detailed balancing).

Voor de bezetting der energie-niveaux zijn als belangrijkste elementairprocessen te noemen:

*) Een behandeling van de formule van SAHA kan men o.a. vinden in: R. H. FOWLER, Statistical Mechanics (1929, Cambridge), pag. 370.

Dit moet onjuist zijn, tenzij men stelt: $U(T) = \sum_i g_i e^{-\frac{(E_i - E_1)}{kT}}$
 In dat geval wordt (3): $n_i = n g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \frac{U(T)}{U(T)}$
 → n = aantal deeltjes per volume-eenheid.

- | | |
|---|--|
| <p>1a. Toename van de inwendige energie van het beschouwde deeltje door botsing met moleculen, atomen of ionen van het gas, ten koste van hun kinetische energie (dit is aanslag, botsing van de eerste soort).</p> <p>2a. Toename van de inwendige energie, door botsing met een electron (eerste soort).</p> <p>3a. Toename van de inwendige energie door absorptie van straling.</p> | <p>1b. Afname van de inwendige energie door botsing met gasdeeltjes, onder vrijwording van kinetische energie (dit is botsing van de tweede soort).</p> <p>2b. Afname van de inwendige energie door botsing met een electron (tweede soort).</p> <p>3b. Afname van de inwendige energie door spontane of gedwongen emissie van straling.</p> |
|---|--|

Voor de ionisatie zijn van belang:

- | | |
|--|---|
| <p>1a. Botsing tusschen twee neutrale deeltjes, waarbij ontstaan een ion, een electron en één neutraal deeltje.</p> <p>2a. Botsing tusschen een electron en een atoom, waarbij twee electronen en een ion ontstaan.</p> <p>3a. Een lichtquant ioniseert een atoom, waarbij een ion en een electron ontstaan.</p> | <p>1b. Het omgekeerde proces: botsing tusschen een ion, een electron en een atoom, waarbij twee neutrale deeltjes ontstaan.</p> <p>2b. Het omgekeerde proces: botsing tusschen twee electronen en een ion, waarbij een atoom en een electron ontstaan.</p> <p>3b. Het omgekeerde proces: recombinatie van een electron met een ion onder uitzending van een lichtquant.</p> |
|--|---|

Wij komen meermalen gevallen tegen, waarin bovengenoemde processen optreden, terwijl toch één of meer van de voor het thermodynamisch evenwicht essentiële factoren ontbreken, of waarbij zich complicaties voordoen, die het evenwicht zouden kunnen ver-

storen. De vraag doet zich dan voor, in hoeverre in die gevallen toch aan de hierboven onder 1e t/m 4e genoemde regels voldaan is.

Als eerste voorbeeld noemen wij een vlam. In een vlam bevindt zich een gasmengsel met een hoge temperatuur. De toestand verschilt van die in een afgesloten ruimte, doordat stralende wanden ontbreken. In een vlam is dan ook niet aan de wet van PLANCK voldaan. Uit de beschouwingen, welke duidelijk geformuleerd zijn door DRUYVESTEYN en DE GROOT¹⁾ en uit metingen van MANNKOPF²⁾ volgt, dat in een vlam, ook wanneer geen zelf-absorptie optreedt, de bezetting der niveaus bij goede benadering beschreven wordt door de wet van BOLTZMANN. Botsingen tusschen atomen en moleculen onderling zijn in de vlam verreweg de belangrijkste oorzaken voor het ontstaan en de vernietiging van aangeslagen toestanden van atomen, moleculen en ionen, terwijl de botsingen van de deeltjes met electronen en ionen en de emissie en absorptie van stralen daarbij een ondergeschikte rol spelen.

Wij mogen verwachten, dat ook de ionisatie- en de dissociatie-evenwichten aan dezelfde wetten als bij thermodynamisch evenwicht zullen voldoen. Een directe experimenteele toetsing van de formule van SAHA (4) in vlammen is niet bekend. Wel heeft men uit sondemetingen³⁾ het eerste lid van de vergelijking van SAHA kunnen bepalen, dit scheen echter niet steeds in overeenstemming met het door de temperatuur bepaalde tweede lid.

Een ander voorbeeld, waarbij niet voldaan is aan alle voorwaarden voor thermisch evenwicht, is de electrische boogontlading. Wij hebben hier weer een gas op hoge temperatuur, evenals bij de vlam niet omgeven door stralende wanden. Ook hier geldt de wet van PLANCK niet. Als extra complicatie gaat er door dit gas een gerichte electronenstroom, waarvan men in de gaszuil een sterke ioniseerende en exciteerende werking en daarmee een verstoring van de genoemde evenwichten zou kunnen verwachten.

Terwijl in het gebied van de kathode-val de ionisatie inderdaad hoofdzakelijk geschiedt door electronen, die van de kathode komen, moet echter in het gebied van de eigenlijke boogzuil naast de ionisatie door botsing van electronen met atomen of moleculen een overwegende ionisatie door botsing van de atomen en de moleculen onderling aangenomen worden.

Dit denkbeeld, dat een belangrijk gedeelte der ionen in de zuil van een elektrische boogontlading door „thermische” ionisatie ontstaat, is van COMPTON ⁴⁾ (1923) afkomstig. Volgens hem zal in de eerste plaats deze thermische ionisatie bijdragen tot de vorming van positieve ladingdragers, die noodig is voor de neutralisatie van de negatieve ruimtelading der electronen, terwijl de electronenstroom door het gas slechts weinig invloed heeft op het ionisatieevenwicht.

Volgens ORNSTEIN en BRINKMAN ⁵⁾ (1934) is er zoowel wat de niveaubezetting als wat de ionisatie betreft, onder geschikte omstandigheden geen principieel verschil tusschen de boogzuil en de vlam. Het plasma der lichtboog is weer in „BOLTZMANN-evenwicht” *). Men moet dus volgens deze beschouwing verwachten, dat aanslag, ionisatie en dissociatie in een dergelijke boog in vrijwel dezelfde mate optreden als bij volledig thermodynamisch evenwicht bij dezelfde gasdruk en temperatuur het geval zou zijn; dat dus de bezetting der energieniveaux gegeven wordt door de verdeelingswet van BOLTZMANN en dat de ionisatie en dissociatie voldoen aan de formule van SAHA en de vergelijking voor chemische evenwichten. De voorwaarden, waaraan een gasmengsel moet voldoen, opdat de formules van BOLTZMANN en SAHA zullen gelden, geven wij, omdat zij voor dit proefschrift zeer belangrijk zijn, in § 2 weer.

§ 2. Beschouwingen van ORNSTEIN en BRINKMAN.

Deze beschouwingen hebben betrekking op de stationnaire toestand van de ontlading in de positieve zuil, die zich na het aansteken van de boog instelt. Het beginstadium van de boogontlading,

*) Als de straling evenredig is met de BOLTZMANN-factor $\left(e^{-\frac{E_i}{kT}} \right)$ (vergelijkingen (3) en (9)) van het bovenniveau, spreken ORNSTEIN en BRINKMAN van BOLTZMANNstraling. Dit is alleen het geval, indien voor de beschouwde lijn geen zelfabsorptie optreedt. Alleen t.o.v. de lijnen, waarvoor deze voorwaarde vervuld is, is de vlam of de boog dus een BOLTZMANNstraler (DRUYVESTEYN en DE GROOT spreken van temperatuurstraler). Deze naam slaat dus niet op de geheele vlam of boog. Men kan dus niet zeggen: de vlam en de boog zijn BOLTZMANNstralers of temperatuurstralers. Het geheele vlam- en boogmechanisme is echter wel in „BOLTZMANN-evenwicht” d.w.z. de bezettingen der niveaux voldoen aan de wet van BOLTZMANN. Dit evenwicht wordt namelijk niet door zelfabsorptie gestoord.

waarin de temperatuur snel toeneemt, wordt buiten beschouwing gelaten. Toch willen zij hun beschouwingen niet op de stationnaire toestand van een gelijkstroomboog beperken, maar hun geldigheid ook voor de momentane toestand van een wisselstroomboog aannemen. Wij vermelden hier slechts hun resultaten. Voor nadere bijzonderheden en de afleiding van de formules verwijzen wij naar het oorspronkelijk artikel ⁵⁾.

a. Snelheidsverdeling van de gasdeeltjes.

Denken we ons de boogontlading cylinder-symmetrisch, dan bestaat er loodrecht op de as een gradiënt in de temperatuur en de dichtheid, terwijl er in de richting van de as een elektrische stroom loopt. Men ⁶⁾ kan aantoonen, dat de verdeelingswetten, die bij thermodynamisch evenwicht bestaan, niet merkbaar veranderen indien:

1. $\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \ll T$, d.w.z. de verandering in de temperatuur over de vrije weglengte klein is ten opzichte van de gemiddelde temperatuur in dit gebied.
2. $\lambda \frac{\partial N}{\partial r} \ll N$, d.w.z. de verandering in het aantal deeltjes N over de vrije weglengte klein is ten opzichte van het gemiddelde aantal deeltjes in dit gebied.
3. $E e \lambda_e \ll \langle \frac{1}{2} m V^2 \rangle$, d.w.z. de energieverandering der electronen en ionen tengevolge van hun beweging in het elektrische veld E over de afstand λ klein is ten opzichte van de gemiddelde kinetische energie der electronen.

Men moet dus onderzoeken of in de gebruikte bogen aan deze voorwaarden voldaan is.

In de boogontlading voldoen de neutrale deeltjes en de ionen aan de voorwaarden 1 en 2. Zelfs aan de rand, waar de daling van de temperatuur van de orde 10^4 graad cm^{-1} is, toonden ORNSTEIN en BRINKMAN aan, dat aan de voorwaarden 1 en 2 voldaan is.

De gemiddelde vrije weglengte van de electronen is circa $4\sqrt{2}$ maal zoo groot als die der neutrale deeltjes. De verstoring

van de snelheidsverdeeling door de gradiënten in de temperatuur en de dichtheid zal dus eerder merkbaar zijn dan bij de atomen en de ionen. Bovendien moet voor de electronen — en dit geldt ook voor de ionen — onderzocht worden in hoeverre de snelheidsverdeeling door hun beweging in het electrische veld afwijkt van de wet van MAXWELL. Er zal volgens deze schrijvers geen merkbare afwijking van de snelheidsverdeeling volgens MAXWELL zijn, indien $Ee \lambda \ll kT$. In de meeste boogontladingen bij 1 atm. druk is hieraan voldaan. Zij concludeeren, dat voor aanslag- en ionisatieprocessen, voor zoover deze door electronen en ionen bepaald worden, de snelheidsverdeeling van deze deeltjes als een verdeeling volgens de wet van MAXWELL en behorende bij de temperatuur van het gas beschouwd mag worden.

b. *Vorming en vernietiging van aangeslagen toestanden.*

De processen, waarbij de vorming en vernietiging van aangeslagen toestanden geschiedt, hebben wij reeds in § 1 genoemd. Denken wij ons ter vereenvoudiging een verdund gas (n atomen per cm^3) dat vermengd is met een ander gas (N atomen per cm^3 , waarbij $n \ll N$), dan luidt de voorwaarde, die uitdrukt dat de concentratie van de atomen in een bepaalde aangeslagen toestand (aanslagenenergie E_a ; aantal atomen per cm^3 n_a) in de stationnaire ontlading constant is:

$$\frac{dn_a}{dt} = aNn_0 - \beta Nn_a + a_e n_e n_0 - \beta_e n_e n_a + B\varrho n_0 - (A + B'\varrho)n_a = 0, \quad (5)$$

waarbij wij alleen de aanslag uit de grondtoestand beschouwd hebben.

n_e = het aantal electronen per cm^3 .

ϱ = de stralingsdichtheid van de frequentie $\nu = E_a/h$.

A, B en B' = de waarschijnlijkheden voor emissie en absorptie der straling volgens EINSTEIN.

n_0 = het aantal atomen in de grondtoestand per cm^3 .

De grootheden a, β, a_e en β_e worden bepaald door de werkelijke doorsneden voor aanslag door botsing (1ste of 2de soort) van de betreffende deeltjes en de snelheidsverdeeling van MAXWELL voor deze deeltjes. De vergelijking geldt voor een verdund gas, dat temidden van een ander gas aanwezig is en

$$B' = B$$

$$\frac{A}{B} = \frac{h\nu}{kT}$$

alleen voor aanslag uit de grondtoestand. De beschouwingen, die aan de vergelijking worden vastgeknoopt, gelden ook voor een meer samengesteld gasmengsel en voor aanslag uit andere energietoestanden dan de grondtoestand. Uit vergelijking (5) volgt:

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{\alpha N + \alpha_e n_e + B_0}{\beta N + \beta_e n_e + A + B'_0} \quad \dots \quad (6)$$

Deze vergelijking kan voor bogen in gasen van voldoende hooge druk aanzienlijk worden vereenvoudigd. In vergelijking (6) overwegen bij drukken van 1 atm. en hooger de termen βN en αN . De vorming en vernietiging der aangeslagen toestanden geschiedt dus in hoofdzaak door de gasdeeltjes, d.w.z. de verhouding n_a/n_0 hangt slechts van hun snelheidsverdeling af. Deze is volgens de wet van MAXWELL en behorende bij de temperatuur van het gas, dus geldt:

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad \dots \quad (7)$$

Indien geen zelfabsorptie optreedt, is de waargenomen stralingsdichtheid evenredig met de BOLTZMANN-factor van het aanvangsniveau van de overgang.

c. *Ionisatie- en dissociatieprocessen.*

In de stationnaire toestand krijgen wij in dit geval:

$$\frac{n_i n_e}{n_0} = \frac{\alpha N + \alpha' n_e + \gamma_0}{\beta N + \beta' n_e + \gamma'} \quad \dots \quad (8)$$

de coëfficiënten α , β en γ zijn weer van de snelheidsverdeling der deeltjes en de werkzame doorsneden voor deze processen afhankelijk. Ook bij deze processen kunnen de electronen in het mechanisme (d.w.z. de termen $\alpha' n_e$ en $\beta' n_e$ van de vergelijking (8)) verwaarloosd worden. Zooals in het artikel is uiteengezet gelden weer dezelfde relaties als in het geval van thermodynamisch evenwicht. ORNSTEIN en BRINKMAN merken nog op, dat voor de geldigheid van de ionisatieformule van SAHA noodzakelijk is, dat de electronen, de ionen en de neutrale atomen de

snelheidsverdeeling volgens MAXWELL en behorende bij de temperatuur van het gas bezitten.

Het doel van dit proefschrift is om een directe experimenteele toetsing van de vergelijking van SAHA in bogen te geven. Daarnaast werd ook een onderzoek gedaan naar de geldigheid van de wet van BOLTZMANN voor de bezetting der niveaux in buiten de as van de zuil gelegen volume-elementjes.

§ 3. Experimenteele toetsing van de formules van SAHA en BOLTZMANN.

Bij afwezigheid van zelfabsorptie worden de intensiteiten der lijnen J in de spectra van atomen, ionen en moleculen bepaald door de overgangswaarschijnlijkheden A , de bezetting der bovenniveaux en het uitgezonden lichtquant $h\nu$;

$$J = h\nu A n_i \dots \dots \dots (9)$$

De bezetting der bovenniveaux wordt in de bovengenoemde gevallen gegeven door de wet van BOLTZMANN (3). Het hierin voorkomende totale aantal (n) der betreffende atomen wordt dan bepaald door de stand van de evenwichten tusschen de deelen van het plasma volgens de vergelijking van SAHA en de overeenkomstige

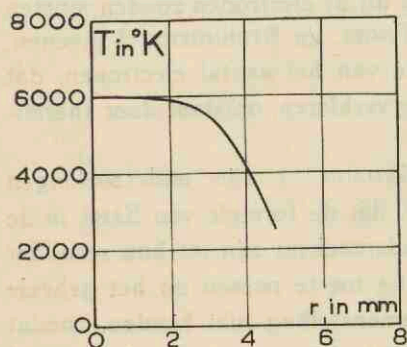


Fig. 1. Radiaal temperatuursverloop in een boog tusschen koelelektroden. Stroomsterkte 3 Amp.

vergelijking voor chemische evenwichten. Gebruik makende van het bij benadering constant zijn van de temperatuur τ) over het grootste gedeelte van de boogzuil (fig. 1), zooals dat experimenteel gevonden is, heeft men de geldigheid van formules (3) en (9) voor de intensiteit getoetst. De formule werd hierbij toegepast op de

An_i = aantal atomen dat per sec. en per cm³ overgaat van niveau i naar een bepaald niveau, dat lager ligt.

intensiteitsverhouding van spectraallijnen van eenzelfde soort atomen, zonder storende zelfabsorptie, gemeten in het midden van het beeld van een boogzuil, waar ook de temperatuur optisch bepaald was. De waarden, welke op deze wijze voor de relatieve overgangswaarschijnlijkheden werden gevonden, bleken niet systematisch af te hangen van de omstandigheden (temperatuur, elektrische veldsterkte). Aangezien de overgangswaarschijnlijkheden atoomconstanten zijn en hun werkelijke waarden dus inderdaad niet door dergelijke variaties beïnvloed worden, pleit dit resultaat voor de juistheid der gemaakte onderstellingen (BOLTZMANN-verdeeling en verwaarloozing van de invloed van de koudere randzone van de boog). Een nadere bevestiging hiervan kan men verkrijgen door een onderzoek te doen naar de niveaubezettingen en de temperatuur als functie van de afstand tot de as van de boog. De metingen, die wij hierover gedaan hebben, zullen in hoofdstuk IV van dit proefschrift beschreven worden.

De boogtheorie volgens welke voor de evenwichten tusschen atomen, ionen en electronen de vergelijking van SAHA geldt, is door ORNSTEIN, BRINKMAN en BEUNES⁸⁾ kwalitatief getoetst. Zij vonden, dat de waargenomen stroomdichtheden met deze theorie te verklaren zijn, wanneer men de invloed van gemakkelijk ioniseerbare gassen, die als verontreiniging uit de elektroden zouden moeten komen, in rekening brengt. VON ENGEL en STEENBECK⁹⁾ meenen, dat verreweg het grootste gedeelte van het aantal electronen, dat noodig is om de stroomdichtheid te verklaren, ontstaat door thermische ionisatie van NO.

Door MANNKOPF en door HÖRMANN¹⁰⁾ zijn onderzoekingen gedaan welke tot resultaat hadden, dat de formule van SAHA in de boog waarschijnlijk geldt. Deze onderzoekers zijn tot hun resultaat gekomen door de formule van SAHA toe te passen op het geheele booggas, waarvan zij echter de samenstelling niet kenden, zoodat de grootheden in de formule van SAHA niet zoo nauwkeurig bepaald konden worden als voor een goede toetsing gewenscht is.

De formule van SAHA wordt ondersteld voor iedere soort atomen van het booggas afzonderlijk te gelden. Wij kunnen deze hypothese toetsen door voor een bepaald volume-element in een boog de temperatuur, de totale electronendichtheid, en b.v. de ionisatie-

graad van een bepaald element zoo nauwkeurig mogelijk te bepalen. Het onderzoek, dat wij hierover gedaan hebben, betreft in de eerste plaats de omgeving der as van gelijk- en wisselstroombogen. De resultaten hiervan worden beschreven in de hoofdstukken VI en VII.

Ten slotte is ook getracht in een gelijk- en een wisselstroomboog een toetsing van de geldigheid van de formule van SAHA voor volume-elementjes op verschillende afstanden van de as van de boog te geven. Deze onderzoeken worden beschreven in hoofdstuk VIII.

HOOFDSTUK II.

Opstelling en karakter van de boog.

§ 1. Opstelling.

Voor het onderzoek van het gas in de zuil van de elektrische boogontlading werd het spectrum van het uittredende licht onderzocht en wel voor de verschillende plaatsen in de boogdoorsnede afzonderlijk. In figuur 2 is de gebruikte opstelling schematisch in

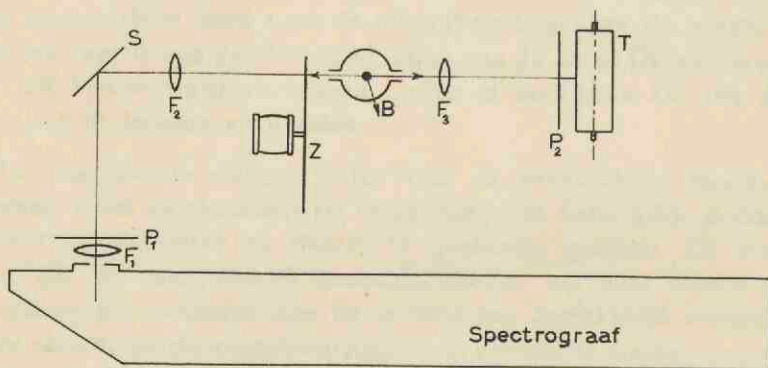


Fig. 2. Optische boogopstelling.

B is de boog in de stabilisator, Z is de schijf van de synchroonmotor, F_1 , F_2 en F_3 zijn lenzen met resp. $f = 75$ cm, $f = 41$ cm en $f = 23,5$ cm, S is een spiegel-systeem, bestaande uit twee rhodiumspiegeltjes, T is de registreertrommel en P_1 en P_2 zijn sluiters.

bovenaanzicht weergegeven. Voor ons onderzoek der radicale structuur van de boogzuil moesten wij verschillende elementen in de boog brengen. Dit werd gedaan door een gat (1 mm diameter), dat in de onderste koolectrode (4 mm diameter) geboord was, met zouten van deze elementen te vullen. De bovenste electrode was een massieve koolstaaf, ook van 4 mm diameter. De boogzuil B werd met een achromatische glaslenzen F_2 ($f = 41$ cm) scherp afgebeeld op de spleet van een kwartsspectrograaf met autocollimatatie (opening $1/30$, dispersie 10 Å per mm bij

4000 Å en 33,4 Å per mm bij 6000 Å). Deze spectrograaf *) werd in het Utrechtsche laboratorium vervaardigd. De afbeelding van de verticale boog werd met behulp van twee geschikt geplaatste rhodiumspiegeltjes 90° gedraaid, dus zoo, dat de as van het boogbeeld op de verticale spleet horizontaal was. Op deze manier werden „dwarsopnamen” van de boog verkregen. Een punt van de spleet ontvangt licht uit een kegelvormig gebiedje in de lichtbron, waarvan de top het beeld is van het punt en de grondcirkel de rand van de afbeeldende lens. In ons geval was de opening van die kegels zoo klein, dat gerekend mocht worden alsof het betreffende licht afkomstig was van een rechte lijn door het punt en het midden van de lens.

In een kwartsspectrograaf met autocollimatie wordt een gedeelte van het licht gereflecteerd door kwartswanden, die loodrecht op de lichtweg staan. Hierdoor ontstaan lichtvlekjes op de plaats van de plaat, die het te meten spectrum ernstig storen. Door bedekking van het centrale deel van de lens konden deze lichtstralen opgevangen en daarmee de storende vlekjes vermeden worden. Door de bedekking van een gedeelte van de lens werd de toch reeds kleine opening van deze spectrograaf nog kleiner. Het was daarom noodzakelijk de lens in de spectrograaf geheel te vullen om een zoo kort mogelijke belichtingstijd te verkrijgen. De optiek buiten de spectrograaf werd dus zoo gekozen, dat de lens in de spectrograaf de opening van de afbeeldende lichtbundel bepaalde. Bij het gebruik van een zeer lage spleet bestaat er tegen deze wijze van werken geen bezwaar. Bij het gebruik van een hooge spleet (circa 8 mm) kunnen er moeilijkheden optreden als de lens van de spectrograaf juist gevuld of slechts weinig overvuld is. Van het licht, dat komt van de lens F_2 voor de spectrograaf (Fig. 3) en

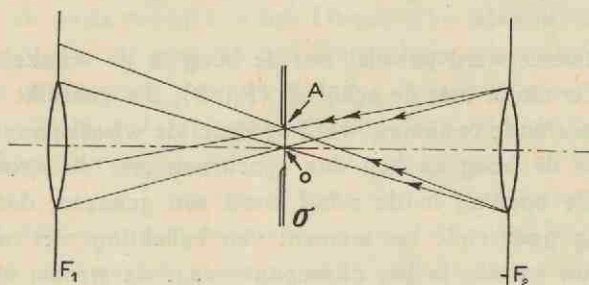


Fig. 3. F_1 is de lens in de spectrograaf.
 σ is de spleet van de spectrograaf.
 F_2 is de lens voor de spectrograaf.

*) Op deze plaats wil ik J. LANDSMAN vriendelijk dank zeggen voor zijn hulp bij het instellen van de spectrograaf.

dat gaat door een punt A boven het midden van de spleet σ , zullen niet alle stralen op de lens F_1 in de spectrograaf vallen maar ook een gedeelte daarboven. De gebruikte bundelopening voor dat punt A is kleiner dan voor het midden O van de spleet, d.w.z. in het punt van een spectraallijn, overeenkomende met het spleetpunt A , zullen niet al de lichtstralen vallen, die in A de spleet passeeren. De intensiteitsverdeling over de hoogte van een spectraallijn is hierdoor geen beeld van de verticale lichtverdeling in de spleet van de spectrograaf. Plaatsen wij vlak voor σ een lens, die F_2 afbeeldt op F_1 , dan zullen alle lichtstralen, die van F_2 uitgaan en door σ in de spectrograaf treden, ook binnen de omtrek van F_1 vallen. De gebruikte opening van alle punten van de spleet is weer hetzelfde geworden en de spectraallijn geeft een juist beeld van de lichtverdeling over de hoogte van de spleet. Een en ander werd gecontroleerd door het continue spectrum van een gelijkmatig verlicht wit vlakje, loodrecht op de dispersierichting te fotometreeren (fig. 4). De afwijkingen van de gemiddelde waarde van de energie, behorende bij deze figuur, bleken kleiner dan 4%. Het witte vlakje werd verkregen door MgO , afkomstig van brandend Mg -band op een glasplaat te doen neerslaan.

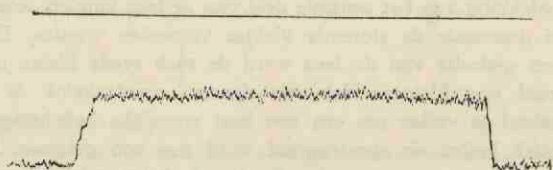


Fig. 4. Fotogram van de intensiteitsverdeling loodrecht op de dispersie-richting.

De boog werd in serie geschakeld met een regelweerstand en een ampèremeter en aangesloten op 220 V. gelijk- of wisselspanning.

Een voltmeter werd parallel met de boog in de schakeling aangebracht. De motor met de schijf Z (fig. 2), die gebruikt werd bij de intermitterende opnamen, werd op dezelfde wisselspanning aangesloten als de boog en liep dus synchroon met de stroom door de boog. De opening in de schijf werd zoo gekozen, dat stroom en spanning gedurende het moment van belichting niet meer dan 2% van hun waarde in het fasepunt, waar de stroom maximaal is, afweken. Vooral bij de opnamen, die gemaakt werden van een wisselstroomboog en die dus intermitterend moesten worden uitgevoerd, maar later ook bij de gelijkstroombogen met kleine concentraties van het vulzout, waren belichtingstijden van een minuut en langer noodzakelijk om voldoende zwarting op de fotografische

plaat te verkrijgen. Gedurende die belichtingstijd mocht de boogzuil niét van plaats en vorm veranderen, wat vooral bij het gebruik van gevulde kolen moeilijk te bereiken was. De boog werd daarom gestabiliseerd.

§ 2. Stabilisatie en registratie van de boogzuil.

In 1909 is door SCHÖNHERR¹¹⁾ een eenvoudige methode gegeven om lichtbogen te stabiliseeren. Hij liet de boog in een lange verticale cilindrische buis branden en veroorzaakte in deze buis een opstijgende luchtstroom. Ook VON ENGEL en STEENBECK¹²⁾ maten aan een gestabiliseerde boog en wel aan een, die zeer lang gemaakt kon worden. Hij brandde tusschen met water gekoelde messing-electroden, horizontaal in de as van een glazen buis en werd gestabiliseerd door een draaiende luchtstroom.

Er was bij ons onderzoek geen reden om met een zeer lange boog te werken, de gebruikte booglengthe bedroeg ca. 8 mm. In verband daarmee konden wij de stabilisatie evenals SCHÖNHERR op eenvoudiger wijze dan VON ENGEL en STEENBECK bereiken. De boog werd vertikaal opgesteld en, met het doel te voorkomen, dat de opstijgende convectie-luchtstroom door luchtstromingen in de kamer gestoord zou worden, werd om de boog een van onderen en van boven open bussenstelsel aangebracht.

De bouw van deze stabilisator (fig. 5) werd gekozen naar aanleiding van reeds vroeger in het Utrechtsche laboratorium in deze richting uitgevoerde proeven met een gesloten glazen ballon en van door ons uitgevoerde proeven met een bussensysteem van eenige concentrische buizen om boven- en onderkool van de boog aangebracht. Met deze stabilisator vertoonde de boogzuil bij lage stroomsterkte (ca. 3 Amp.) nog eenige beweging. Geconstateerd kon worden, dat deze beweging veroorzaakt werd door het lopen van de brandvlek rond het gat in de onderkool. Bij hogere stroomsterkten (ca. 5 à 6 Amp.) strekt zich de brandvlek rondom het gat uit en brandt de boog rustig. De zijwaartsche beweging van de boogzuil op de gebruikte plaats ($\frac{2}{3}$ van de hoogte) en bij 3 Amp. bleek niet meer dan $\frac{1}{3}$ mm te bedragen. Van deze boog werden de opnamen uitsluitend gebruikt voor de toetsing van de formule van SAHA in

het centrale gedeelte van de zuil. De zijwaartsche beweging, die de boog bij deze stroomsterkte maakt, is klein ten opzichte van de totale boogdiameter en haar invloed op de centrale waarden van de intensiteiten bleek niet van overwegende invloed. Bij het onderzoek naar de radicale structuur van de boog werden steeds opnamen van een boog met 7 Amp. gemaakt, waarbij geen waarneembare beweging van de zuil plaats had.

Om een en ander te controleren, werd de boogzuil bij de opnamen voor het radiale structuuronderzoek afgebeeld op een registreertrommel T (fig. 2) met een lens F_3 ($f = 23\frac{1}{2}$ cm). In het bussenstelsel bevonden zich twee diametraal tegenover elkaar gelegen vensters. Door het eene werd de boog afgebeeld op de spleet van de spectrograaf en door het andere op de registreertrommel. Met twee gekoppelde sluiters P_1 en P_2 was het mogelijk gedurende de spectraalopname de horizontale beweging van de boog op de trommel te registreeren en daarmee was gedurende de opname

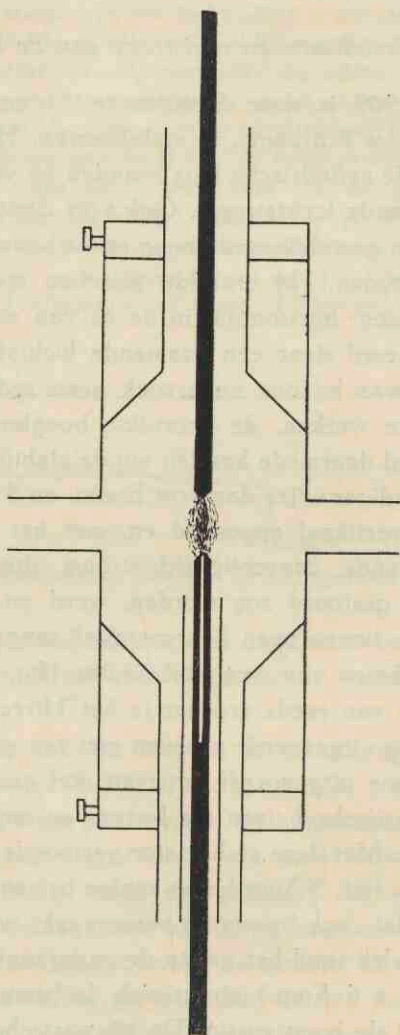
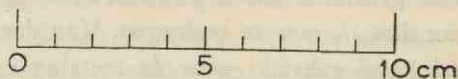


Fig. 5. Stabilisator in vertikale middendoorsnede.



een contrôle op de stand verkregen. Fig. 6 geeft de registratie van een goed en van een slecht gestabiliseerde boog weer.



Fig. 6a. Registrogram van een goed gestabiliseerde boog.

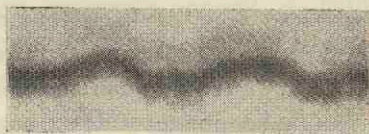


Fig. 6b. Registrogram van een slecht gestabiliseerde boog.

§ 3. Fotografisch-fotometrische methode.

Met de in het Utrechtsche laboratorium gebruikelijke fotografisch-fotometrische meetmethode¹³⁾ werden de relatieve intensiteiten van lijnen in de spectra van de verschillende boogontladingen gemeten. Met behulp van de in § 1 van dit hoofdstuk genoemde spectrograaf werden op dezelfde plaat fotografische opnamen gemaakt van het boogspectrum en van het continue spectrum van een wolfram bandlamp bij verschillende stroomsterkten. De bandlamp was geijkt, zoodat bij iedere stroomsterkte de ware temperatuur bekend was. Vermenigvuldigen wij de stralingsenergie $\text{erg/cm}^2 \text{ sec. sterad. Å}$ volgens de formule van PLANCK met de emissiecoëfficiënt van wolfram voor de betrokken golflengte en temperatuur, dan wordt de energie gevonden, die de lamp uitzendt. Door een aantal opnamen van de bandlamp met verschillende stroomsterkten te maken en de zwartingen bij een bepaalde golflengte in deze continue spectra met de microfotometer van MOLL te bepalen, verkregen wij dus voor die golflengte het verband tusschen zwarting en opvallende energie. Door dit bij de gewenschte golflengten te doen, werd voor ieder van die golflengten de ijkingskromme — de z.g. zwartingskromme — van de fotografische plaat verkregen. Van de lijnen en de banden werd het profiel van de zwarting in de dispersierichting met de fotometer bepaald. Deze zwartingsprofielen werden met behulp van de zwartingskrommen in spectrale energieprofielen omgezet. De hierbij langs de ordinaat uitgezette energie per Ångström (de ijking van de lamp geschiedt per Å) moet omgezet worden in een energie per lengte-eenheid op de plaat (d.i. de abscis van de zwartingsprofielen). De oppervlakten onder de energieprofielen, die met een planimeter be-

paald werden, moesten daarom nog door de dispersie gedeeld worden. De uiteindelijk verkregen oppervlakten zijn een maat voor de relatieve totaal-intensiteiten van de lijnen en de banden. De belichtingstijd voor de bandlampopnamen kon door variatie van de breedte van de spleet van de spectrograaf steeds zoo gekozen worden, dat hij niet meer dan een factor twee korter of langer was dan die van de boogopname. Deze begrenzing van de belichtingstijd voor de bandlamp bleek noodzakelijk, omdat bij grootere afwijking de vorm van de zwartingskromme meer veranderde dan de fout in haar bepaling bedroeg. De zwartingsmerken voor de wisselstroom-boogopnamen werden met dezelfde intermittentie opgenomen als de boog, omdat verandering hiervan een verandering van de zwartingskromme tengevolge zou kunnen hebben. Bandlamp en boog werden steeds in dezelfde opstelling opgenomen; er behoefde dus niet voor filters of verzwakkers gecorrigeerd te worden.

§ 4. *Schatting van de zelfabsorptie.*

De absorptie van lichtquanten door het gas in andere volume-elementjes, dan waarin dit licht wordt uitgezonden, maakt, dat men een verkeerde indruk krijgt van de lichtemissie der verschillende volume-elementjes en daardoor ook van de intensiteitsverdeling, als functie van de afstand tot de as van de boog. Deze absorptie van het licht door het gas van de boogzuil zelf wordt meestal „zelf-absorptie” genoemd. Het is in het algemeen niet eenvoudig het intensiteitsverlies door zelfabsorptie te bepalen; wel kan het, voor het geval het Doppler-effect en de damping door botsing de lijnvorm bepalen, berekend worden. De berekening van de intensiteitsvermindering door zelfabsorptie, waarbij rekening gehouden wordt met deze factoren, majoreert de werkelijke waarde van de intensiteitsvermindering.

Wij maken voor de berekening gebruik van de grootheid

$$Q = \frac{I}{2b I_0}, \dots \dots \dots (9)$$

die door SCHÜTZ¹⁴⁾ is ingevoerd. Hierin is:

I = de absolute intensiteit (oppervlakte-helderheid) van de op zelfabsorptie te onderzoeken spectraallijn in erg/cm². sec. sterad.

$b = \frac{1}{\sqrt{\ln 2}}$ maal de halve Doppler-halfwaardebreedte ¹⁵⁾ van de betreffende lijn in Ångström-eenheden.

I_0 = de absolute stralingsintensiteit (spectrale oppervlakte-helderheid) van een zwart lichaam bij de betreffende golflengte en temperatuur van het emitterende gas in erg/cm². sec. sterad Å.

Uit de berekeningen van VAN DER HELD ¹⁵⁾ kan men het verband tusschen het intensiteitsverlies door zelfabsorptie, de waarden van Q en de lijnvorm (parameter a) vinden voor het geval de lijnvorm bepaald wordt door de Dopplerverbreeding en de demping door botsing. De parameter a is gelijk aan de verhouding van de dempingshalfwaardebreedte ω en de bovengenoemde Dopplerbreedte b . Volgens LORENTZ ¹⁶⁾ is de dempingshalfwaardebreedte gegeven door:

$$\omega = 4\sigma^2 n \sqrt{2\pi \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} k T}. \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Hierin is σ = de som van de stralen van de botsende deeltjes in cm.

n = het aantal moleculen per cm³.

m_1 en m_2 = de massa's (in gr.) van de botsende moleculen.

k = de constante van BOLTZMANN.

T = de absolute temperatuur.

Wij schematiseren nu het hooggas als een gasmengsel, dat bestaat uit stikstof met bijmengsels. In ons geval is er een bijmengsel van barium en strontium. Wij berekenden voor enkele gevallen de waarde van a , waarbij de stralen van de botsende deeltjes, dus stikstofdeeltjes eenerzijds en barium- en strontiumdeeltjes anderzijds, geminoreerd werden. Daardoor werd een minoratie van a verkregen. *Ba* en *Sr* gaven praktisch dezelfde waarde voor a bij dezelfde temperatuur.

Daar σ zoowel voor een bijmengsel *Ba* als voor *Sr* ca. 3 Å of meer bedraagt, zijn de waarden van a groter dan één. Blijkt Q voor de te onderzoeken lijn, nadat de betreffende waarden voor die lijn van onze hoogopname zijn gesubstituëerd, b.v. gelijk aan 0,1 te zijn, dan wordt de intensiteitsvermindering door zelfabsorptie bij die golflengte en bij $a > 1$ gemajoreerd door een bedrag van 6 % van de intensiteit, die de lijn zou hebben, als geen zelfabsorptie optrad.

Als Q_0 de waarde is, die Q zou hebben als geen zelfabsorptie optrad, dan hebben we in fig. 7 de intensiteitsvermindering $\frac{Q_0 - Q}{Q_0}$

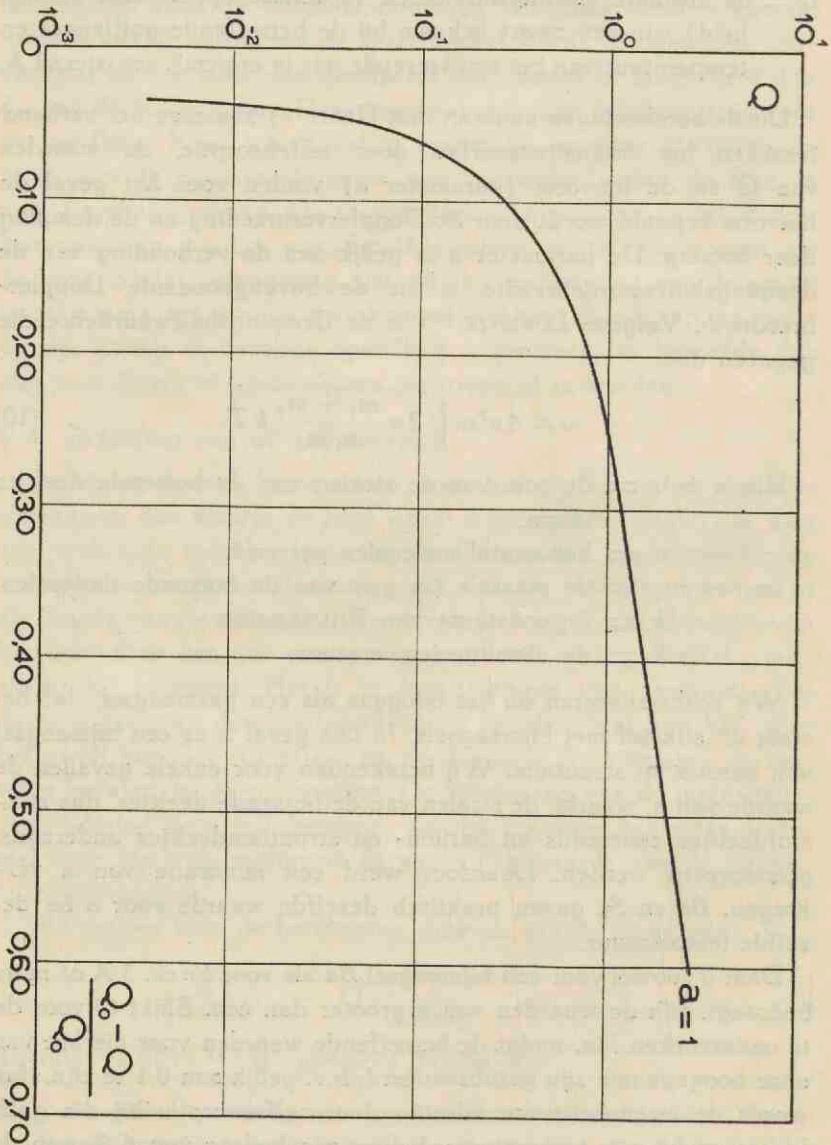


Fig. 7. Grafiek van $\frac{Q_0 - Q}{Q_0}$ tegen Q voor het geval $a = 1$ is.

uitgezet tegen Q voor het geval $a = 1$ is. De punten voor $Q < 0,5$ zijn geschat naar analogie van de kromme met $a = 0$. Is $a > 1$ en

$Q = 0,1$,	dan is de intensiteitsvermindering	$< 6 \%$,
$Q = 0,2$,	" " "	$< 8\frac{1}{2} \%$.
$Q = 0,3$,	" " "	$< 10\frac{1}{2} \%$,
$Q = 0,5$,	" " "	$< 14\frac{1}{2} \%$ en
$Q = 1$,	" " "	$< 25 \%$.

In het algemeen hebben wij getracht door variatie van de hoeveelheid zout, die in het gat in de onderkool gebracht werd, het aantal gasdeeltjes van het betreffende element in de boog zoo te kiezen, dat de te onderzoeken lijn nog goed meetbaar boven de ondergrond uitkwam, maar overigens zoo, dat de Q voor deze lijn zoo klein mogelijk was. De grootte Q kan tengevolge van die ondergrond niet willekeurig klein gemaakt worden, dus een geringe zelfabsorptie van eenige procenten kan niet vermeden worden. Het was niet steeds mogelijk onder de gunstigste omstandigheden te werken, daar het soms noodzakelijk was verschillende atoom- en ionlijnen van hetzelfde element, maar van verschillende sterkte, tegelijk te fotografeeren. Wij probeerden het intensiteitsverlies door zelfabsorptie klein te houden ten opzichte van andere fouten in de metingen, n.l. die van de fotografische methode en die tengevolge van de toepassing van de grafische analyse.

Aan de berekeningen van VAN DER HELD ligt ten grondslag, dat men te maken heeft met een gaslaag van constante temperatuur. In hoofdstuk I, § 3 hebben wij gezien (fig 1), dat de temperatuur in een doorsnede van de boogzuil praktisch constant is. Voorloopige metingen van REINDL, volgens de methode der lijnomkeering, omtrent de temperatuur in de omgeving van de boog, maakten het waarschijnlijk, dat de temperatuur aan de rand van de zuil snel daalt tot ongeveer de helft van de waarde in de zuil, maar daarbuiten veel langzamer gaat dalen over een afstand, die minstens gelijk is aan de boogdiameter. In deze cylinder met lagere temperatuur is de emissie te verwaarloozen ten opzichte van de emissie in de centrale zuil, voor de absorptie behoeft dit niet te gelden. Onderstellen wij nu, dat de partiële druk van het beschouwde gas, dw.z. van het gas, samengesteld uit de moleculen, de atomen, de ionen en

de moleculaire verbindingen van één element, constant is als functie van de afstand tot de as, dan geldt voor dit gas, evenals voor het geheele gasmengsel, de wet van GAY-LUSSAC. Hieruit volgt, dat wij in de cylinder om de zuil ongeveer tweemaal zooveel gasdeeltjes per cm^3 verwachten als in de zuil. Aanvankelijk zou men dus in deze cylinder zelfs een extra groote absorptie verwachten. Er zijn echter vele argumenten, die voor het tegendeel pleiten:

1. De relatieve bezetting der benedenniveaux van de betreffende lijnen bij die lagere temperatuur zal verminderd zijn en daarmee is de kans op absorptie sterk afgenomen (dit geldt niet voor de resonantielijnen van het atoom- en ionspectrum).
2. Bij lagere temperaturen zijn de grootste gedeelten van de ionen tot atomen en van de atomen tot moleculen gerecombineerd.
3. De convectie zal aanzienlijk sterker zijn dan de radiale diffusie der gasdeeltjes en de laatste zal zich niet zoover uitstrekken, dat de partiële druk tot ver buiten de as van de boog constant blijft.

Ook experimenteel hebben wij gevonden, dat de concentraties van de ionen en de atomen aan de rand van de boog en daarbuiten te verwaarloozen zijn ten opzichte van de concentraties in de eigenlijke zuil. Wij mogen dus verwachten, dat de absorptie in het koudere buitengebied van de zuil kleiner is dan de zelfabsorptie in de kern van de boog.

HOOFDSTUK III.

Grafische analyse ter bepaling van de emissie door elk afzonderlijk volume-element 7).

§ 1. *Inleiding.*

Wij
Uit de in hoofdstuk II, § 1 beschreven dwarsopname kunnen de intensiteitsverdelingen over de hoogte van de spectraallijnen gevonden worden. Voor een onderzoek van de radiale structuur moeten wij niet deze intensiteiten (oppervlakte-helderheden) kennen, maar de emissie per volume-eenheid in zônes op verschillende afstanden van de as van de boog. De hier bedoelde grafische analyse is een bewerking om uit deze intensiteiten de gezochte emissies te berekenen. Wanneer de boog cylinder-symmetrisch is en vrij van zelfabsorptie, dan is deze analyse een in beginsel exacte methode om de oppervlakte-helderheden in emissies per volume-eenheid om te zetten. De uitvoering met experimenteele gegevens leverde echter spoedig moeilijkheden op; daarom zullen wij, na bespreking van de methode zelf, ook een foutendiscussie in dit hoofdstuk geven. Onderzocht werden naast elkaar: ten eerste de fouten in het grafische werk en ten tweede de invloed van fouten in de experimenteele gegevens, waarvan wij uitgingen, op het resultaat van de grafische analyse.

§ 2. *Theoretische opzet.*

Wij beschouwen het intensiteitsverloop van een spectraallijn in een dwarsopname en onderstellen hierbij, dat er geen zelfabsorptie optrad, dat de boogontlading volmaakt cylinder-symmetrisch was en dat zij volkomen stil heeft gestaan gedurende de opname. Het genoemde intensiteitsverloop bij een spectraallijn is een beeld van de horizontale verdeling van de oppervlakte-helderheid, zooals de boog die heeft, als functie van de afstand x tot de lijn van symmetrie in de boog. Hierbij kijken wij naar die hoogte in de zuil, waar het beeld van de spectrograafspleet in de boog ligt. Uit het verloop van deze oppervlakte-helderheid $I(x)$ willen wij de relatieve

emissie per volume-eenheid $J(r)$ als functie van de afstand r tot de as van de zuil berekenen.

Wij denken ons hiertoe in een punt van het beeld van de spectrograafspleet in de boog een rechthoekig assenstelsel, waarvan de X -as samenvalt met het spleetbeeld (horizontaal), de IJ -as loodrecht staat op het vlak van de spleet en waarvan de Z -as dus vertikaal is. De experimenteel bepaalde functie $I(x)$ wordt nu

$$I(x) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J(r) dy = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} J(r) dy,$$

waarin $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Dit is een integraalvergelijking van het ABELSche type, die wordt opgelost door inversie.

$$J(r) = -2 \int_{x=r}^{\infty} \frac{I'(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx = -2 \int_{p=0}^{\infty} \frac{I'(x)}{x} dp, \quad (11)$$

waarin $p^2 = x^2 - r^2$, en $I'(x) = \frac{dI(x)}{dx}$.

Bij de praktische uitvoering gaan wij als volgt te werk: de gevonden intensiteitsverdeling over de hoogte van de spectraallijn zetten wij met behulp van de vergrooting van de afbeelding op de spleet van de spectrograaf en van die in de spectrograaf, om in de verdeling $I(x)$. Wij differentiëren daarna de functie $I(x)$ en bepalen het verloop van $\frac{I'(x)}{x}$.

De waarde van $J(r)$ voor zekere r verkrijgen wij door de functie $\frac{I'(x)}{x}$ voor alle waarden van $x \geq r$ opnieuw uit te zetten tegen $p = \sqrt{x^2 - r^2}$ en de verkregen figuur te planimetreeren. Door dit procédé voor een aantal waarden $r \geq 0$ uit te voeren, vinden wij dan het verloop van $J(r)$.

§ 3. Voorbeeld.

Door de atoom-, de ionlijnen en de CN-banden op ongeveer 15 tot 20 hoogten in de dispersierichting te fotometreeren, hebben wij voor deze lijnen, resp. banden de relatieve intensiteitsverdeling

$I(x)$ uit de dwarsopnamen bepaald. De afstand tusschen de hoogten, waarop deze lijnen werden gefotometreerd, was 0,03 tot 0,05 cm, de hoogte van de spleet van de fotometer kozen wij daarbij zoo, dat er geen overdekking plaats vond. Laat de kromme van figuur 8 de relatieve intensiteitsverdeling $I(x)$ zijn, zooals een atoomlijn

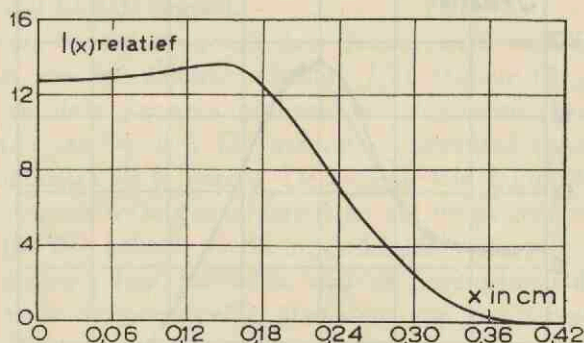


Fig. 8. Relatieve intensiteitsverdeling $I(x)$ van een atoomlijn.

van een gemakkelijk ioniseerbaar element (b.v. *Ba* of *Sr*) die kan opleveren. Van deze kromme hebben wij op 14 plaatsen $I'(x)/x$ bepaald en voor waarden van $x \geq r$ uitgezet tegen p . In figuur 9 hebben wij dit uitgevoerd voor $r = 0, 1, 2$ en 3 . Doet men dit voor alle waarden van r , waarvoor de integrand van nul verschilt, en plani-

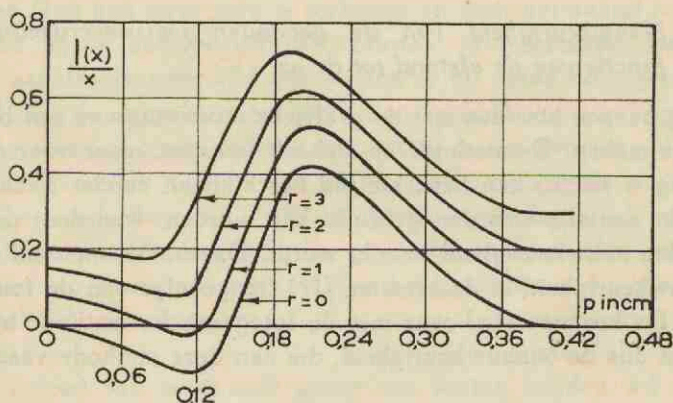


Fig. 9. Krommen van $\frac{I(x)}{x}$ als functie van p voor $r = 0, 1, 2$ en 3 .

De x -assen voor de krommen $r = 1, 2$ en 3 liggen bij $\frac{I(x)}{x} = 0,1, 0,2$ en $0,3$ van de kromme voor $r = 0$.

metreert men deze figuren, dan zijn de oppervlakten de relatieve emissies per volume-eenheid in de zônes $r = 0, 1, 2, 3$ enz. Het resultaat hiervan is uitgezet in figuur 10 (getrokken kromme).

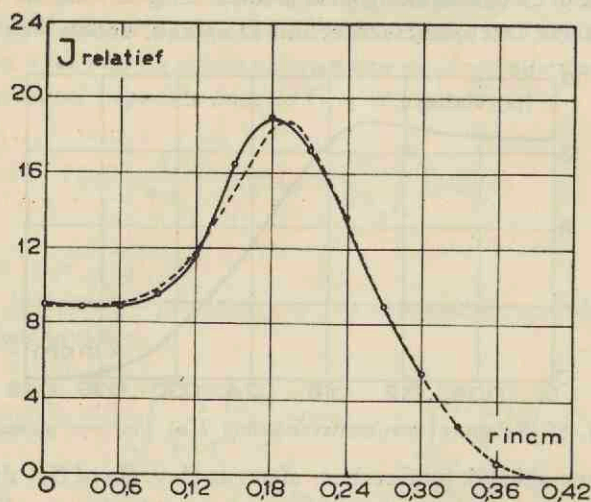


Fig. 10. De gestreepte kromme is de oorspronkelijke kromme $J(r)$, de door de $\circ \circ \circ$ getrokken kromme werd gevonden door toepassing van de grafische analyse op de door integratie van de oorspronkelijke kromme verkregen kromme.

§ 4. Nauwkeurigheid van de gevonden emissieverdeling als functie van de afstand tot de as.

Wij hebben hier dus met de grafische uitvoering van een berekening te maken. De methode op zichzelf is exact, maar voor de uitvoering is slechts een beperkte tijd beschikbaar, zoodat slechts een beperkt aantal r -waarden gebruikt kan worden, waardoor ook een beperkte nauwkeurigheid bereikt wordt. Daarnaast ontstond er een onnauwkeurigheid in de kromme $J(r)$, tengevolge van de fouten in $I(x)$. De kromme $I(x)$ was met de fotografische methode bepaald en had dus de onnauwkeurigheid, die aan deze methode vastzit.

Een indruk van de eerste groep van fouten kunnen wij verkrijgen door de gevonden kromme $J(r)$ grafisch te integreren en te vergelijken met de oorspronkelijke kromme $I(x)$. REMAN¹⁷⁾ vond, dat de zoo verkregen functie $I(x)$ ten hoogste 5 % afweek van de expe-

rimenteel gemeten functie, BRINKMAN⁷⁾ daarentegen geeft op, dat de verschillen tusschen de gemeten $I(x)$ en de uit $J(r)$ door integratie teruggevonden kromme minder dan 1 % bedragen. Bij toepassing van deze controle op één van de door ons uitgewerkte intensiteitsverdelingen werden fouten gevonden in overeenstemming met wat REMAN opgeeft.

Een betere beoordeling van deze fouten werd verkregen, door uit te gaan van een emissieverdeling $J(r)$ (figuur 10, gestreepte kromme) en deze kromme grafisch te integreren. Dat gaf de kromme $I(x)$ van figuur 8. De integratie is praktisch zonder fouten met de planimeter uit te voeren. De kromme van figuur 8 werd nu op de beschreven wijze geanalyseerd en gaf de getrokken kromme in figuur 10. Wij hebben bij dit ingewikkelde verloop in een enkel punt een grootere fout gevonden, dan de bovengenoemde auteurs opgeven, voor de gemiddelde afwijking van de oorspronkelijke kromme $J(r)$ echter ca. 3 %. De grootste afwijkingen liggen daar, waar de $I(x)$ de sterkste krommingen heeft. De grootste bron van fouten ligt dan ook in het differentiëren van de kromme $I(x)$. Bij een eenvoudiger intensiteitsverdeling, b.v. bij een atoomlijn met een minder uitgesproken minimum, een ionlijn of de intensiteitsverdeling van een band, zullen de afwijkingen zeker kleiner zijn. Het zou wel mogelijk zijn een grootere nauwkeurigheid te bereiken, door de kromme $I(x)$ met meer zorg te tekenen en door het aantal r -waarden, die bij de analyse gebruikt worden, te vergroten. Dit zou echter aanzienlijk meer tijd kosten dan er nu reeds nodig is (ca. 2 uur) om de experimenteel gevonden intensiteitsverdeling over de hoogten van de spectraallijn om te zetten in een emissieverdeling over de zónes. De invloed van de tweede groep fouten n.l. in de intensiteitsverdeling $I(x)$ op de emissieverdeling $J(r)$ is veel belangrijker dan de fouten in de grafische analyse. Het had dan ook geen zin de nauwkeurigheid van het grafische werk ten koste van veel tijd te vergroten.

De invloed van de tweede groep van fouten konden wij op de volgende manier nagaan. Als wij rekening hielden met een fout van ca. 5 % in de punten, die $I(x)$ bepalen, dan was het mogelijk „door” deze experimenteel verkregen punten een verzameling krommen $I(x)$ aan te brengen, die belangrijk verschillende $J(r)$ verdee-

lingen geven. Als voorbeeld hebben wij in figuur 11a door de punten van een atoomlijn twee wat extreem gekozen krommen getrokken. In figuur 11b zijn de daarbij behorende relatieve krommen $J(r)$ geteekend. Wij zien, dat zoowel de waarde in het midden als ook de breedte van het maximum in de beide krommen $J(r)$ aanzienlijk verschillen. Het is in het algemeen niet mogelijk te zeggen, welke van de krommen de werkelijke intensiteitsverdeling het meest nabij komt. Hoe lager het bovenniveau van een overgang ligt, des te sterker vertoont de lijn een inzinking in de intensiteits-

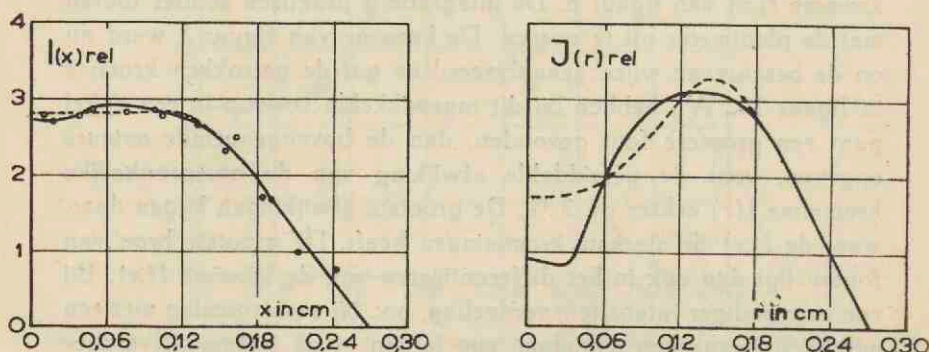


Fig. 11a en 11b. Twee krommen $I(x)$ door dezelfde punten en de daarbij behorende krommen $J(r)$.

verdeling. Het was dan ook noodzakelijk bij de later te beschrijven berekeningen met resonantielijnen van atoomspectra (zie hoofdstuk VI) rekening te houden met de invloed van de onzekerheid van de krommen door de gemeten punten van $I(x)$. Een plaatselijke fout in $I(x)$ veroorzaakt bovendien een fout in $J(r)$, die systematisch aandoet, doordat hij zich uitstrekt over een gebied van r . Bij de toetsing van de formule van SAHA in het centrale deel van de boog, waarbij wij de centrale waarde van $J(r)$ moeten kennen, zal een middelen van de $J(r)$ waarden over een centraal gebiedje van r , deze beide soorten fouten eenigszins kunnen opheffen.

HOOFDSTUK IV.

De bezetting van de energieniveaux als functie van de afstand tot de as van de zuil van de boog en de bepaling van enkele relatieve overgangswaarschijnlijkheden in de spectra van Ba I en Ba II.

§ 1. *Methode om de niveaubezetting volgens BOLTZMANN te toetsen.*

Wanneer er, zooals verwacht mag worden, (zie hoofdstuk I, § 1) een bezetting der niveaux volgens de wet van BOLTZMANN is, moet het verloop van de temperatuur over de diameter op grond van de bezetting afgeleid uit combinaties van lijnen van verschillend bovenniveau, hetzelfde zijn en gelijk zijn aan het uit de banden bepaalde. Uit de dwarsopnamen (zie hoofdstuk II, § 1) vonden wij de intensiteitsverdeling $I(x)$ van ieder van de banden van de sequentie $\Delta\nu = 0$ van CN ($\lambda = 3883 \text{ \AA}$ enz.), en daaruit met de grafische analyse de emissieverdeling $J(r)$. Uit de verhouding $J(r)_{1-1}/J(r)_{0-0}$ is, indien de wet van BOLTZMANN voor de bezetting der niveaux geldt, de temperatuur als functie van r te bepalen *).

De dwarsopnamen leverden ons ook de intensiteitsverdeling $I(x)$ van de atoom- en de ionlijnen en dus ook hun emissieverdeling $J(r)$. Wanneer de wet van BOLTZMANN geldt, is ook uit de emissieverdeling van twee ion- of atoomlijnen met verschillende bovenniveaux (i en j) de temperatuur $T(r)$ te berekenen.

$$T(r) = \frac{T(0)}{1 + \frac{k T(0)}{E_i - E_j} \ln \frac{J^i(0)}{J^i(r)} \bigg/ \frac{J^j(0)}{J^j(r)}} \quad (12)$$

Hierbij moet bovendien de centrale temperatuur $T(0)$ bekend zijn. Ofschoon dit misschien niet de fraaiste methode is om tem-

*) Tusschen de verhouding $J(r)_{1-1}/J(r)_{0-0}$ en de temperatuur bestaat een verband, dat berekend is door BRINKMAN ⁷⁾. Deze berekening is kort geleden herhaald door SPIER en SMIT-MIESEN ¹⁸⁾. Door ons werd bij de temperatuursbepaling gebruik gemaakt van de laatste berekening, en wel van de eerste methode met $b = 8$.

peratuursverloopen, bepaald uit verschillende lijnencombinaties, te vergelijken, hebben wij deze toch gekozen, omdat voor toetsing van de formule van SAHA het verloop van $T(r)$ en niet dat van b.v. $1/T(r)$ bepaald moest worden. Bij het bepalen van het relatieve verloop van $1/T(r)$ behoeft men de centrale temperatuur niet te kennen. In het algemeen ligt het vergelijken van dit verloop dus meer voor de hand.

§ 2. *Experimenteele toetsing van de wet van BOLTZMANN in de wisselstroomboog.*

Daar het de bedoeling was met behulp van deze opnamen ook de formule van SAHA te toetsen, werd in de boog het element Ba gebracht, waarvan verschillende ion- en atoomlijnen goed meetbaar waren. Gebruikt werd de reeds beschreven verticale boog tusschen koelelectroden brandend in lucht van 1 atm. Onderzocht werd het verloop van Ba-lijnen in een wisselstroomboog (50 Hz) met een stroomsterkte van ca. 7 Amp. eff. en in de maximum phase van de stroom. De diameter der kolen was ca. 4 mm; in de onderste was een axiale boring aangebracht van 1 mm diam. In de boring werd een vulling gebracht, die bestond uit 9 % (gewichtsprocenten) $\text{Ba}(\text{OH})_2$, 10 % ZnO en voor de rest NaCl. Opdat geen overmatige zelfabsorptie zou optreden, moest de Ba-concentratie in de zuil laag gehouden worden. Hiertoe werd het ZnO toegevoegd, want een kleinere boring dan de gebruikte was technisch moeilijk realiseerbaar. Ten slotte werd aan de vulling NaCl toegevoegd. Brengt men n.l. een zout van een gemakkelijk ioniseerbaar element, zooals Na in de boog, dan daalt de temperatuur, omdat dan reeds bij lagere temperatuur de thermische ionisatie een electronendichtheid levert, welke voldoende is voor de instandhouding van de ontlading. Een verlaagde temperatuur was in ons geval noodzakelijk om een te groote ionisatie van het Ba te voorkomen, tevens werd hierbij het voordeel verkregen, dat de lijnen en de banden tegelijk met een behoorlijk meetbare zwarting op de plaat kwamen, zoodat zij zonder filters of verzwakkers gemeten konden worden. Uit de bepaling van de grootheid Q , die een maat is voor de zelfabsorptie (zie hoofdstuk II, § 4), bleek het intensiteitsverlies voor de meeste lijnen kleiner dan 7 % te zijn.

Eerst werd het temperatuursverloop uit de banden bepaald. Bij deze bepaling werd de emissieverdeeling van de banden verkregen door de overeenkomstige intensiteitsverdeling van de banden uit drie verschillende opnamen op elkaar te passen en op het resultaat de grafische analyse toe te passen (zie fig. 12). Voor de tempera-

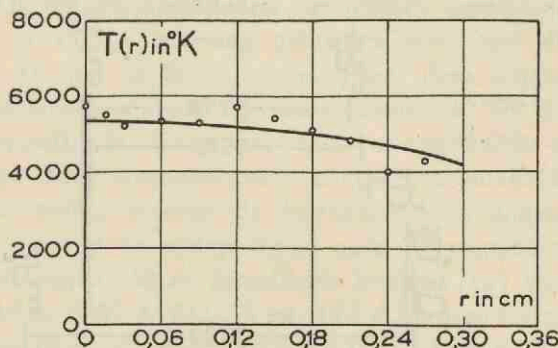


Fig. 12. Het radiale temperatuursverloop in een wisselstroomboog bepaald uit de intensiteitsverhouding van CN-banden $\lambda = 3883 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3871 \text{ \AA}$.

tuursbepaling uit lijnen werden, naast de hierboven uit de banden gevonden waarde van $T(0)$, gebruikt de lijnen (zie fig. 13) $5777,67 \text{ \AA}$; $5519,10 \text{ \AA}$; $3993,40 \text{ \AA}$; $3909,92 \text{ \AA}$; $5826,30 \text{ \AA}$; $6063,12 \text{ \AA}$; $5997,09 \text{ \AA}$; $6019,47 \text{ \AA}$ en $6110,79 \text{ \AA}$. Hierbij zijn verschillende lijnen, die van even hoog bovenniveau afkomstig zijn. De intensiteitsverdelingen $I(x)$ van deze lijnen moeten gelijk zijn. Om dit te toetsen werden ze op dezelfde schaal uitgezet en vergeleken. Daar deze verdelingen binnen de te verwachten fouten gelijk bleken te zijn, konden wij er mee volstaan bij zulke lijnen alleen op de gemiddelde intensiteitsverdeling de grafische analyse toe te passen om de emissieverdeling te bepalen. De lijnen $6111 \text{ \AA}$ en $6063 \text{ \AA}$ hebben even hoge bovenniveaux als $6019 \text{ \AA}$ en $5997 \text{ \AA}$, de lijn $5519 \text{ \AA}$ als $5778 \text{ \AA}$ en tenslotte $3910 \text{ \AA}$ dezelfde niveauhoogte als $3993 \text{ \AA}$. De toevallige afwijking van de gemiddelde kromme voor de intensiteitsverdeling van de lijnen $3910 \text{ \AA}$ en $3993 \text{ \AA}$ was minder dan 3 %. Bij de intensiteitsverdelingen van de lijnen $5519 \text{ \AA}$ en $5778 \text{ \AA}$ was de gemiddelde afwijking van de gemiddelde kromme minder dan 8 %. Volgens de schattingen van de zelfabsorptie voor de lijnen $6111 \text{ \AA}$ en $6063 \text{ \AA}$ was de intensiteitsvermindering tengevolge van

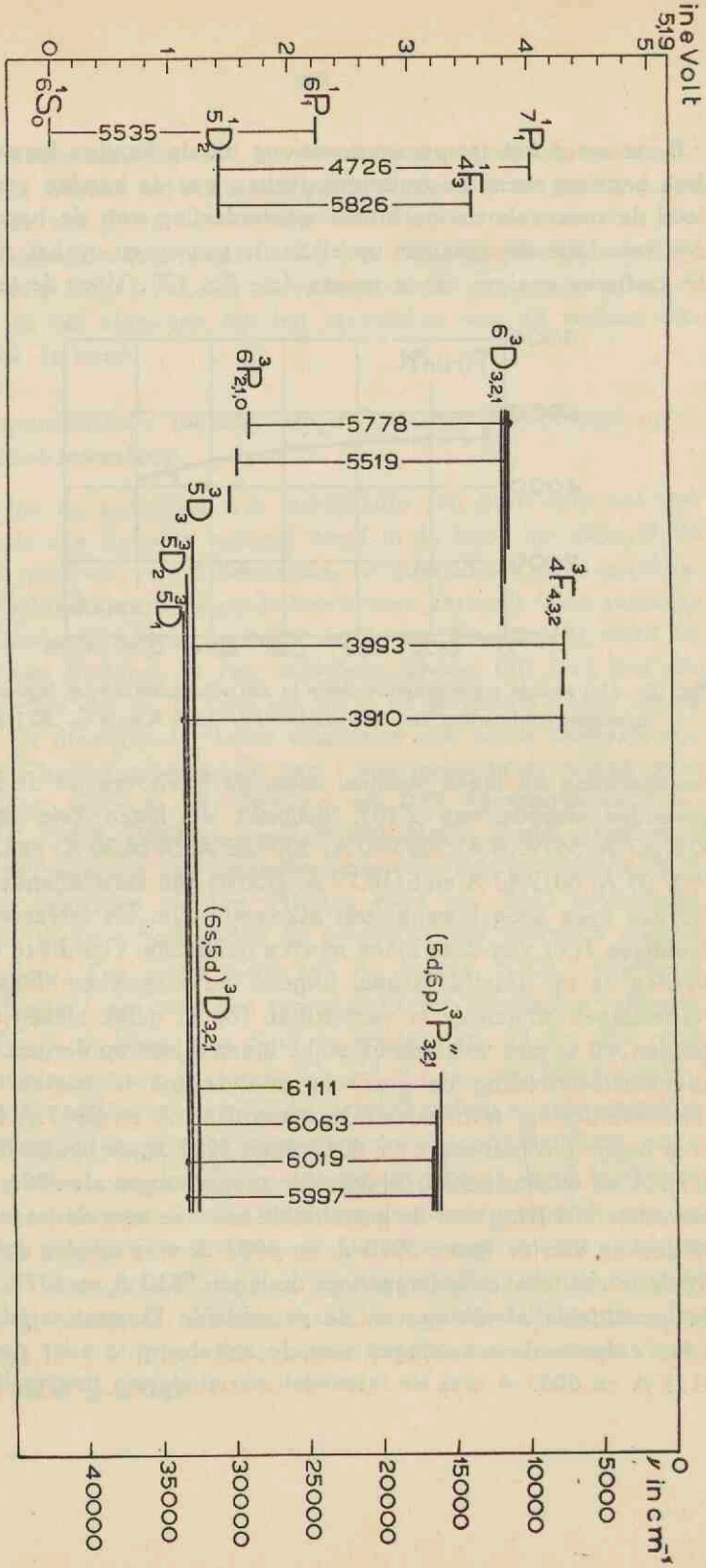


Fig. 13. Niveauschema van Barium I.

De getallen in de lijnen geven in Ångström-eenheden de golflengten aan van de bij de betreffende overgangen behorende spectraallijnen.

deze absorptie in het midden van de boog, waar zij maximaal is, resp. minder dan 13 % en minder dan 11 %. Toch was de intensiteitsverdeling van deze lijnen binnen de meetfout gelijk aan die van de andere lijnen (6019 Å en 5997 Å) met even hoge bovenniveaux. Daar bij de schatting van de zelfabsorptie de gebruikte botsingsdoorsneden der atomen geminoreerd zijn en aangezien er slechts rekening gehouden werd met de Dopplerlijnbreedte en met de botsingdemping gaf deze schatting een te sterke intensiteitsvermindering door absorptie. De zelfabsorptie van de betreffende lijnen zal zeer waarschijnlijk minder bedragen dan het bovengenoemde aantal procenten. Dit is dan ook o.i. de reden, waarom de intensiteitsverdelingen van deze lijnen met die van de andere lijnen goed overeenkomen. De toevallige afwijkingen van de gemiddelde kromme $I(x)$ voor deze vier lijnen (6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å) waren kleiner dan 8 %. Zoowel voor de bovengenoemde lijnen (5519 Å en 5778 Å) als voor deze lijnen (6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å) werden in een andere, soortgelijke opname afwijkingen van de gemiddelde kromme gevonden, die van dezelfde grootte waren als bij de boven beschreven opname. Ook de onderlinge verhouding bleek in overeenstemming te zijn (zie tabel II). De genoemde afwijkingen zijn van de orde van grootte van de fout, veroorzaakt door de gekorreldeheid van de fotografische plaat, welke bij deze metingen groter was dan gewoonlijk, daar met een zeer lage fotometerspleet gewerkt moest worden. Het temperatuursverloop werd bepaald uit de volgende combinaties: 1e. de gemiddelde intensiteitsverdeling van 5519 Å en 5778 Å met die van 6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å; 2e. 5826 Å vergeleken met laatstgenoemde gemiddelde kromme; 3e. 3993 Å vergeleken met dezelfde gemiddelde kromme; 4e. de gemiddelde kromme van 5519 Å en 5778 Å vergeleken met 3993 Å. De verschillen in hoogten van de bovenniveaux waren bij deze combinaties resp. 0,55eV, 0,37eV, 1,11eV en 0,46eV. Wat dit betreft verwachten wij dus van de derde combinatie de grootste en van de tweede de geringste nauwkeurigheid; een groter verschil dan 1,11eV was bij de gemeten lijnen niet beschikbaar. Vergelijken wij de resultaten (fig. 14) met het temperatuursverloop volgens de banden (fig. 12) en uit dezelfde opname bepaald, dan blijkt er voldoende overeenstemming te zijn en wel des te beter naarmate het

niveaunderschil van de combinaties grooter is. Uit de toevallige fouten in de metingen, gecombineerd met de grafische analyse (zie hoofdstuk III), zijn de bestaande afwijkingen te verklaren.

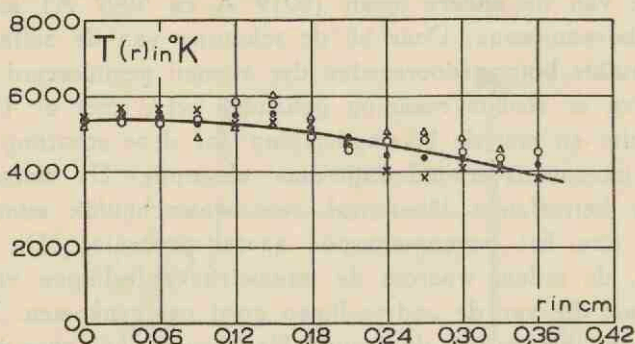


Fig. 14. Het radiale temperatuursverloop in een wisselstroomboog, bepaald uit de emissie-verdeelingen van atoomlijnen.

- o 5519 Å en 5778 Å met 6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å
- △ 5826 Å met 6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å
- x 3993 Å met 6019 Å, 5997 Å, 6111 Å en 6063 Å
- . 5519 Å en 5778 Å met 3993 Å

§ 3. Experimenteele toetsing van de wet van BOLTZMANN in de gelijkstroomboog.

In de gelijkstroomboog werd het temperatuursverloop bepaald met behulp van atoomlijnen en met behulp van ionlijnen. Het bepalen van het temperatuursverloop uit de banden is n.l. zeer bewerkelijk, terwijl het resultaat slechts over een kleiner gebied even betrouwbaar is als dat der lijnen, omdat de banden immers in het centrum der boog sterk worden uitgezonden en naar de rand van de boog snel in intensiteit afnemen. Bovendien is het mogelijk op een eenvoudige wijze n.l. zonder het radiale verloop te bepalen (zie hoofdstuk V, § 2) uit de banden de ware temperatuur in het centrum te vinden, zoodat met behulp daarvan uit atoom- en ionlijnen met onbekende overgangswaarschijnlijkheden toch het ware temperatuursverloop (formule (12)) gevonden kan worden. Onderzocht werd een gelijkstroomboog, weer brandend in lucht van 1 atm. met een stroomsterkte van ca. 7 Amp. en een lengte van 7 mm. De diameter der kolen was ca. 4 mm, in de onderste (de kathode)

was de axiale boring aangebracht van 1 mm diameter met een vulling van 10 % $\text{Ba}(\text{OH})_2$, 40 % ZnO en verder NaCl . De motivering van de vulling is dezelfde als bij de wisselstroomboog (zie § 2). Voor de bepaling van het temperatuursverloop over de diameter werden gebruikt de atoomlijnen $\lambda = 4726,45 \text{ \AA}$ en $3993,79 \text{ \AA}$ (niveauverschil $0,26\text{eV}$) en de ionlijnen (zie fig. 15) $\lambda = 4524,95 \text{ \AA}$

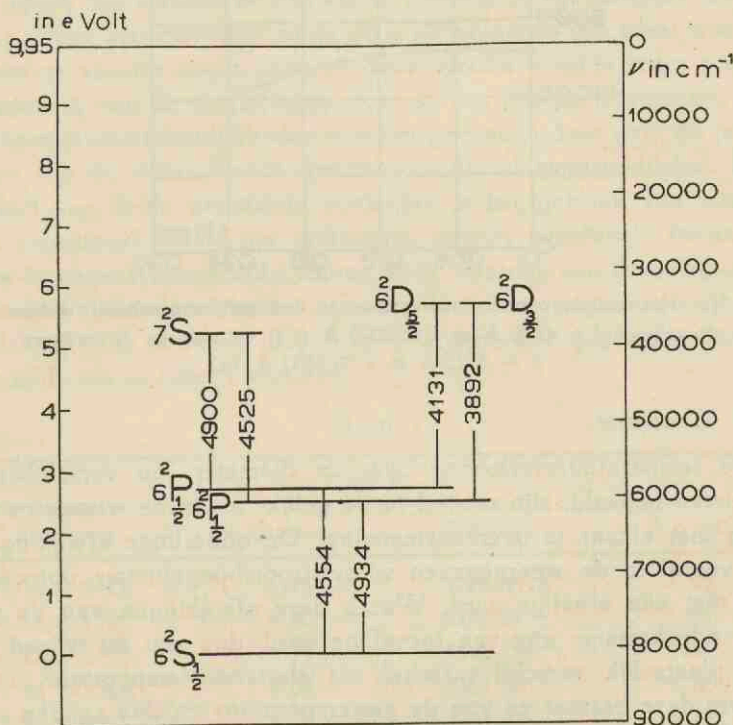


Fig. 15. Niveauschema van Barium II.

De getallen in de lijnen geven in Ångström-eenheden de golflengten aan van de bij de betreffende overgangen behorende spectraallijnen.

en $3891,79 \text{ \AA}$ (niveauverschil $0,45\text{eV}$). De ionlijn $3892 \text{ \AA}$ had volgens de schatting van de grootheid Q verreweg het sterkste intensiteitsverlies door zelfabsorptie en wel in het centrum ca. 10 %. Daar wij echter bij de wisselstroomboog gezien hebben, dat zelfs een intensiteitsverlies van 13 % geen merkbare invloed op de intensiteitsverdeling had, verwachten wij, dat ook thans de tempera-

tuursverdeling niet noemenswaard verteevend is. Het niveauverschil bij deze lijnencombinaties is klein; wij mogen dus geen groote nauwkeurigheid verwachten; toch bestaat er hier goede overeenstemming tusschen de beide metingen (fig. 16).

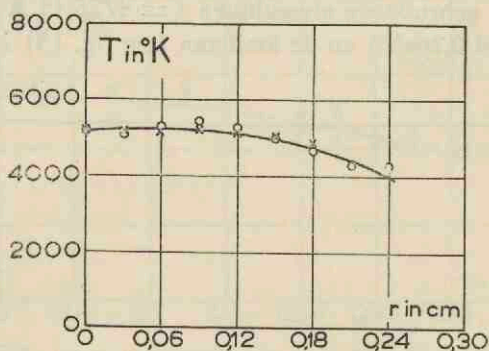


Fig. 16. Het radiale temperatuursverloop in den gelijkstroomboog, volgens de atoomlijnen $\lambda = 4726 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ (○) en volgens de ionlijnen $\lambda = 4525 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3892 \text{ \AA}$ (x).

§ 4. Conclusie.

De temperatuursverloopen over de diameter, op verschillende manieren bepaald, zijn zoowel in de gelijk- als in de wisselstroomboog met elkaar in overeenstemming. De onderlinge afwijkingen, die vooral in de weergegeven wisselstroomboogopname optreden, zijn niet van ernstige aard. Waren deze afwijkingen van de geteekende kromme niet van toevallige aard, dan zou dit wijzen op een plaatselijk verschil tusschen de electronentemperatuur, voor zoover deze bestaat en van de gastemperatuur en dan zouden ook de afwijkingen toe moeten nemen met het hooger worden van het bovenniveau en dit is juist niet het geval (zie fig. 14). De bezetting der niveaus wordt dus in het grootste gedeelte van de zuil van de gelijk- en de wisselstroomboog, uitgezonderd misschien aan de rand, beschreven door de wet van BOLTZMANN.

§ 5. Bepaling van eenige relatieve overgangswaarschijnlijkheden in de spectra van Ba I en Ba II.

Uit de in § 2 en § 3 van dit hoofdstuk beschreven experimenten, welke een bevestiging gaven van de wet van BOLTZMANN, konden

wij bovendien nog eenige relatieve overgangswaarschijnlijkheden bepalen. Deze overgangswaarschijnlijkheden konden bij iedere waarde van r bepaald worden, terwijl het eindresultaat door middelen over deze waarden werd verkregen. Deze wijze van middelen is in beginsel, d.w.z. afgezien van de fouten in de grafische analyse, equivalent met de meer gebruikelijke methode, die echter alleen toegepast kan worden bij een kleine ionisatie in het centrum van de boog. Deze gebruikelijker methode is als volgt: op één plaat worden meerdere spectra opgenomen en deze spectra worden ieder zonder toepassing van de grafische analyse op één hoogte uitgemeten. De overgangswaarschijnlijkheden worden gevonden door over de resultaten van de verschillende spectra van die plaat te middelen. Een nadeel van beide genoemde methoden is het gebruik van slechts één zwartingskromme per golflengte, zoodat eventueele fouten in deze kromme systematische fouten in de waarden van de overgangswaarschijnlijkheden kunnen geven. De overgangswaarschijnlijkheden, die uit de reeds in § 2 en § 3 gebruikte gegevens werden bepaald, zijn in tabel I vermeld.

TABEL I.

Ba I			
Overgang	Bovenniveau	Golflengte	A.g rel.
$7^1P_1 - 5^1D_2$	4.15 eV	4726.45 Å	1.44
$6^3D_3 - 6^3P_2$	3.80	5777.67	5.65
$6^3D_2 - 6^3P_1$	3.79	5519.10	3.41
$4^3F_4 - 5^3D_3$	4.26	3993.40	4.27
$4^3F_2 - 5^3D_1$	4.26	3909.92	1.29
$4^1F_3 - 5^1D_2$	3.52	5826.30	1.98
$6^3P_2'' - 5^3D_2$	3.16	6063.12	1.95
$6^3P_2'' - 5^3D_1$	3.16	5997.09	0.84
$6^3P_1'' - 5^3D_1$	3.15	6019.47	1.00
$6^3P_3'' - 5^3D_3$	3.14	6110.79	3.06

Ba II

$7^2S - 6^2P_1$	5.20	4899.97	1.74
$7^2S - 6^2P_2$	5.20	4524.95	1.00
$6^2D_2 - 6^2P_2$	5.65	3891.79	6.49

Wij geven nog een overzicht van de grootste afwijkingen van een punt t.o.v. het gemiddelde en de middelbare fouten van het gemiddelde, omdat zij een maat zijn voor de toevallige fout in de bepaling. Bij de lijnen 6111 Å en 6063 is voor de intensiteitsvermindering (zie blz. 35) door zelfabsorptie gecorrigeerd. Tabel II.

TABEL II.

Ba I				
			Grootste afwijking van een punt t.o.v. het gemiddelde	Middelbare fout van het gemiddelde
4726 gemeten t.o.v. 3910 in de gelijkstr. bg			7 0/0	1.2 0/0
5778	6019 in de wisselstr. bg I		7 0/0	1.6 0/0
5519	5778	I en II	8 0/0 2 0/0	1.1 0/0 0.3 0/0
3993	6019	I	13 0/0	2.5 0/0
3910	3993	II	4 0/0	0.75 0/0
5826	6019	I	8.5 0/0	1.3 0/0
6063	6019	I en II	5.5 0/0 8 0/0	0.5 0/0 1.7 0/0
5997	6019	I en II	6.5 0/0 8 0/0	1.3 0/0 2.8 0/0
6111	6019	I en II	4.5 0/0 8 0/0	0.5 0/0 1.0 0/0
Ba II				
4900	4525	I	7 0/0	1.6 0/0
3892	4525	I	5 0/0	0.6 0/0

HOOFDSTUK V.

De formule van SAHA en de bepaling van de grootheden, die noodig zijn om haar geldigheid in het centrale gedeelte van de boogontlading te toetsen.

§ 1. *Formule van SAHA.*

De formule van SAHA (formule 4) luidt:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{(2 \pi m k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\chi}{kT}} \cdot 2 \frac{U_i(T)}{U_a(T)} \dots (4)$$

De grootheden n_i , n_e en n_a van het eerste lid van de formule en T van het tweede lid zijn in ons geval onbekenden en zullen bepaald moeten worden. Het aantal ionen en atomen is echter niet direct experimenteel te bepalen.

In hoofdstuk IV zagen wij, dat de bezetting der niveaus in de boog bepaald wordt door de wet van BOLTZMANN. De sterkte van een emissielijn in het spectrum van een atoom of een ion en in het beschouwde volume-element wordt dus gegeven door:

$$J = A h \nu n \frac{g e^{-\frac{E}{kT}}}{U(T)} \dots (13)$$

Hierin is J de alzijdige emissie (erg/cm³ sec.).

Eliminatie van n_i en n_a uit (13) en (4) geeft voor een bepaalde atoom- en een bepaalde ionlijn van één element:

$$\frac{A_a J_i g_a \lambda_a}{A_i J_a g_i \lambda_i} n_e = 2 \left(\frac{2 \pi m}{h} \right)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\chi + E_i - E_a}{kT}} \dots (14)$$

*E_i en E_a
rekend van
grondtoe
ion, resp.*

Wanneer de theorie van ORNSTEIN en BRINKMAN over het mechanisme van de boogontlading juist is, geldt deze vergelijking

*) Deze vergelijking is door combinatie van de vergelijkingen (3) en (9) verkregen en geldt zoowel voor de intensiteit van een atoomlijn als voor die van een ionlijn. De indices a en i geven resp. de betreffende grootheden voor het atoom en het ion aan.

voor elk volume-element van de boog. Wij zullen hem allereerst experimenteel toetsen in het centrale gedeelte van de boogontlading.

Het tweede lid van de vergelijking is voor bepaalde lijnen van een bepaald element en zijn ion een bekende functie van de temperatuur. De toetsing komt dus neer op de bepaling uit experimentele of theoretische gegevens van de vier grootheden T , J_i/J_a , A_i/A_a en n_e .

§ 2. *Bepaling van de temperatuur in het centrum.*

De temperatuur in de boogzuil werd bepaald uit de intensiteitsverhouding van de banden van één sequentie, n.l. $\Delta\nu = 0$ ($\lambda = 3883\text{\AA}$ enz.) van CN.

De temperatuur in het centrum wordt echter niet direct door de gemeten banden gegeven *). De temperatuur, die direct uit de gemeten intensiteitsverhouding bepaald wordt, is in zekeren zin een gemiddelde boogtemperatuur; de centrale temperatuur is hoger. Om de temperatuur in het centrum te bepalen, moet men in principe steeds, door toepassing van de grafische analyse op iedere band afzonderlijk, de emissies van deze banden in het centrum berekenen en uit de verhouding van deze emissies de temperatuur bepalen. In de praktijk kan men met een eenvoudiger methode volstaan. Het bleek n.l., dat het verschil van de ware temperatuur in het centrum en de temperatuur, die zonder toepassing van de grafische analyse (dus direct uit de intensiteitsverhouding) bepaald werd, steeds ongeveer even groot was. Dit verschil hebben wij bepaald voor eenige temperatuursverdelingen en wij vonden steeds $100^\circ \pm 25^\circ \text{K}$. Het verschil bleek bovendien zeer weinig te veranderen, wanneer bij dezelfde relatieve temperatuursverdeling de centrale temperatuur 500° hoger of lager aangenomen werd.

Een onnauwkeurigheid van 25°K in dit bedrag is klein t. o. v. de fout in de temperatuursbepaling zelf. Deze bedraagt ongeveer 150°K . De centrale temperatuur werd daarom niet met de bovengenoemde bewerkelijke methode bepaald, maar door op b.v. twee of drie punten in het centrale gedeelte van het beeld van de zuil de temperatuur direct uit de intensiteiten te bepalen, het rekenkundig gemiddelde hiervan als de „gemiddelde” temperatuur in de boven-

*) Het gebruikte procédé is ook reeds beschreven door KERSTEN¹⁹⁾.

beschreven zin te beschouwen en deze waarde met 100°K te verhoogen. De resultaten van deze temperatuursbepaling worden vermeld in tabel VII van hoofdstuk VI.

§ 3. *Bepaling van de emissieverhouding J_i/J_a in het centrum.*

Uit de intensiteitsverdeling van een spectraallijn in een dwarsopname (hoofdstuk II, § 1) werd dus met behulp van de grafische analyse de emissieverdeling bij de betreffende golflengte als functie van de afstand tot de as verkregen. De toepassing van de grafische analyse op de intensiteitsverdelingen van ionlijnen bood geen bijzondere moeilijkheden, die bij de atoomlijnen daarentegen wel.

De centrale inzinking in de intensiteitsverdeling $I_a(x)$ van een atoomlijn, die voor kleine x optreedt, is afhankelijk van de temperatuur en wordt meer uitgesproken als de temperatuur en dus de ionisatie in het centrum hooger wordt. Vooral bij de atoomresonantie-lijnen bleek, bij de door ons aanvankelijk gebruikte temperatuur (ca. 5000°K), tengevolge van die inzinking, de onnauwkeurigheid in de bepaling van $J_a(0)$ aanzienlijk te zijn. Bij de toetsing van de formule van SAHA is met deze onnauwkeurigheid rekening gehouden, door voor iedere opname zoo goed mogelijk de marge te bepalen, waarbinnen $J_a(0)$ gelegen moet zijn. Een maat hiervoor verkregen wij door rekening te houden met de onnauwkeurigheid in de punten, die $I_a(x)$ bepalen en door zoodanige krommen „door” deze punten te teekenen, dat wij als resultaat van de grafische analyse een zoo groot mogelijke en een zoo klein mogelijke waarde van $J_a(0)$ mochten verwachten (zie fig. 11a en 11b).

Bij de later toegepaste lagere hoogtemperatuur van ca. 4200°K is de inzinking niet zoo uitgesproken als bij de eerst gebruikte temperatuur (ca. 5000°K); de nauwkeurigheid in de bepaling van $J_a(0)$ is dan grooter en van dezelfde orde van grootte als bij de ionlijnen. Daarom werden hier geen marges voor $J_a(0)$ bepaald, waardoor de bewerking belangrijk minder tijd kostte.

Als „emissie in het centrale gedeelte” werd gebruikt het gemiddelde van de emissies over een gebiedje van ca. $\frac{3}{4}$ mm diameter in dit gedeelte van de boog *). Het quotient van deze gemiddelden voor

*) Middelen over $\frac{3}{4}$ mm is vrij willekeurig; het is mogelijk, dat een mid-delen over een grooter gebied de onzekerheid, door de inzinking veroorzaakt,

deeling van de waarden over dit gebied heeft een maximum bij $f = 1,20$ met een spreiding van $\pm 0,15$.

Tabel III geeft de A -waarden, welke correspondeeren met de genoemde f -waarden:

TABEL III.

f_a^{res}	A_a^{res} voor Sr	A_a^{res} voor Ba
1.05	$1.11 \cdot 10^8$	$0.77 \cdot 10^8$
1.20	$1.27 \cdot 10^8$	$0.88 \cdot 10^8$
1.35	$1.42 \cdot 10^8$	$0.99 \cdot 10^8$

We zullen de gemiddelde waarden voor Sr en Ba gebruiken.

b. Berekening van A_i voor de resonantielijnen van Sr II en Ba II.

Van de overgangswaarschijnlijkheden der resonantielijnen van het Sr- en Ba-ion of verwante ionen zijn geen gemeten waarden beschikbaar, daarom hebben wij ons hier moeten beperken tot een schatting op grond van den f -somregel van THOMAS, REICHE en KUHN ²¹⁾, aangevuld met de 2 : 1-verhouding voor de intensiteiten van de lijnen van het doublet.

De f -som regel luidt:

$$\sum_i f_i = Z \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (16)$$

waarin $\sum_i f_i = Z$ de algebraïsche som is van de oscillatorsterkten van alle overgangen van of naar hogere of lagere energieniveaux en Z een constante, die gelijk is aan het aantal vrije electronen.

Met $Z = 1$ leidt dit tot:

Sr II	Ba II
$A_{4078} = 1,30 \cdot 10^8$	$A_{4554} = 0,98 \cdot 10^8$
$A_{4216} = 1,34 \cdot 10^8$	$A_{4934} = 1,06 \cdot 10^8$

Wij hebben hierbij de bijdragen tot de f -som van overgangen van hogere niveaux en van het continuüm verwaarloosd. Deze bijdragen zijn zeer waarschijnlijk klein. De metingen en schattingen hierover door VAN DER HELD ¹⁵⁾ en HEIERMAN ²²⁾ voor alkali-atomen (analoog geval) gedaan, bevestigen deze verwachting.

De toetsing van de formule van SAHA werd uitgevoerd met de volgende lijnen:

Sr I: $\lambda = 4607 \text{ \AA}$

Sr II: $\lambda = 4078 \text{ \AA}$

Ba I: $\lambda = 5536 \text{ \AA}$

Ba II: $\lambda = 4934 \text{ \AA}$

De Sr II lijn $4078 \text{ \AA}$ hebben wij gekozen, omdat de andere resonantielijnen $4216 \text{ \AA}$ juist op het maximum van de eerste band van de sequentie $\Delta n = -1$ ($\lambda = 4216 \text{ \AA}$) van CN ligt en daardoor moeilijk te meten is. Wanneer dit bezwaar niet bestond, hadden wij evenals bij Ba de ionlijn gekozen, die op de plaat het dichtst bij de atoomlijn gelegen is, om eventuele fouten door verschil in golflengte zooveel mogelijk te beperken.

c. Bepaling van A_i/A_a .

Voor deze lijnen hebben wij de waarden van A_i/A_a uit de bovenstaande gegevens berekend. Ondersteld mag worden, dat de waarden van A_i/A_a niet buiten de aangegeven grenzen liggen. Zie tabel IV.

TABEL IV.

f_a^{res}	A_i/A_a voor Sr	A_i/A_a voor Ba
1,05	1,17	1,38
1,20	1,03	1,20
1,35	0,91	1,07

De lijnen $4607 \text{ \AA}$ en $4078 \text{ \AA}$ komen ook voor in het spectrum van de zon. Het is mogelijk uit de sterkten van deze absorptielijnen een schatting te maken van A_i/A_a . Men vindt dan dat $0,21 \leq A_i/A_a \leq 0,49$. Bij deze schatting moeten o.a. veronderstellingen gemaakt worden omtrent de diepte in het zonneliĳchaam, waarop deze lijnen worden uitgezonden, omtrent de absorptie van deze lijnen door het gas van de zon zelf en omtrent de verhouding van het aantal waterstofatomen tot het aantal metaalatomen per volume-eenheid. Wij mogen dan ook niet meer verwachten, dan dat deze waarde en de door ons gevonden waarde van dezelfde orde van grootte zijn *).

§ 5. Bepaling van de electronenconcentratie (n_e) in het centrum.

a. Afleiding van de formule voor de totale elektrische stroom.

De electronenstroom bepaalt voor meer dan 99 % de stroom-

*) W. J. CLAAS was zoo vriendelijk deze schatting voor mij uit te voeren.

dichtheid $I(r)$, omdat de beweeglijkheid van de electronen μ_e groot is vergeleken met die der ionen, zoodat geldt:

$$I(r) = n_e(r) e E \mu_e, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

waarin: n_e = het aantal electronen per cm^3 .

e = de lading van het electron.

E = de electrische veldsterkte.

Volgens COMPTON en LANGMUIR²³⁾ geldt:

$$\mu_e = \frac{0,921 e \lambda_e}{\sqrt{3 k T m}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

waarin: de gemiddelde vrije weglengte, λ_e , gedefinieerd is als

$\left(\sum_i n_i \sigma_i^2\right)^{-1}$, hierin is n_i het aantal deeltjes van de soort i per cm^3 en σ_i de botsingsdiameter van deze deeltjes met de electronen.

k = de constante van BOLTZMANN.

T = de absolute temperatuur.

m = de massa van het electron.

Deze formule is afgeleid met de onderstellingen, dat de electronen de snelheidsverdeling volgens MAXWELL hebben, behorende bij de temperatuur van het gas, dat de hoekverdeling bij de botsingen van electronen met gasdeeltjes isotroop is en dat de gemiddelde vrije weglengte onafhankelijk is van de snelheid. De stroomdichtheid $I(r)$ wordt dan voorgesteld door:

$$I(r) = \frac{2,82 \cdot 10^{12} \cdot P_e(r) \cdot \lambda_e \cdot E}{T^{\frac{1}{2}}} \text{ Amp./cm}^2, \quad . \quad . \quad (19)$$

als de electronendruk $P_e(r)$ uitgedrukt wordt in atmosferen, E in Volts. cm^{-1} en T in $^{\circ}\text{K}$. De totale stroomsterkte J is:

$$J = 2\pi \int_0^{\infty} r I(r) dr = 17,7 \cdot 10^{12} \cdot E \int_0^{\infty} \frac{\lambda_e r P_e(r)}{T^{\frac{1}{2}}} dr \text{ Amp.} \quad (20)$$

De hierin voorkomende grootheden J , $T(r)$, E , λ_e en $P_e(r)$ zullen wij achtereenvolgens afzonderlijk beschouwen.

a. *De totale elektrische stroom (J).*

J is de totale stroomsterkte, deze is door aflezing van de ampèremeter direct bekend.

β . *Het verloop van de temperatuur ($T(r)$).*

De bepaling van het radiale temperatuursverloop $T(r)$ hebben wij in hoofdstuk IV, § 1 behandeld.

γ . *De axiale veldsterkte (E).*

In de gelijkstroombogen werd de veldsterkte bepaald door de spanning als functie van de booglengte te meten bij de betreffende stroomsterkten in de boog. De booglengten varieerden bij deze meting van 0,3 tot 1,2 cm; dit laatste was de grootste lengte, die nog door het venster in het omhulsel doorgelaten werd.

In de wisselstroomboog werden de veldsterkten gemeten *) met behulp van een kathodestraal-oscillograaf **).

In de wisselstroombogen werden de intensiteitsmetingen uitgevoerd ca. 90° voorbij het fasepunt waar de stroom nul is. Dit punt werd om de volgende reden gekozen. De veldsterkte van een wisselstroomboog met gevulde elektroden loopt vanaf het fasenulpunt eerst steil op, bereikt spoedig een maximum, daalt dan snel tot een veel lagere waarde, waarop zij blijft tot bijna het einde van de halve periode bereikt is en daalt dan tot nul. Het optredende maximum aan het begin van de halve periode kan van dien aard zijn, dat daar niet meer voldaan is aan de in hoofdstuk I genoemde voorwaarde $Ee\lambda_e \ll kT$, zoodat daar de mogelijkheid bestaat, dat het thermisch karakter van de boog verstoord is. In de door KERSTEN gebruikte wisselstroomboog, waarvan één elektrode met Mg gevuld werd, was het in dit verband noodzakelijk minstens 35° uit het fasenulpunt te gaan. In de door ons gebruikte bogen waren aanzienlijk meer gemakkelijk ioniseerbare elementen, zooals Na en Ba aanwezig. Het aantal in het fasenulpunt in de boog nog aanwezige geladen deeltjes was daardoor ook grooter dan in de Mg-boog. Het spanningstijdoscillogram gaf een kleinere doorslagspanning (ca. 60 V) aan dan bij de Mg-boog (ca. 90 V). Het niet thermische gedeelte van de phase zal daarom niet grooter zijn dan in die boog en wij zijn bij onze metingen in het 90° fasepunt het gevaarlijke deel van de periode zeker voorbij.

δ . *De gemiddelde vrije weglengte van de electronen (λ_e).*

De samenstelling van het booggas is zeer ingewikkeld en telkens wisselend met de verschillende vullingen, die in de elektroden worden

*) De methode is beschreven door TER HORST ²⁴).

**) De opstelling met de kathodestraal-oscillograaf is beschreven door KERSTEN ¹⁹).

gebracht. Het gas bestaat echter in hoofdzaak uit stikstof (moleculen, molecuulionen, atomen en atoomionen). Wij zullen dan ook beginnen met het booggas als een stikstofgas te schematiseren. COMPTON en LANGMUIR ²³⁾ geven de gemiddelde vrije weglengte van electronen in stikstof van 1 mm en 298° K ($\lambda_e = 0,0425$ cm) ²³⁾ *). Hieruit kunnen wij de gemiddelde vrije weglengte voor moleculaire stikstof bij 1 atm. en temperatuur van de boog berekenen. Deze waarden zijn in tabel V met λ_e aangegeven. λ_e onderstellen wij recht evenredig met de dichtheid van het gas. Aan het gebruik van deze waarde voor het booggas zijn verschillende bezwaren verbonden:

10. De gemiddelde electronensnelheid heeft invloed op de grootte van de gemiddelde vrije weglengte.

20. De samenstelling van het gasmengsel, wat het stikstofgas betreft, maar ook wat de bijmengsels betreft, heeft invloed op de grootte van λ_e .

30. De electriche wisselwerking tusschen de ladingdragers kan van invloed zijn op de grootte van λ_e .

De invloed van een verandering in de gemiddelde electronensnelheid en van een verandering in de verdeeling van de electronen over de verschillende snelheden op de gemiddelde vrije weglengte is moeilijk na te gaan. De verandering van λ_e in stikstof als functie van de electronensnelheid is zeer grillig.

Ofschoon de samenstelling van het booggas niet bekend is, kunnen wij de invloed ervan op de waarde van λ_e met behulp van de berekeningen van BRINKMAN ⁷⁾ en onze experimenteele gegevens nagaan.

BRINKMAN heeft met de formule van SAHA en de vergelijking voor chemische evenwichten de samenstelling (moleculen, molecuulionen, atomen, atoomionen en electronen) van een stikstofgas van 1 atm. bij temperaturen, zooals deze in de electriche lichtboog voorkomen, berekend. Bovendien maakten wij voor de berekening van $\lambda = \left(\sum_i \pi n_i \sigma_i^2 \right)^{-1}$ gebruik van de volgende benaderingen en gegevens:

$$\sigma_{at}^2 \approx \sigma_{at ion}^2, \quad \sigma_{mol}^2 \approx \sigma_{mol ion}^2, \quad \sigma_{mol}^2 = 1,2 \sigma_{at}^2 \text{ } ^{25)} \text{ en } \sigma_{mol} = 1,56 \cdot 10^{-8} \text{ cm. } ^{26)}$$

*) Dit is de gas-kinetische waarde. Uit de experimenteele gegevens van R. B. BRODE, E. BRÜCKE, C. E. NORMAND en RAMSAUER-KOLLATH ²⁸⁾ volgt een waarde voor λ_e in stikstof, die van dezelfde orde van grootte is.

De resultaten van de berekening van λ_e (in tabel V met λ'_e aangegeven) langs deze weg en van de grove schatting uit de gegevens van COMPTON en LANGMUIR stemmen in het door ons gebruikte temperatuursgebied goed overeen (zie tabel V).

TABEL V.

T in °K	λ_e in cm.	λ'_e in cm.
4000	$0,75 \cdot 10^{-3}$	$0,72 \cdot 10^{-3}$
5000	$0,94 \cdot 10^{-3}$	$0,96 \cdot 10^{-3}$
6000	$1,12 \cdot 10^{-3}$	$1,26 \cdot 10^{-3}$

Wij moeten nu ook nog nagaan, of de invloed van bijmengsels groot is. Het belangrijkste bijmengsel, wat het aantal deeltjes betreft, is Na. Een ruwe schatting van het aantal Na-deeltjes werd verkregen uit de absolute intensiteit van een Ba-lijn en gebruik makende van formule (22), die werd toegepast voor Na- en Ba-deeltjes, welke in een bekende verhouding uit de onderste electrode stroomen.

Het aantal Na-deeltjes zou volgens deze schatting ca. $1,5 \cdot 10^{11}$ per cm^3 zijn, hetgeen klein is t.o.v. het totaal aantal gasdeeltjes ($1,5 \cdot 10^{18}$ per cm^3 bij 5000°K). Volgens BRODE²⁷) is $\pi \bar{n} \bar{\sigma}^2$ voor Na ca. 1100 cm^{-1} bij 1 mm druk en 273°K . Uit de waarde voor λ_e in stikstof van 1 mm kwikdruk en 298°K , die COMPTON en LANGMUIR opgeven, kunnen wij $\pi \bar{\sigma}^2$ berekenen ($\pi \bar{\sigma}^2 = 7 \cdot 10^{-16}$). Uit de waarde van $\pi \bar{n} \bar{\sigma}^2$ voor Na vinden wij zoo, dat $\pi \bar{\sigma}^2 = 2,75 \cdot 10^{-14}$.

De waarde van $\sum_i \pi n_i \tau_i^2$ en dus ook die van λ_e zal dan ook weinig veranderen als het 10^{-7} gedeelte van het totaal aantal N-deeltjes vervangen wordt door Na-deeltjes.

Er is bij deze beschouwingen nog geen rekening gehouden met de elektrische wisselwerking der geladen deeltjes in het gasmengsel. Als geladen deeltjes onderscheiden wij electronen en ionen. De verstrooiing van een electronenstroom door de electronen is van dezelfde orde van grootte als de verstrooiing door de positieve ionen. Daar de botsingen tusschen de verschillende electronen van een groep van electronen niet de impuls van de geheele groep, maar alleen die van de individueele electronen doet veranderen, moet bij de berekening van de gemiddelde vrije weglengte λ_e met het doel de beweeglijkheid van de electronen in een gasmengsel te bepalen,

alleen de verstrooiing door de ionen in rekening gebracht worden. GVOSDOVER²⁹⁾ geeft een uitdrukking voor λ_e , die gebruikt moet worden in de formule voor de beweeglijkheid van COMPTON en LANGMUIR en waarbij de invloed van de positieve ionen in aanmerking is genomen.

$$\lambda_e = \frac{1}{\pi n \sigma^2 + \gamma \frac{e^2 n_+}{k^2 T^2}}, \text{ waarin } \gamma = \frac{\pi}{4} \ln \frac{9 k^2 T^2}{4 e^4 n_+^{2/3}}. \quad (21)$$

Hierin is: n = het aantal gasdeeltjes per cm^3 .

n_+ = het aantal ionen per cm^3 .

De eerste term in de noemer heeft betrekking op de gasdeeltjes en komt overeen met de hierboven berekende vrije weglengte en is in ons geval bij 5000°K gelijk aan 1045 cm^{-1} . De tweede term heeft betrekking op de ionen als ladingdragers. Het aantal ionen is in ieder volume-elementje in een boog practisch gelijk aan het aantal electronen. Uit de berekeningen in het volgende hoofdstuk zal blijken, dat n_e steeds van de orde 10^{15} per cm^3 is en dus het aantal ionen ook. De tweede term in de noemer van (21) is dan bij 5000°K van de orde 10^{-15} cm^{-1} en volkomen te verwaarloozen t.o.v. de eerste term.

e. Het relatieve verloop van den electronendruk ($P_e(r)$).

Tenslotte is het nog noodzakelijk $P_e(r)$ relatief te kennen, om met behulp van formule (20) de absolute waarde van de electronendruk en daarmee het aantal electronen in het centrum te kunnen bepalen.

De formule van SAHA (4) stelt ons in principe in staat om met behulp van het uit het spectrum bepaalde radiale verloop van de temperatuur en het eveneens uit het spectrum te bepalen relatieve verloop van het aantal atomen en ionen van één element, het relatieve verloop van het aantal electronen te bepalen. Ofschoon de bepaling van $P_e(r)$ moet dienen om tot een toetsing van de formule van SAHA te komen, is het gebruik hier van een lager belang en daarom geoorloofd. In hoofdstuk VIII hebben wij dit zoowel voor een gelijk- als voor een wisselstroomboog uitgevoerd. Tengevolge van de groote invloed van kleine fouten in de temperatuurbepaling op het gevonden relatieve verloop van $n_e(r)$, was het niet mogelijk

langs deze weg een eenigszins nauwkeurige waarde van het centraal aantal electronen te bepalen.

Met behulp van diffusiebeschouwingen echter was het mogelijk een schatting te maken van het verloop van n_e , waarbij het resultaat belangrijk minder van de onzekerheid in de temperatuursbepaling afhankelijk bleek dan bij de bovengenoemde methode. De deeltjes, die uit het gat in de onderkool stroomen, zullen daar vlak boven een radiale verdeeling met een sterk maximum in het centrum van de boog vertoonen. Dit maximum zal, als wij hooger in de boog kijken, tengevolge van de diffusie kleiner zijn en wanneer de boog lang genoeg is, zal de verdeeling tenslotte vlak zijn. Naast de diffusie is er echter de werking van het radiale veld, dat een verplaatsing van de ionen naar buiten veroorzaakt, waardoor wij dichter boven de onderkool al een vlakke verdeeling moeten verwachten, dan wanneer wij alleen met de diffusie te maken hadden. Verder naar boven zal door deze extra deeltjes aan de rand van de boog de verdeeling van het aantal deeltjes van een gemakkelijk ioniseerbaar element zelfs een inzinking in het centrum kunnen vertoonen. Tenslotte behoren wij nog rekening te houden met de thermische diffusie der deeltjes, maar hiervan is moeilijk een schatting te maken en haar invloed is vermoedelijk gering, omdat het temperatuursverloop over een groot gedeelte van de boog betrekkelijk vlak is.

Zonder het radiale veld zal bij benadering de natriumdichtheid voldoen aan de door GINSEL ³⁰⁾ gegeven oplossing van de diffusievergelijking voor een gas, dat zich vanuit een puntvormige bron mengt met een tweede gas dat met een constante snelheid langs die bron stroomt. De verdeeling van het aantal Na-deeltjes is dan gegeven door:

$$n(r) = \frac{C}{\varrho} e^{\frac{V}{2D}(z-\varrho)}, \quad \dots \dots \dots (22)$$

waarin: V = de verticale snelheid van het gas in cm sec.^{-1} .

D = de diffusie-constante in $\text{cm}^2 \text{sec.}^{-1}$.

z = de hoogte boven de onderkool in cm .

r = de afstand tot de as in cm .

$\varrho = \sqrt{z^2 + r^2}$.

C = een constante.

Bij de bepaling van $n(r)$ hebben wij de volgende veronderstellingen en gegevens gebruikt:

De verticale snelheid tengevolge van de convectie ³¹⁾ is 130 cm sec.^{-1} .

De beweeglijkheid van de Na-ionen ³²⁾ in stikstof is $\mu = 12,6 \text{ cm sec.}^{-1} \text{ per Volt cm}^{-1}$.

De diffusieconstante van Na-ionen en Na-atomen ³³⁾ in stikstof is van dezelfde grootte en wel ca. $5,4 \text{ cm}^2 \text{ sec.}^{-1}$.

Het natrium is in de boogzuil gemiddeld voor 50 % geïoniseerd.

Wij berekenden uit deze gegevens en de grootte van het axiale elektrische veld een gemiddelde verticale snelheid van ca. 30 cm per sec. naar boven. Er moet op de berekende verdeling nog een correctie volgens de wet van GAY-LUSSAC aangebracht worden. Het verloop van het aantal Na-deeltjes bleek volgens deze berekening practisch constant te zijn als functie van r .

Ofschoon het ons niet zeer waarschijnlijk lijkt, bestaat de mogelijkheid, dat de gemiddelde verticale snelheid van de Na-deeltjes groter is dan 30 cm per sec., de waarde die wij gevonden hebben bij de berekening met formule (22). Een grotere verticale snelheid zou verklaard kunnen worden door een versterkte convectie in de stabilisator t.o.v. die bij een vrij brandende boog. Ook zouden wij de gemiddelde ionisatiegraad te hoog geschat en daardoor een te groote remmende werking aan het axiale elektrische veld toegekend kunnen hebben. Wij hebben daarom op de volgende wijze een schatting gemaakt van de electronenverdeling als de gemiddelde verticale snelheid 90 cm per sec. was, met overigens dezelfde onderstelling omtrent de diffusieconstante. Het absolute aantal electronen in het centrum, zooals dit bij de vorige verdeling gevonden werd, stelt ons in staat de ionisatiegraad in het centrum te bepalen, als wij tenminste de geldigheid van de formule van SAHA aannemen. De ionisatiegraad kunnen wij evenwel ook schrijven als het quotiënt van het aantal electronen ($n_i \approx n_e$) en het totaal aantal Na-deeltjes, zoodat het absolute totale aantal Na-deeltjes in het centrum van de boog berekend kan worden. Tenslotte hebben wij met formule (22) en de nieuwe gegevens voor de verticale snelheid de relatieve verdeling van het aantal Na-deeltjes bepaald. Deze relatieve verdeling kunnen wij nu absoluut maken en geeft dus de nieuwe verdeling.

Schrijven wij nu weer voor de formule van SAHA: $\frac{n_e}{n_{\text{tot}} - n_e} = f(T)$, dan geeft

dit de gecorrigeerde electronenverdeling voor het geval, dat de verticale snelheid 90 cm per sec. is. Het bleek, dat dan het totaal aantal Na-deeltjes naar de rand eenigszins toenam, n.l. $n_{\text{tot}}(0) = 1,8 \cdot 10^{15}$; $n_{\text{tot}}(0,12) = 2,0 \cdot 10^{15}$ en $n_{\text{tot}}(0,24) = 2,4 \cdot 10^{15}$.

In de zuil van een boog moeten wij naast het axiale veld, tengevolge van het radiale concentratieverloop van de electronen en de ionen ook een radiaal veld $E_{\perp}$ verwachten. Dit radiale veld $E_{\perp}$ wordt vrijwel geheel bepaald door de electronen, omdat hun relatief snelle diffusie ($-D_e \frac{dn_e}{dr}$, D_e is de diffusieconstante voor electronen) vrijwel geheel gecompenseerd wordt door het naar binnen gerichte electronentransport ($\mu_e E_{\perp} n_e$, μ_e is de beweeglijkheid van de electronen) door het radiale veld; immers het verschil van deze twee, dus het resulterende electronentransport, moet gelijk zijn aan het resulterende ionentransport en dat laatste gaat veel minder snel. Omdat de diffusieconstante en de beweeglijkheid van electronen veel grooter zijn dan van ionen wordt het radiale veld dus bepaald door:

$$E_{\perp} = - \frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dr} \dots \dots \dots (23)$$

Dit veld veroorzaakt een extra transport van positieve ionen naar buiten ($\mu_i E_{\perp} n_i$, μ_i is de beweeglijkheid van de ionen), hetgeen gecompenseerd moet worden door een extra diffusie van atomen en ionen naar binnen ($D_a \frac{dn_a^*}{dr} + D_i \frac{dn_i^*}{dr}$, als n_a^* en n_i^* de door het hier beschouwde effect veroorzaakte extra dichtheden van atomen en ionen zijn). In het geval dat $D_a = D_i$ kan de uitdrukking vereenvoudigd worden tot $D_i \frac{dn^*}{dr}$ als $n^* = n_a^* + n_i^*$. In een cilindrische boog moet dan gelden:

$$E_{\perp} = \frac{D_i}{\mu_i} \cdot \frac{1}{n_i} \cdot \frac{dn^*}{dr} \dots \dots \dots (24)$$

Gelijkstelling van de twee uitdrukkingen voor $E_{\perp}$ levert ons

$$- \frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{dn_e}{dr} = \frac{D_i}{\mu_i} \frac{dn^*}{dr} \cdot \frac{n_e}{n_i} \dots \dots \dots (25)$$

De verhouding tusschen de diffusieconstante en de beweeglijkheid is onafhankelijk van het soort deeltjes: $\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e}$, dus de vergelijking kan vereenvoudigd worden tot:

$$- \frac{dn_e}{dr} = \frac{dn^*}{dr} \cdot \frac{n_e}{n_i}$$

In de boogzuil heerscht overal quasie-neutraliteit, d.w.z. dat er per cm^3 steeds ongeveer evenveel electronen als ionen aanwezig zijn. Er bestaan verschillende opvattingen over het ontstaan van deze ionen in de boog (zie hoofdstuk I, § 3). Wij hebben in een bepaalde boog een sterk majoreerende schatting gemaakt van het aantal NO-ionen en dit aantal bleek aanzienlijk kleiner te zijn dan het aantal Ba-ionen, welk laatste element weer in een belangrijk kleinere hoeveelheid in de boog gebracht was dan het natrium. De NO-ionen concentratie werd geschat door te veronderstellen, dat alle stikstof uit de lucht omgezet wordt in NO (ofschoon de zuurstof dit nog beperkt) en door hiervan de ionen concentratie met de formule van SAHA te berekenen (de ionisatiespanning van NO werd op 10 eV gesteld). De NO-ionen concentratie is dan in een boog met een temperatuur van 5100°K , ca. 3.10^2 per cm^3 . In de beschouwde boog bleken uit de absolute intensiteit van een Ba-ionlijn, $2,3 \cdot 10^7$ Ba-ionen aanwezig te zijn. In de door ons gebruikte bogen was van de zouten van gemakkelijk ioniseerbare elementen het natrium steeds in overmaat aanwezig. Het waren dus ook steeds de Na-ionen, die in hoofdzaak de negatieve lading van de electronen compenseerden ($n_i = N_{\text{ionen}} \approx n_e$). De vergelijking wordt dan:

$$\frac{dn^*}{dr} = -\frac{dn_e}{dr} \text{ of } n^*(r) = n^*(\infty) - n_e(r). \quad (27)$$

Onderstellen wij nu dat de formule van SAHA geldt, dan is $\frac{n_e n_i}{n_a} = S(T)$ en daar T een functie is van r en bovendien in ons geval $n_e \approx n_i$ is, kunnen wij voor de formule van SAHA schrijven:

$$\frac{n_e^2(r)}{n(r) - n_e(r)} = F(r). \quad (28)$$

Mét het radiale veld krijgen wij dan als verdeeling van het aantal Na-deeltjes de constante waarde plus de extra natriumdichtheid, dus $n(r) = n(\infty) - n_e(r)$, waarin nu $n(r)$ de resulterende totale natriumdichtheid is. Door deze uitdrukking voor $n(r)$ te substitueren in de vergelijking van SAHA vinden wij:

$$\left. \begin{aligned} n_e(r) &= F(r) \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{n(\infty)}{F(r)}} \right), \\ \text{waarin } n(\infty) &= \frac{n_e^2(0)}{F(0)} + 2n_e(0). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Het is nu mogelijk voor verschillende waarden van $n_e(0)$ het radiale electronenverloop volgens (29) te berekenen en integraal (20) te bepalen. Men kan dan nagaan bij welke waarde van de centrale electronendichtheid $n_e(0)$ de waarde van de integraal overeenstemt met de gemeten stroomsterkte in de boog. Deze centrale electronendichtheid zullen wij gebruiken bij de toetsing van de formule van SAHA.

§ 6. *Toetsing van de geldigheid van de formule van SAHA in boogontladingen.*

Om na te gaan, in welke mate de formule van SAHA de toestand in een boogontlading vermag te beschrijven, kunnen wij dus op de in § 2—5 genoemde wijze de waarde van T , J_i/J_a en n_e voor het betreffende gebied van de boog en de waarde van A_i/A_a voor de gekozen spectraallijnen bepalen en deze waarden substitueeren in formule (14). Gaat deze vergelijking hierdoor over in een identiteit, dan geldt de formule van SAHA voor het beschouwde booggebied.

Om de onzekerheid in de toetsing (foutenmarges) en de grootte van eventuele systematische afwijkingen te overzien, kunnen wij bijvoorbeeld van een der volgende beschouwingswijzen gebruikmaken:

- Wij kunnen de gevonden waarden van T , J_i/J_a en n_e substitueeren in formule (14), hieruit A_i/A_a oplossen en deze waarde voor A_i/A_a vergelijken met het volgens § 4 door schatting verkregen getal.
- Wij kunnen de gevonden waarden van J_i/J_a , A_i/A_a en n_e substitueeren in formule (14), hieruit T oplossen en deze temperatuur vergelijken met de volgens § 2 uit de CN-banden gevondene.
- Wij kunnen de gevonden waarden van T en n_e substitueeren in de formule van SAHA (4), hiermee de ionisatiegraad χ berekenen, en deze vergelijken met de waarde welke met behulp van formule (13) volgt uit J_i/J_a , A_i/A_a en T :

$$\frac{J_i}{J_a} = \frac{A_i}{A_a} \frac{v_i}{v_a} \frac{n_i}{n_a} \frac{g_i}{g_a} \frac{U_a}{U_i} e^{-\frac{E_i - E_a}{kT}}, \text{ waarbij } \chi = \frac{n_i}{n_i + n_a} = \frac{1}{1 + \frac{n_a}{n_i}}.$$

Systematische afwijkingen, welke wij vinden, kunnen veroorzaakt zijn:

- 1e doordat de ionisatiegraad in de boog werkelijk merkbaar afwijkt van die bij thermodynamisch evenwicht bij overigens de zelfde omstandigheden, dus het niet gelden van de formule van SAHA.
- 2e door systematische fouten in de meting van T , J_i/J_a en/of n_e , en/of door gebruik van een onjuiste waarde van A_i/A_a .

Er is echter een mogelijkheid, de onder 1e en 2e genoemde effecten te scheiden en de formule van SAHA ook bij de aanwezigheid van de onder 2e genoemde fouten te toetsen, mits deze fouten niet merkbaar afhangen van de stroomsterkte in de boog. Wij kunnen n.l. nagaan of een afwijking van de formule van SAHA, gevonden bijvoorbeeld op de hierboven bij a genoemde wijze, systematisch afhangt van de stroomsterkte. Is dit niet het geval, dan moeten wij besluiten tot geldigheid van de formule van SAHA bij de beschouwde bogen, want reële afwijkingen van deze formule zullen stellig van de stroomsterkte (n.l. o.a. van de axiale veldsterkte) afhangen. De volgens a gevonden afwijking kan dan veroorzaakt zijn door onjuistheid der gebruikte constanten (A_i/A_a , λ_e , de vibratie overgangswaarschijnlijkheidsverhouding, welke gebruikt is bij de temperatuurbepaling met CN, enz.).

HOOFDSTUK VI.

Toetsing van de formule van SAHA voor het centrale gedeelte van de gelijkstroomboog *).

§ 1. Experimenteële resultaten.

Er werden bogen met verschillende stroomsterkten en met verschillende vullingen onderzocht. De electroden waren koolstaven met een diameter van ca. 4 mm. In de onderste (de kathode) bevond zich een gat van 1 mm diameter, waarin de zoutmengsels werden gestampt. De booglenkte bedroeg ca. 8 mm. De boog werd zoodanig op de spleet van de spectrograaf afgebeeld, dat de spleet zich in het beeld van de boog op een afstand van ca. $\frac{2}{3}$ van de booglenkte van de kathode bevond. De in tabel VI genoemde bogen werden onderzocht.

TABEL VI.

Boog	Vulling				Stroomsterkte
I	2 0/0**Ba(OH) ₂		18 0/0 NaCl	80 0/0 ZnO	7 Amp.
II	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 SrCl ₂	55 0/0 "	45 0/0 "	7 "
III	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	55 0/0 "	45 0/0 "	7 "
IV	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	55 0/0 "	45 0/0 "	7 "
V	$\frac{1}{3}\frac{1}{3}$ 0/0 "	$\frac{1}{3}\frac{1}{3}$ 0/0 "	10 0/0 "	90 0/0 "	3 "
VI	12 $\frac{1}{2}$ 0/0 "	0 0/0 "	12 $\frac{1}{2}$ 0/0 "	75 0/0 "	3 "
VII	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	20 0/0 "	80 0/0 "	3 "
VIII	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	20 0/0 "	80 0/0 "	3 "
IX	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	20 0/0 "	80 0/0 "	3 "
X	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	20 0/0 "	80 0/0 "	3 "
XI	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	$\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ 0/0 "	20 0/0 "	80 0/0 "	3 "

*) Aan mej. C. POLENAAR en S. A. H. OLY, J. DE VRIES en P. J. SOMERS mijn hartelijke dank voor hun hulp bij het dikwijls eentonige werk, dat noodig was om de toetsingen uit te voeren.

**) Gewichtsprocenten.

Voor de toetsing gebruikten wij de Sr I-lijn, $\lambda = 4607 \text{ \AA}$ en de Sr II-lijn, $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ benevens de Ba I-lijn, $\lambda = 5536 \text{ \AA}$ en de Ba II-lijn, $\lambda = 4934 \text{ \AA}$. Dit zijn dus resp. de resonantielijnen van het Sr en Ba atoomspectrum en één lijn van de resonantie-dubletten van het Sr en Ba-ionspectrum. Voor alle lijnen, die gemeten zijn, gaf de schatting van de zelfabsorptie een intensiteitsvermindering van minder dan 7 %. De werkelijke fout is dus van dezelfde orde van grootte als die in de optische methode en bovendien te verwaarloozen ten opzichte van de invloed van de onnauwkeurigheid in de intensiteitsverdeling $I(x)$ op het eindresultaat.

Op de in het vorige hoofdstuk beschreven wijze werd de centrale temperatuur (§ 2) en de intensiteitsverhouding J_i/J_a in het centrum (§ 3) bepaald. Om topintensiteiten te kunnen meten werd bij bogen met een centrale temperatuur van ca. 4200° K met een bredere spectrograafspleet gewerkt. De belichtingstijden werden door de lagere temperatuur, zoo groot, dat de storende lijntjes, die op de CN-band liggen, (hoofdzakelijk Fe, waarschijnlijk afkomstig van spoortjes ijzer in de kolen) daarvan niet meer te scheiden waren, omdat zij tengevolge van de groote spleetbreedte elkaar gedeeltelijk overdeden. De temperatuur bij deze opnamen werd nu bepaald door dezelfde boog (zelfde vulling en stroomsterkte) nog eenige malen met een veel smallere spleet op te nemen en de waarden van de temperaturen, in deze opnamen gevonden, te middelen. De temperaturen in 8 boogopnamen lagen tusschen 3900° en 4300° K . De spreiding in de werkelijke temperaturen van deze bogen zal zeer waarschijnlijk geen 400° K bedragen, aangezien op de spreiding van de temperatuur nog de onnauwkeurigheid in de methode van bepaling gesuperponeerd is.

De bepaling van het centraal aantal electronen werd voor een boog met 10 % Ba(OH)_2 , 10 % SrCl , 40 % NaCl en 40 % ZnO en met een stroomsterkte van 7,1 Amp. op de in het vorige hoofdstuk § 5 beschreven wijze uitgevoerd. Allereerst werd het temperatuursverloop bepaald uit twee atoomlijnen en twee ionlijnen (zie hoofdstuk IV, § 1). Om de invloed van fouten op de waarde van n_e centraal na te gaan, werden door de punten twee krommen geteekend (fig. 17) resp. met een zoo vlak mogelijk verloop en met een zoo steil mogelijk verloop van de temperatuur. Bij deze twee temperatuursverloopen afzonderlijk werd met behulp van formule

(29) bij verschillende aantallen (10^{14} ; $5 \cdot 10^{14}$; 10^{15} en $5 \cdot 10^{15}$ per cm^3) electronen in het centrale gedeelte het electronen-dichtheidsverloop bepaald. Door integratie volgens formule (20) werd bij

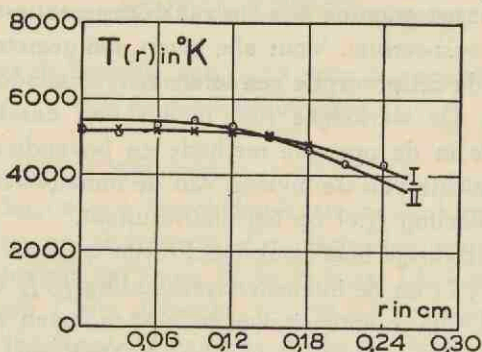


Fig. 17. Twee mogelijke krommen voor het temperatuursverloop in een gelijkstroomboog door punten, die bepaald zijn uit twee atoomlijnen (0) en twee ionlijnen (X) in hetzelfde spectrum.

iedere electronenverdeling, behorende bij een andere concentratie van electronen in het centrum, een stroomsterkte gevonden. In de grafiek (fig. 18), die het verband aangeeft tusschen de concentratie

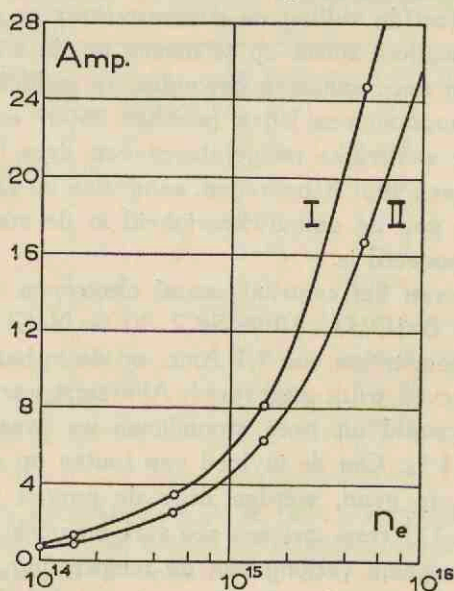


Fig. 18. Het centraal aantal electronen $n_e(0)$ als functie van de totale stroom I in de boog, met resp. het temperatuursverloop I en II van fig. 17.

van de electronen in het centrum en de stroomsterkte, kan men dan deze concentratie bij de in de boog voorkomende stroomsterkte (7,1 Amp.) aflezen. De twee verschillende temperatuursverloopen geven dan voor het aantal $1,3 \cdot 10^{15}$ electronen per cm^3 en $1,8 \cdot 10^{15}$ electronen per cm^3 in het centrum, resp. voor het vlakke en het minder vlakke verloop van de temperatuur.

Wanneer de vertikale snelheid der deeltjes 90 cm per sec. is vindt men op deze wijze een centrale concentratie van de electronen, die minder dan 10% kleiner is dan bij in het bovenstaande gebruikte kleinere vertikale snelheid van 30 cm per sec.

Eigenlijk zou men deze berekening voor iedere boog opnieuw moeten uitvoeren, aangezien iedere boog met een andere vulling en een andere stroomsterkte een ander radiaal temperatuursverloop kan hebben en het temperatuursverloop het electronenverloop bepaalt. Daar het temperatuursverloop niet voldoende vast ligt om kleine verschillen in de uitgebreidheid van de boogzuil langs deze weg te vinden, hebben wij naar een andere maat voor deze uitgebreidheid gezocht en die gevonden in de halfwaardebreedte van de intensiteitsverdeling van de ionlijnen. Het bleek nl. dat de verhouding tusschen de halfwaardebreedten van de intensiteitsverdelingen van een ionlijn en een atoomlijn van eenzelfde element voor de verschillende bogen steeds hetzelfde was.

Een andere centrale temperatuur veroorzaakt wel een andere intensiteitsverdeling van de atoomlijnen en moet als zoodanig een systematische invloed hebben op de bedoelde verhouding. Deze systematische verandering van de verhouding van de half-waardebreedten bleek klein te zijn t.o.v. de gemiddelde afwijking van het gemiddelde (ca. 3%). Er bestaat dus bij benadering een gelijkvormigheid tusschen de verschillende bogen en daarvan kunnen wij gebruik maken om het centrale aantal electronen te bepalen. Wij stellen nl. het aantal electronen in het centrum evenredig met het quotiënt van de stroomsterkte en de doorsnede, die zelf dus evenredig is met het kwadraat van de bovengenoemde half-waardebreedte der ionlijnen. De evenredigheidsconstante bepaalden wij in de bovengenoemde standaardboog.

De resultaten van de bepalingen van T , J_i/J_a en n_e zijn voor de onderzochte bogen (tabel VI) in tabel VII samengevoegd.

TABEL VII.

Boog	T	J_i/J_a voor Sr	J_i/J_a voor Ba	$n_e(0) \cdot 10^{15}$
I	5050	$1,3 \pm 0,2$		$1,9 \pm 0,3$
II	4800	$1,9 \pm 0,4$	$3,9 \pm 1,3$	$0,7 \pm 0,1$
III	4800	$1,7 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,1$
IV	4750	$1,5 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,6$	$0,6 \pm 0,1$
V	4600	$3,4 \pm 0,7$	$5,7 \pm 1,8$	$0,2 \pm 0,05$
VI	4750	$1,4 \pm 0,6$		$0,5 \pm 0,1$
VII	4225	0,3	0,7	$0,5 \pm 0,1$
VIII		0,3	0,8	$0,6 \pm 0,1$
IX		0,2	0,6	$0,6 \pm 0,1$
X		0,2	0,6	$0,5 \pm 0,1$
XI		0,3	0,7	$0,6 \pm 0,1$

De marges in de verhoudingen J_i/J_a (tabel VII) zijn een gevolg van de groote invloed van de grafische analyse op de bepaling van de emissie $J_a(0)$ uit de intensiteitsverdeling $I_a(x)$. Bij de bogen met een temperatuur van 4225°K zijn geen marges opgegeven, omdat hier immers $I_a(x)$ belangrijk beter vast ligt dan bij de hogere temperaturen. De marges in J_i/J_a bij deze lagere temperaturen zijn klein t.o.v. die bij ca. 4800°K en hoger (hoofdstuk V, § 3). In de volgende tabellen zijn deze marges in de bogen VII tot en met XI dus ook niet vermeld. Bij de in de tabel gegeven temperaturen moeten wij rekening houden met een onnauwkeurigheid van $\pm 150^\circ \text{K}$. De marges in de concentratie $n_e(0)$ van het aantal electronen in het centrum zijn een gevolg van de twee mogelijke temperatuursverloopen in de standaardboog.

De formule van SAHA hebben wij in hoofdstuk V in de volgende vorm gebracht:

$$\frac{A_a J_i g_a \lambda_a}{A_i J_a g_i \lambda_i} n_e = 2 \left(\frac{2\pi m}{h} \right)^3 \cdot (kT)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\chi + E_i - E_a}{kT}} \quad (14)$$

Het tweede lid hiervan is alleen een functie van de temperatuur. Wij kunnen deze functie grafisch uitzetten voor de beide Sr en de beide Ba-lijnen (fig. 19), waardoor de herhaaldelijk voorkomende berekening van deze functie neerkomt op het aflezen van deze krommen.

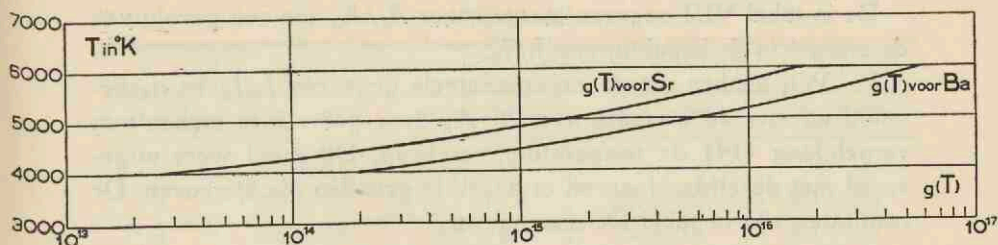


Fig. 19. Grafiek van het tweede lid van vergelijking (14) voor Sr en Ba.

§ 2. Toetsing van de formule van SAHA.

Ofschoon de beschouwingswijzen, zooals die in hoofdstuk V, § 6 genoemd zijn, niet essentieel verschillen, willen wij ze toch afzonderlijk beschouwen en daarbij vooral aandacht besteden aan de bij het einde van § 6 van hoofdstuk V genoemde mogelijkheid. In deze paragraaf zullen we alleen de experimenteele resultaten geven om in de volgende deze nog eens wat nader te beschouwen.

a. Wij hebben uit de experimenteele gegevens J_i/J_a , n_e en T in een centraal gelegen volume-element bepaald en daaruit A_i/A_a met formule (14) berekend. Dit werd uitgevoerd met de reeds eerder genoemde lijnen van Sr en Ba in de bogen van tabel VI. De resultaten voor A_i/A_a vindt men in tabel VIII.

TABEL VIII.

Boog	I in Amp.	E in V. cm ⁻¹	T in °K	A_i/A_a voor Sr	A_i/A_a voor Ba
I	7	14,5	5050	$0,9 \pm 0,1$	
II	7	31	4800	$1,1 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,4$
III	7	31	4800	$0,9 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
IV	7	31	4750	$0,8 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$
V	3	37,5	4600	$0,9 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$
VI	3	27,4	4750	$0,7 \pm 0,3$	
VII	3	31,5	4225	0,9	0,9
VIII	3	31,5		1,0	1,1
IX	3	31,5		0,9	0,9
X	3	31,5		0,8	0,8
XI	3	31,5		1,2	1,1
Schatting met de f -somregel enz. gaf				$1,03^{+0,14}_{-0,12}$	$1,20^{+0,18}_{-0,13}$

De in tabel VIII gegeven marges voor A_i/A_a zijn een gevolg van de marges in de bepaling van J_i/J_a .

b. Wij hebben uit de experimenteele gegevens J_i/J_a en n_e bepaald en met de waarden van A_i/A_a door gebruik te maken van vergelijking (14) de temperatuur berekend. Dit werd weer uitgevoerd met dezelfde lijnen en in dezelfde gevallen als hierboven. De resultaten zijn in tabel IX samengevat.

TABEL IX.

Boog	T uit de $\Delta\nu = 0$ sequentie van CN	T uit de Sr-lijnen	T uit de Ba-lijnen.
I	5050 ± 150	5000 ± 50	
II	4800 ± 150	4800 ± 60	4760 ± 150
III	4800 ± 150	4760 ± 30	4570 ± 50
IV	4750 ± 150	4690 ± 40	4550 ± 70
V	4600 ± 150	4550 ± 50	4410 ± 80
VI	4750 ± 150	4580 ± 170	
VII	} 4225 ± 150	4200	4150
VIII		4250	4200
IX		4210	4150
X		4180	4140
XI		4280	4200

De marges in de tweede kolom zijn een gevolg van de onnauwkeurigheid in de temperatuursbepaling uit de banden; die in de derde en vierde kolom een gevolg van de marges in J_i/J_a . Wij kunnen nu dus de temperatuur, die uit de bandensequentie volgt, vergelijken met de temperatuur, die de boog moet hebben bij geldigheid van de formule van SAHA.

c. Gebruikt werden weer de experimenteel bepaalde verhouding J_i/J_a en de temperatuur om daaruit de ionisatie n_i/n_a voor Sr en Ba te bepalen. Deze verhouding werd vergeleken met de waarden van dezelfde verhouding, berekend met de formule van SAHA en met de experimenteel bepaalde waarden van T en n_e , terwijl de verhouding J_i/J_a hier niet bij gebruikt werd. In tabel X is de eerstgenoemde waarde van n_i/n_a aangegeven als „ n_i/n_a echt” en de andere als „ n_i/n_a SAHA”.

TABEL X.

Boog	Sr		Ba	
	„ n_i/n_a echt”	„ n_i/n_a SAHA”	„ n_i/n_a echt”	„ n_i/n_a SAHA”
I	$3,2 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,6$		
II	$5,0 \pm 1,0$	$4,7 \pm 1,1$	$8,7 \pm 3,0$	$9,0 \pm 2,3$
III	$4,6 \pm 0,5$	$5,2 \pm 0,7$	$5,4 \pm 0,8$	$9,9 \pm 1,4$
IV	$4,0 \pm 0,6$	$5,1 \pm 0,9$	$5,7 \pm 1,2$	$10,0 \pm 1,7$
V	$9,6 \pm 0,9$	$11,2 \pm 4,0$	$13,7 \pm 4,2$	$25,0 \pm 10,0$
VI	$3,6 \pm 1,9$	$6,4 \pm 1,3$		
VII	0,81	$1,0 \pm 0,2$	2,0	$2,3 \pm 0,5$
VIII	0,91	$0,9 \pm 0,2$	2,2	$2,2 \pm 0,4$
IX	0,67	$0,8 \pm 0,1$	1,6	$1,9 \pm 0,3$
X	0,79	$1,0 \pm 0,2$	1,9	$2,4 \pm 0,5$
XI	0,98	$0,8 \pm 0,1$	2,0	$2,0 \pm 0,3$

De marges in „ n_i/n_a echt” zijn een gevolg van de marges in J_i/J_a , die in „ n_i/n_a SAHA” een gevolg van de marges in $n_e(0)$. De invloed van T op „ n_i/n_a SAHA” is niet in de marges verwerkt, omdat zij ook voorkomt bij „ n_i/n_a echt”.

§ 3. Discussie van de verkregen resultaten.

Beschouwen wij de tabellen VIII, IX en X, dan merken wij op, dat de berekeningen, die met Sr-lijnen zijn uitgevoerd, een betere overeenstemming geven dan die met de Ba-lijnen zijn uitgevoerd. De met de vergelijking van SAHA bepaalde verhouding A_i/A_a voor Sr liggen bij alle opnamen in hetzelfde gebied. Dit gebied stemt ook vrij goed overeen met de uit de literatuurgegevens en de f -som-regel geschatte waarde, de gemeten waarde ligt gemiddeld 13 % lager dan de geschatte waarde. Ofschoon bij alle boogopnamen de waarde van A_i/A_a voor Ba wel ongeveer hetzelfde is, ligt deze experimenteele waarde gemiddeld 33 % lager dan de geschatte waarde. In de tabellen IX en X vinden wij afwijkingen, die overeenkomen met die van tabel VIII. De temperaturen uit Sr-lijnen bepaald stemmen goed met die van de banden overeen; de temperaturen uit de Ba-lijnen zijn over het algemeen iets lager. Evenzoo is er goede overeenstemming tusschen de resultaten van de twee

manieren, waarop de ionisatie berekend is voor Sr, die voor Ba bepaald met de formule van SAHA liggen iets hooger dan de andere. Wij kunnen hieruit concludeeren, dat de schatting van A_i/A_a voor de Sr-lijnen of voor de Ba-lijnen niet geheel juist is, want een fout in n_e of T zou zoowel bij Ba als bij Sr blijken.

Wij hebben reeds opgemerkt, dat de experimenteel bepaalde waarden van A_i/A_a in alle bogen zoowel voor Sr als voor Ba steeds ongeveer hetzelfde zijn. Dat wil zeggen dat er geen systematische afwijking van deze waarde als functie van de stroomsterkte, van de veldsterkte of van de temperatuur van de boog is. De geldigheid van de formule van SAHA, die wij a priori aangenomen hebben, wordt door deze experimenteele gegevens dus volkomen bevestigd.

§ 4. *Foutendiscussie.*

Wij kunnen tenslotte nog trachten na te gaan bij welke schattingen of bepalingen de toevallige en systematische afwijkingen ontstaan.

a. *De toevallige fouten.*

De toevallige afwijkingen in de waarden van A_i/A_a kunnen een gevolg zijn van toevallige fouten in de bepaling van J_i/J_a , van n_e en van de temperatuur.

De waarden van J_i/J_a zijn zeer afhankelijk van de nauwkeurigheid, waarmee de kromme $I(x)$ van atoom- en ionlijn bepaald zijn en wel tengevolge van het hierop toepassen van de grafische analyse (hoofdstuk III). Dit zal zeker een toevallige fout van de in de tabellen voorkomende grootte kunnen verklaren.

De toevallige fout in $n_e(0)$ zal alleen afhankelijk zijn van de fout in de bepaling van de vroeger genoemde halfwaardebreedte van de ionlijnen. Een indruk van de grootte van deze fout is echter moeilijk te krijgen.

De bepaling van de temperatuur kan tenslotte ook de geheele toevallige fout veroorzaken. Belangrijk is, dat het tweede lid van formule (14) zeer sterk van de temperatuur afhangt. Een fout van 200°K in de temperatuur kan de verhouding A_i/A_a een factor twee te groot of te klein doen zijn. Wij moeten met een toevallige fout van ca. 150°K in de temperatuursbepaling rekening houden.

b. De systematische fouten.

De systematische fouten kunnen behalve van de bepaling van dezelfde drie grootheden nog een gevolg zijn van een onjuiste schatting van A_i/A_a . Juist het feit, dat de afwijkingen voor Sr en Ba van A_i/A_a van de geschatte waarden (tabel VII) niet even groot zijn, maakt het zeer waarschijnlijk, dat er bij deze schatting een systematische fout gemaakt is.

In de bepaling van J_i/J_a kan slechts bij die opnamen een belangrijke systematische fout gemaakt zijn, waar getracht is een marge voor deze waarde aan te geven. Het zou nl. zeer toevallig zijn, dat in het hier betreffende temperatuursgebied 4600°K tot 5100°K de werkelijke kromme juist midden in het margegebied gelegen is. Het is waarschijnlijk, dat ze meer met de eene gekozen kromme dan met de andere overeenkomt.

Bij de bepaling van de centrale electronenconcentratie zullen wij zeker met systematische fouten rekening moeten houden: Bijvoorbeeld met het niet geheel bekend zijn van de gassamenstelling, van de gemiddelde vrije weglengte voor de electronen en met de invloed van een fout in de temperatuursbepaling van de zoogenaamde standaardboog. Deze laatste b.v. kan n_e ca. 15 % doen veranderen.

Tenslotte kan er nog een systematische fout in de temperatuursbepaling zelf gezocht worden, daar de overgangswaarschijnlijkheden van de afzonderlijke vibratieovergangen (banden) niet nauwkeurig bekend zijn en een systematische fout van ca. 100°K in de temperatuursbepaling niet onmogelijk geacht moet worden.

HOOFDSTUK VII.

Toetsing van de formule van SAHA voor het centrale gedeelte van de wisselstroomboog (max. phase).

§ 1. *Experimenteele resultaten.*

Er werden bogen met verschillende vullingen onderzocht. De electroden waren weer koolectroden met een diameter van ca. 4 mm. In de onderste bevond zich een gat van 1 mm diameter, waarin de zoutmengsels werden gestampt. De booglengte bedroeg weer ca. 8 mm. De boog werd op dezelfde wijze als de gelijkstroomboog op de spleet van de spectograaf afgebeeld. De in tabel XI genoemde bogen werden gebruikt.

TABEL XI.

Boog	Vulling			Stroomsterkte
XII	9,0 % Ba(OH) ₂	81,0 % NaCl	10,0 % ZnO	7 Amp.
XIII	3,4 % ..	96,6 % ..	0 % ..	4½ ..
XIV	3,4 % ..	96,6 % ..	0 % ..	4½ ..
XV	3,4 % ..	96,6 % ..	0 % ..	4½ ..

Wij hebben hier niet de resonantielijnen van Ba I en Ba II gebruikt, maar willekeurige lijnen van het Ba-spectrum nl. de Ba I-lijn, $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ en de Ba II-lijn, $\lambda = 3892 \text{ \AA}$. Dit is in de eerste plaats gebeurd, omdat de boog XII en de hieronder te noemen boog XVI reeds vroeger opgenomen waren en wij onze verdere metingen hieraan wenschten aan te passen. Wij hebben deze lijnen ook gekozen, omdat lijnen, die van hoogere niveaus afkomstig zijn, een minder sterke inzinking in de intensiteitsverdeeling vertoonen dan de resonantielijnen.

Voor de toetsing van de formule van SAHA zijn wij hier aange-
wezen op het onderzoek naar het constant zijn van de verhouding A_i/A_a als functie van de stroomsterkte, omdat een schatting van A_i/A_a van de overgangen, waarbij deze lijnen geëmitteerd worden, niet te geven is. Bovendien hebben wij hier nog de mogelijkheid deze

toetsing uit te breiden. Wij kunnen nu de verhouding A_i/A_a voor de genoemde lijnen, die in de wisselstroombogen bepaald is, vergelijken met die in de gelijkstroombogen, waar de formule van SAHA geldt. Want in het vorige hoofdstuk is immers de geldigheid van de formule van SAHA voor het centrale gedeelte van de gelijkstroomboog experimenteel bewezen. De verhouding A_i/A_a werd met dit doel bepaald in de gelijkstroombogen van tabel XII.

TABEL XII.

Boog	Vulling				Stroomsterkte
XVI	10 0/0 Ba(OH) ₂	10 0/0 Sr Cl ₂	40 0/0 NaCl	40 0/0 ZnO	7,1 Amp.
XVII	2 0/0 "	0 0/0 "	18 0/0 "	80 0/0 "	7,0 "
XVIII	12½ 0/0 "	0 0/0 "	12½ 0/0 "	75 0/0 "	3,0 "

Voor alle lijnen, die gemeten zijn, gaf de schatting van de zelfabsorptie een intensiteitsvermindering van minder dan 8 %, behalve voor $\lambda = 3892 \text{ \AA}$ in boog XII, waar de intensiteitsvermindering door absorptie in het midden van de boog ten hoogste 20 % bedroeg. Wij hebben deze boogopname, terwille van het vergelijken met de andere opnamen, niet achterwege willen laten en hebben door schatting van de zelfabsorptie als functie van de afstand tot het midden van de boog en dit als correctie op de intensiteitsverdeling $I(x)$ in rekening te brengen, een schatting gemaakt van de intensiteit $J(r)$ in het centrale gedeelte.

Om de toevallige fout in de resultaten voor A_i/A_a door een vrije keuze van de kromme $I(x)$ door de punten (resultaten van de intensiteitsmetingen bij verschillende x) en (of) een systematische fout door een eventuele bevooroordeelde keuze van de kromme $I(x)$ door die punten te voorkomen, zijn hier ook steeds twee krommen $I(x)$ gekozen. Er werd weer een marge voor $J(0)$ en als resultaat weer een gebied voor de waarden van A_i/A_a verkregen.

Wij bepaalden ook weer op de bekende wijze de centrale temperatuur $T(0)$ (hoofdstuk V, § 2), de verhouding J_i/J_a (hoofdstuk V, § 3), en het centraal aantal electronen $n_e(0)$ (hoofdstuk V, § 5) en daaruit de verhouding A_i/A_a . Tabel XIII geeft de resultaten van de berekening van A_i/A_a voor de overgangen, die behooren bij de Ba I-lijn, $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ en de Ba II-lijn, $\lambda = 3892 \text{ \AA}$.

TABEL XIII.

Gelijkstroombogen				
Boog	I in Amp	E in V. cm^{-1}	T in $^{\circ}\text{K}$	A_i/A_a voor Ba I, $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ en Ba II, $\lambda = 3892 \text{ \AA}$
XVI	7,1	15,6	5200 ± 150	$5,3 \pm 0,8$
XVII	7,0	14,5	5050 ± 150	$8,4 \pm 0,5$
XVIII	3,0	27,4	4750 ± 150	$5,7 \pm 0,2$
Wisselstroombogen				
Boog	I in Amp	E in V. cm^{-1}	T in $^{\circ}\text{K}$	A_i/A_a voor Ba I, $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ en Ba II, $\lambda = 3892 \text{ \AA}$
XII	7,3	37,0	5350 ± 150	$7,9 \pm 2,1$
XIII	4,5	14,8	4980 ± 150	$6,4 \pm 1,1$
XIV	4,5	14,8	5475 ± 150	$7,9 \pm 1,3$
XV	4,5	14,8	4990 ± 150	$4,2 \pm 0,3$

§ 2. *Toetsing van de formule van SAHA en discussie van de verkregen resultaten.*

De verhouding van de overgangswaarschijnlijkheden blijkt weer onafhankelijk te zijn van de omstandigheden (gelijk- of wisselstroom, stroomsterkte, veldsterkte en temperatuur). De toevallige fouten in de bepaling van de temperatuur en van de concentratie van electronen in het centrum kunnen weer geheel de afwijkingen van de gemiddelde waarde verklaren.

De formule van SAHA geldt in de wisselstroomboog om dezelfde redenen als in de gelijkstroomboog. Bovendien is de goede overeenkomst van de resultaten in de wisselstroomboog met die in de gelijkstroomboog een bevestiging van haar geldigheid in de wisselstroomboog.

HOOFDSTUK VIII.

Toetsing van de formule van SAHA buiten de as.

§ 1. *Inleiding.*

Een moeilijker probleem, dan de toetsing van de formule van SAHA in het centrum van de boog, is de toetsing ook buiten de as. Om deze toetsing quantitatief uit te voeren worden veel hoogere eischen aan de experimenteele resultaten gesteld, dan bij de toetsing in het centrum. Het ligt ons inziens aan de grens van het experimenteel mogelijke om aan deze hoogere eischen te voldoen. Wij zijn dan ook slechts tot een kwalitatieve toetsing gekomen. In dit hoofdstuk zullen wij de verschillende methoden om tot een toetsing te komen en, voor zoover mogelijk, hun resultaten geven.

A. METHODEN VAN TOETSING.

§ 2. *Toetsing door lineaire combinatie van de relatieve verdeelingen van het aantal atomen en het aantal ionen.*

Volgens een eenvoudige voorstelling van zaken in een boog zal men verwachten, dat de verdeeling van de deeltjes van ieder van de verschillende gassen over de doorsnede van de boog zullen voldoen aan de wet van GAY-LUSSAC. Hierbij is verondersteld, dat de mengverhouding der gassen constant is als functie van den afstand tot de as van de boog. Bij de door ons gevonden temperatuursverdeelingen wil dat zeggen, dat de verdeeling van het totaal aantal deeltjes van een bepaald element practisch gelijkmatig is over een zeer groot gedeelte van de boog. Voor Na vonden wij, afgezien van de werking van het radiale veld, inderdaad een vlak verloop (hoofdstuk V, § 5, ϵ), als gevolg van de diffusie. Uit de intensiteitsverdeelingen van atoom- en ionlijn (formule 13) en het temperatuursverloop in de betreffende boog kunnen wij de relatieve verdeeling van het aantal atomen en ionen bepalen. Deze verdeeling is dan gegeven door:

$$\frac{n(r)}{n(0)} = \frac{J(r)}{J(0)} \frac{U(T(r))}{U(T(0))} e^{\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T(r)} - \frac{1}{T(0)} \right)}, \quad \dots \quad (30)$$

Wij kunnen nu probeeren die lineaire combinatie van de krommen voor de atomen en voor de ionen te bepalen, waarbij de som van het aantal atomen en ionen constant is over de doorsnede van de boog. Daarbij gebruiken wij constanten, die het mogelijk maken de ionisatiegraad $x(r)$ te bepalen.

$$n(r)_{\text{tot}} = \alpha n_a(r)_{\text{rel}} + \beta n_i(r)_{\text{rel}} = n_a(r) + n_i(r),$$

$$x(r) = \frac{\beta/\alpha n_i(r)_{\text{rel}}}{n_a(r)_{\text{rel}} + \beta/\alpha n_i(r)_{\text{rel}}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (31)$$

Daar het eerste lid van de formule van SAHA (4) nl. $\frac{n_i n_e}{n_a}$ gelijk is aan $\frac{x}{1-x} n_e$, kan men, als het temperatuursverloop bekend is, $n_e(r)$ bepalen. Daar dan $n_e(r)$ absoluut bekend is, kan men met formule (20) de totale elektrische stroom berekenen. Bij geldigheid van de formule van SAHA moet deze berekende stroomsterkte gelijk zijn aan de ware stroomsterkte.

§ 3. Toetsing met behulp van resonantielijnen. (13)

Vertoonen de resonantielijnen van het atoom en ionspectrum van een element in de te onderzoeken boog geen of althans een geringe zelfabsorptie, dan kan men met formule (30) het aantal atomen en ionen in ieder volume-element van de boog bepalen, waarbij wij gebruik moeten maken van de waarden van de absolute overgangswaarschijnlijkheden, zooals die in hoofdstuk V, § 4 bepaald zijn. Met de formule van SAHA bepalen wij weer het absolute verloop van het aantal electronen en tenslotte hieruit weer de stroomsterkte, die bij geldigheid van de formule van SAHA dus moet overeenstemmen met de werkelijke stroomsterkte.

Een andere mogelijkheid om tot een toetsing te komen, zou men zich als volgt kunnen voorstellen. Wij hebben reeds vroeger gewezen op de quasie-neutraliteit, die er in een boog moet bestaan ($n_+ = n_e$, n_+ is het totaal aantal ionen). Brengt men in de boog een zout van één gemakkelijk ioniseerbaar element (de ionen van dit element zijn dan in groote overmaat aanwezig, dus geldt $n_i = n_e$, n_i is het aantal ionen van één element), waarvan de absolute overgangswaarschijnlijkheden bekend zijn, dan kan men dus het absolute aantal atomen en ionen uit de intensiteiten van een atoom en ionlijn bepalen en de formule van SAHA toetsen. In de praktijk echter komen tengevolge van de groote concentratie van dit gemakkelijk ioniseerbare element door de betrekkelijk lage temperatuur een

groot aantal atomen en ionen in de boog voor. De resonantielijnen van het atoom en het ionspectrum zullen een sterke zelfabsorptie vertoonen. Deze lijnen zijn dus in dit geval niet voor een toetsing te gebruiken.

Wel zou men kunnen overwegen of met lijnen van hogere niveaus afkomstig de toetsing is uit te voeren, Zoowel in het atoom als in het ionspectrum zullen hogere lijnen voldoende vrij van zelfabsorptie aanwezig zijn. Wanneer hiervan dus de absolute overgangswaarschijnlijkheden bekend zijn, kunnen we ze voor de toetsing gebruiken. De absolute overgangswaarschijnlijkheden van de atoom-resonantielijnen van Ce, Rb en K²²) zijn bekend, de hogere lijnen zijn hier gemakkelijk aan te sluiten. In de ionspectra is dit (behalve bij Ba I, waar de absolute overgangswaarschijnlijkheden van de resonantielijnen niet bekend zijn) experimenteel moeilijk, omdat het intensiteitsverschil groot is. Deze methode komt dus niet als toetsing in aanmerking.

§ 4. *Toetsing met behulp van andere dan resonantielijnen.*

Een andere methode om de formule van SAHA te toetsen moeten wij toepassen, indien de resonantielijnen een belangrijke zelfabsorptie vertoonen en wij dus aangewezen zijn op lijnen, die door overgangen van hogere niveaus geëmitteerd worden en waarvan de absolute overgangswaarschijnlijkheden niet bekend zijn. Deze methode bestaat uit het vergelijken van de relatieve verdeling van het aantal electronen, zooals die in dit geval met de formule van SAHA en de relatieve verdelingen van de atomen en van de ionen berekend kan worden, met dezelfde verdeling, zooals die met behulp van de diffusiebeschouwingen en het radiale temperatuursverloop gevonden wordt. Beide bepalingen van het verloop van het aantal electronen hebben wij in hoofdstuk V, § 5e reeds behandeld. Deze twee verdelingen zullen bij geldigheid van de formule van SAHA met elkaar in overeenstemming moeten zijn.

B. EXPERIMENTEELE UITVOERING DER TOETSING IN DE GELIJK-STROOMBOOG.

§ 5. *Experimenteele resultaten.*

Onderzocht werd een gelijkstroomboog, brandend tusschen kool-electroden met een diameter van 4 mm. In de onderste, de kathode, bevond zich een gat van 1 mm diameter, waarin de zoutmengsels werden gestampt. De booglengte bedroeg ca. 8 mm. De boog werd op dezelfde wijze als bij de centrale toetsing op de spleet van de spectrograaf afgebeeld. De vulling bestond uit een mengsel van 10 % Ba(OH)₂, 10 % SrCl₂, 40 % NaCl en 40 % ZnO en de stroomsterkte bedroeg 7,1 Amp.

Allereerst hebben wij het temperatuursverloop bepaald uit twee Ba-atoomlijnen $\lambda = 4726 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3910 \text{ \AA}$ en uit twee Ba-ionlijnen $\lambda = 3892 \text{ \AA}$ en $\lambda = 4525 \text{ \AA}$, zie figuur 20. Om een indruk te krijgen

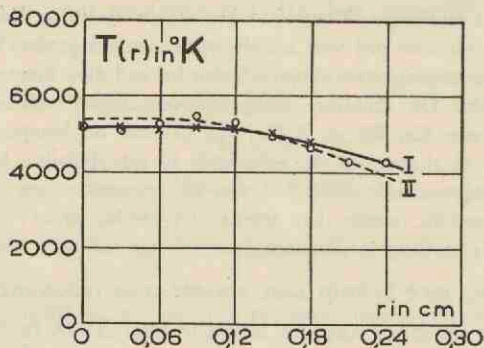


Fig. 20. Twee mogelijke krommen voor het temperatuursverloop in een gelijkstroomboog door punten, die bepaald zijn uit twee atoomlijnen (O) en twee ionlijnen (X) in hetzelfde spectrum.

van de invloed van onnauwkeurigheden in de temperatuursbepaling op de verdere berekeningen, zijn er door deze punten twee krommen geteekend. In figuur 20 lijkt het centrale deel van de gestippelde kromme misschien moeilijk verdedigbaar, zij is dit niet, omdat er evengoed in het centrum als op een zekere afstand hiervan een verkeerde temperatuur gevonden kan zijn. Deze krommen zullen dus steeds in de volgende figuren vertegenwoordigd zijn. Zoo zijn b.v. de figuren 21 en 22, die het relatieve verloop van het aantal atomen en het aantal ionen geven, bepaald voor de twee bovengenoemde temperatuursverlopen en berekend uit de intensiteiten van de bij de temperatuursbepaling genoemde atoom- en ionlijnen.

§ 6. Toetsing van de formule van SAHA.

De gebruikte bogen leenden zich alleen voor de eerste en derde methode van toetsing en niet voor de tweede, omdat de resonantie-lijnen een te sterke zelfabsorptie vertoonden.

a. Methode van de lineaire combinatie.

In de figuren 21 en 22 kan men slechts voor het geval het temperatuursverloop I het ware temperatuursverloop het best benadert, de lineaire combinatie zoo toepassen, dat wij als resultaat

ongeveer een constante hoeveelheid Ba-deeltjes als functie van de afstand tot de as van de boog verkrijgen. In dat geval kunnen wij dus de ionisatie bij verschillende afstanden tot de as bepalen. De verhouding β/a van formule (31) is minstens 2,2. Het bij deze

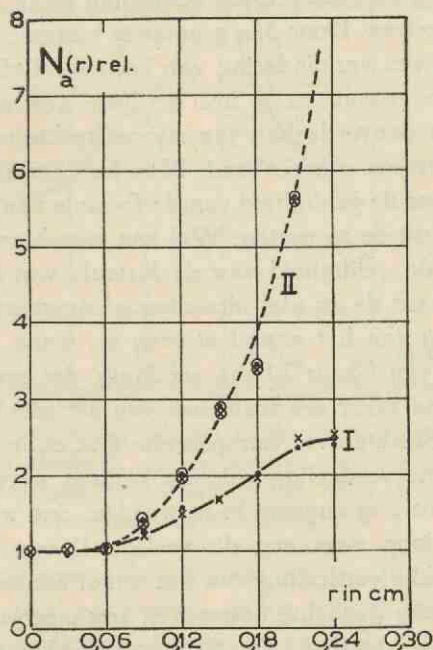


Fig. 21. Relatieve verdeelingen van het aantal atomen bij temperatuursverloopen I en II in de gelijkstroomboog (zie fig. 17).

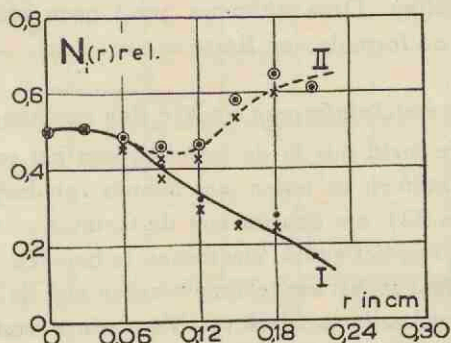


Fig. 22. Relatieve verdeelingen van het aantal ionen bij de temperatuursverloopen I en II in de gelijkstroomboog (zie fig. 17).

waarde behorende ionisatieverloop hebben wij bepaald. Wanneer β/a groter is dan 2,2, dan is de ionisatie ook groter dan bij deze waarde gevonden wordt. Bij dit verloop van de ionisatie hebben wij daarna met behulp van de formule van SAHA de verdeling van het aantal electronen berekend. Deze verdeling bleek naar de rand van de boog op te loopen. Door β/a groter te kiezen is het wel mogelijk dit oploopen in een vermindering van het aantal electronen naar de rand te doen overgaan en is het tenslotte ook mogelijk met een dergelijke electronenverdeling een stroomsterkte te vinden, die met de werkelijke stroom overeenkomt. Men kan hieruit echter niet een direct bewijs voor de geldigheid van de formule van SAHA als functie van de afstand tot de as putten. Wel kan men hieruit besluiten, dat deze gegevens de geldigheid van de formule van SAHA als functie van de afstand tot de as niet uitsluiten of onwaarschijnlijk maken.

De verdeling van het aantal atomen en ionen bij het temperatuursverloop II van figuur 20 zijn zoodanig, dat een lineaire combinatie aan de rand zeker een toenemen van het totaal aantal deeltjes zou opleveren. Slechts over een gedeelte (tot ca. $r = 0,12$ cm) zou aan een constante verdeling voldaan kunnen worden.

Tenslotte dient nog opgemerkt te worden, dat, als het werkelijke temperatuursverloop meer met dit verloop II van figuur 20 overeenkomt, de vlakke verdeling van het totaal aantal Ba-deeltjes als een te simplistische gedachte opgegeven zou moeten worden en wij dus een verdeling zouden krijgen, die overeenkomt met die, welke berekend is uit formule (22) bij een grotere verticale snelheid. Wij krijgen dan een met de werkelijke stroomsterkte overeenstemmende electronenverdeling. Deze uitkomst geeft geen reden om aan de geldigheid van de formule van SAHA te twijfelen.

b. Methode met behulp van andere dan resonantielijnen.

Deze methode hield dus in de bepaling van het relatieve verloop van het aantal atomen en ionen met behulp van formule (30) (zie de figuren 21 en 22), om daaruit met de formule van SAHA de relatieve verdeling van het aantal electronen te bepalen (fig. 23). Deze relatieve verdeling moest vergeleken worden met de uit de diffusiebeschouwing berekende verdeling. Voor deze laatste verdeling moeten wij die kiezen, die bij het centraal aantal electronen past en waarbij de met formule (20) te berekenen stroomsterkte met de

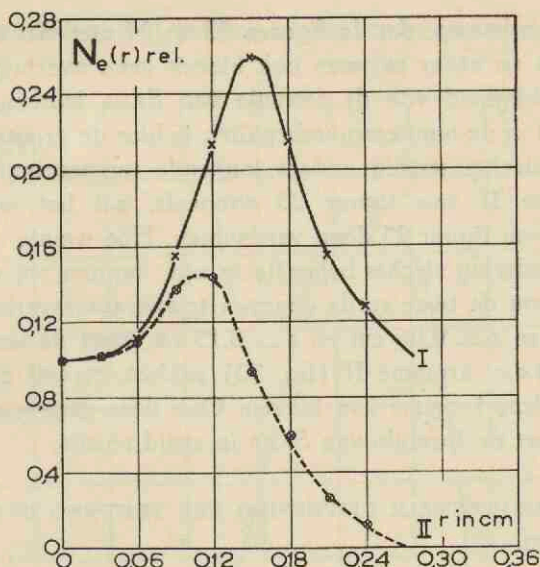


Fig. 23. Relatieve verdeelingen van het aantal electronen in de gelijkstroom-boog, berekend door substitutie van de relatieve verdeelingen van het aantal atomen en het aantal ionen in de formule van SAHA en behorende bij de krommen I en II van fig. 17.

ware stroomsterkte overeenkomt. Daar wij steeds met twee temperatuursverloopen gerekend hebben, zullen wij ook hier bij deze twee verloopen twee verdeelingen van het aantal electronen vinden (fig. 24).

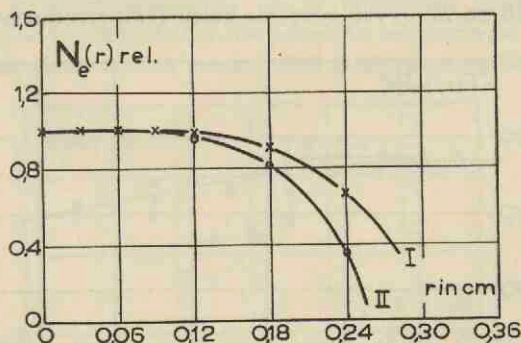


Fig. 24. Relatieve verdeelingen van het aantal electronen in de gelijkstroom-boog, berekend met de diffusiebeschouwing.

Kromme I behoort bij het temperatuursverloop I en $n_e(0) = 1,3 \cdot 10^{15}$.

Kromme II behoort bij het temperatuursverloop II en $n_e(0) = 1,8 \cdot 10^{15}$.

Direct valt het op, dat de figuren 23 en 24 niet met elkaar overeenstemmen en zeker zal men ook hieruit geen overtuigend bewijs voor de geldigheid van de formule van SAHA kunnen halen. De onzekerheid in de temperatuursbepaling is hier de grootste moeilijkheid. Een slechts weinig anders loopende temperatuursverdeling dan kromme II van figuur 20 aangeeft, zal het maximum in kromme II van figuur 23 doen verdwijnen. Hoe weinig deze temperatuursverandering slechts behoefte te zijn, kunnen wij zien aan de resultaten van de twee reeds gegeven temperatuursverloopen. Speciaal tusschen $r = 0,06$ cm en $r = 0,15$ cm moet de temperatuursverdeling t.o.v. kromme II (fig. 20) zakken, terwijl zij overigens gelijk aan deze kromme kan blijven. Ook deze gegevens behoeven geenszins met de formule van SAHA in strijd te zijn.

C. EXPERIMENTEELE UITVOERING DER TOETSING IN DE WISSELSTROOMBOOG.

§ 7. Experimenteele resultaten.

Onderzocht werd een wisselstroomboog in de maximum phase van de stroom. De elektroden en de booglengte waren hetzelfde als bij de gelijkstroomboog. De vulling in het gat in de onderkool bestond uit een mengsel van 9 % $\text{Ba}(\text{OH})_2$, 81 % NaCl en 10 % ZnO , de stroomsterkte bedroeg 7 Amp. Ook hier zijn twee temperatuursverloopen geteekend en werd de invloed van slechts een klein verschil in temperatuursverloop op de andere verdeelingen nagegaan. De figuren 25, 26 en 27 geven resp. de twee temperatuursverloopen, de

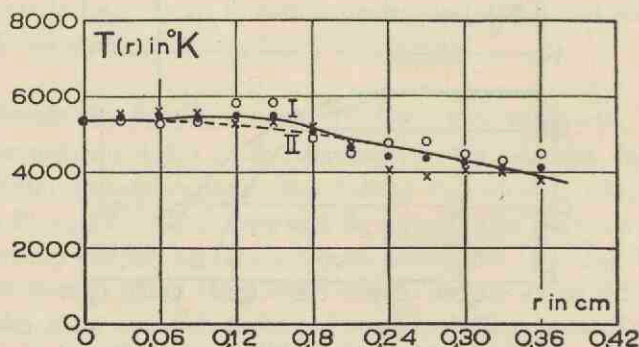


Fig. 25. Temperatuursverloopen in de wisselstroomboog, bepaald met atoomlijnen van het bariumspectrum en de bandensequentie $\Delta v = 0$ van CN.

verdeling van het aantal atomen en de verdeling van het aantal ionen.

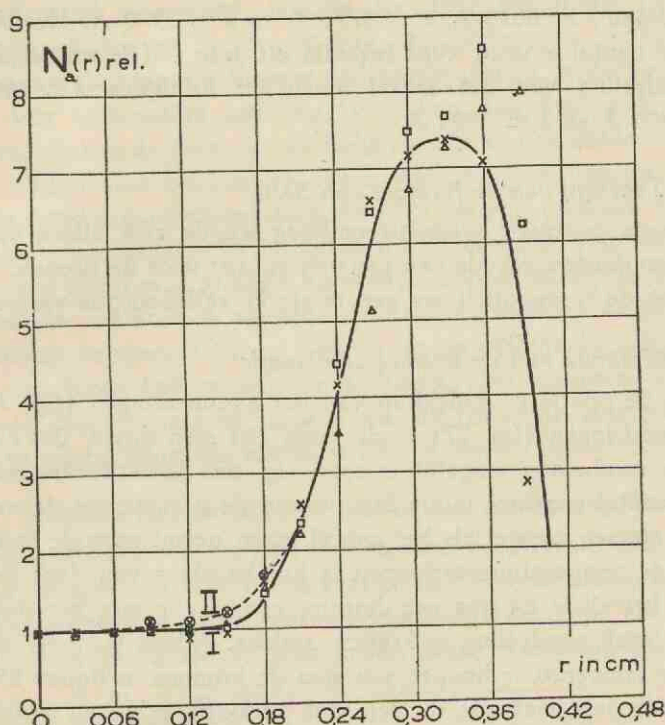


Fig. 26. Relatieve verdelingen van het aantal atomen in de wisselstroomboog, bepaald uit de intensiteitsverdelingen van de atoomlijnen $\lambda = 6019 \text{ \AA}$ (X), $\lambda = 5778 \text{ \AA}$ (Δ) en $\lambda = 3993 \text{ \AA}$ ($\square$). De punten bij het gestreepte temperatuursverloop zijn alleen bepaald met $\lambda = 6019 \text{ \AA}$ en aangegeven met $\odot$.

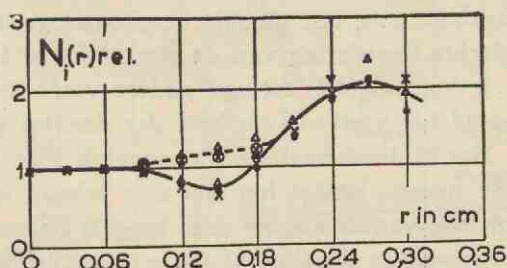


Fig. 27. Relatieve verdelingen van het aantal ionen in de wisselstroomboog, bepaald uit de intensiteitsverdelingen van $\lambda = 3892 \text{ \AA}$ (x), $\lambda = 4525 \text{ \AA}$ ($\bullet$) en $\lambda = 4900 \text{ \AA}$ (Δ).

De temperatuur in het centrum werd bepaald uit de bandensequentie $\Delta\nu = 0$ ($\lambda = 3883 \text{ \AA}$ enz.) van CN en het verloop uit de atoomlijnen $\lambda = 6019 \text{ \AA}$, $\lambda = 5778 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3993 \text{ \AA}$. Het verloop van het aantal atomen werd bepaald uit deze zelfde atoomlijnen en de verdeling van het aantal ionen uit de lijnen $\lambda = 4525 \text{ \AA}$, $\lambda = 4900 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3892 \text{ \AA}$.

§ 8. *Toetsing van de formule van SAHA.*

Ook de gebruikte wisselstroomboog leende zich alleen voor de eerste en derde methode van toetsing en niet voor de tweede, omdat ook hier de resonantielijnen een te sterke zelfabsorptie vertoonden.

a. Methode van de lineaire combinatie.

Aan de relatieve verdeling van het aantal atomen (fig. 26) en het aantal ionen (fig. 27) in de boog ziet men direct, dat er geen lineaire combinatie mogelijk is zoodanig, dat de verdeling van het totale aantal constant is als functie van de afstand tot de as. Het aantal atomen zoowel als het aantal ionen neemt naar de rand toe. Bij beide temperatuursverloopen is het karakter van deze verdeelingen hetzelfde en dus een lineaire combinatie met het doel een vlakke totale verdeling te krijgen, zinloos. Alleen wanneer aan de rand de temperatuur hoger was dan de kromme in figuur 25 aangeeft, zou deze methode tot een vlak verloop aanleiding geven. Dit is echter zeer onwaarschijnlijk, daar een andere opname van dezelfde boog eerder een steiler dan een vlakker verloop van de temperatuur gaf. Het is echter geenszins noodzakelijk een vlakke verdeling van het totaal aantal deeltjes te verwachten. De vlakke verdeling was slechts het resultaat van een globale beschouwingwijze, die heel goed een te slechte benadering van de werkelijkheid kan zijn. Met formule (22) is het mogelijk tot een andere verdeling te komen, indien de gemiddelde verticale snelheid der deeltjes groter werd aangenomen. Het is heelemaal niet onmogelijk hier een grotere snelheid aan te nemen, omdat het ons niet bekend is, gedurende welke halve periode van de stroom deze boog is opgenomen, d.w.z. of het elektrische veld in dezelfde of in de tegengestelde zin als de convectie werkte. Nemen wij aan, dat het elektrische veld en de convectie in dezelfde zin werkten, dan zijn de hier gevonden verdeelingen van het aantal atomen en ionen in overeenstemming met de

verwachtingen volgens formule (22). De berekening van het aantal electronen in een centraal volume-element, zooals dit bij de centrale toetsing werd uitgevoerd, leverde $1,2 \cdot 10^{15}$ electronen per cm^3 , waarmee wij dan uit de formule van SAHA voor $n_i/n_a = 32$ in het centrum berekenden. De lineaire combinatie van de verdeelingen volgens deze verhouding gaf een verdeling van het totale aantal deeltjes, die aan de rand van de boog ca. één en een derde maal zoo groot is als in het centrum en zeker, wat orde van grootte betreft, met de berekening volgens formule (22) bij een grootere verticale snelheid overeenstemt. Wij zouden nu de absolute verdeling van het aantal electronen kunnen berekenen, zooals dit bij de beschrijving van de methode is aangegeven. Deze berekening wordt echter ons inziens te speculatief om daaruit tot de geldigheid van de formule van SAHA (als quantitative toetsing) te besluiten. Zeker is het wel, dat wanneer het axiale veld de convectie versterkt, deze experimenteele gegevens niet in strijd zijn met de formule van SAHA.

b. Methode met behulp van andere dan resonantielijnen.

Wij hebben reeds vroeger gezien, dat de diffusiebeschouwing, zoowel wanneer het elektrische veld en de convectie elkaar versterkten als wanneer zij elkaar tegenwerkten, eenzelfde type van de verdeling van de electronen opleverden. Deze verdeling was steeds

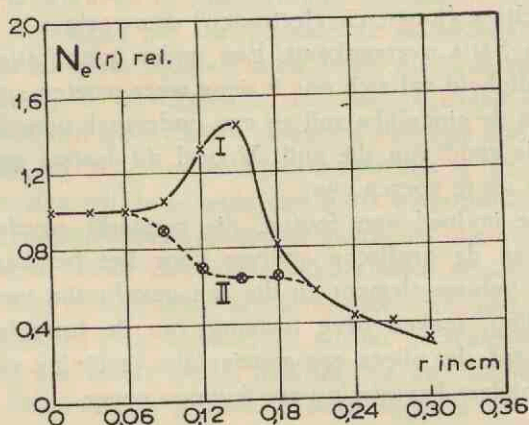


Fig. 28. Relatieve verdeelingen van het aantal electronen in de wisselstroom-boog, berekend door substitutie van de relatieve verdeelingen van het aantal atomen en het aantal ionen in de formule van SAHA en behorende bij de krommen van fig. 25.

zoo, dat het aantal electronen in het midden van de boog over een zeker gebied constant was, terwijl het aantal naar de rand steeds sneller afnam. De berekening van het relatieve verloop met de formule van SAHA en uit de relatieve verdeelingen van het aantal atomen en ionen geeft ons bij de beide temperatuursverloopen de electronenverdeelingen van figuur 28. De kromme, die het midden houdt tusschen deze twee, komt overeen met wat wij volgens de diffusie-beschouwing verwachten. Dit alles is een vrij sterke, doch steeds nog kwalitatieve bevestiging van de geldigheid van de formule van SAHA in de wisselstroomboog en buiten de as.

§ 9. *Conclusie.*

Over het algemeen kan men zeggen, dat zoowel in de wissel- als in de gelijkstroomboog buiten de as de experimenteele gegevens zeker niet in strijd met de formule van SAHA zijn te achten. Een kwalitatieve toetsing hebben wij met deze experimenten voor een groot gedeelte van de boogzuil dus wel kunnen geven.

Onze experimenteele gegevens waren echter zoodanig, dat bij de pogingen, om tot een quantitative toetsing te komen, wel naar voren kwam, dat, naarmate wij verder van het centrum afkwamen, deze pogingen ongunstiger uitvielen. Deze gegevens zouden er op kunnen wijzen, dat er aan de rand van de boog een grooter aantal geladen deeltjes (ionen en electronen) aanwezig zijn dan met de formule van SAHA overeenkomt. Een nader quantitatief onderzoek naar de geldigheid zal zich ons inziens weer moeten splitsen in een onderzoek in de eigenlijke zuil en een onderzoek naar de verschijnselen aan de rand van die zuil. Vooral dit laatste onderzoek zal zeer moeilijk uit te voeren zijn.

De groote invloed van fouten, die versterkt worden door het toepassen van de grafische analyse voor het berekenen van de emissies per volume-element en die een gevolg zijn van de temperatuursbepaling, maken deze toetsing van de formule van SAHA dermate riskant, dat alleen een aanzienlijke verfijning van het experiment een nadere bevestiging zou kunnen geven.

Beste SMIT, je onvermoeide, opbouwende kritiek is mij steeds een groote steun geweest en heeft belangrijk bijgedragen tot het ontstaan van dit proefschrift.

SAMENVATTING.

Het onderwerp van dit proefschrift is een onderzoek naar de geldigheid van de formule van SAHA in elektrische lichtbogen. De geldigheid van deze formule werd door COMPTON en door ORNSTEIN en BRINKMAN verwacht. Wij geven een kwantitatieve toetsing in het centrale gedeelte van de zuil van de boog en een kwalitatieve toetsing in een grooter gedeelte van deze zuil. Voor deze onderzoeken moesten wij over een gestabiliseerde boog beschikken (hoofdstuk II) en in de boog een element met lage ionisatie-energie brengen. Met het oog hierop werden Ba en Sr gekozen.

Uit de intensiteitsverdeling van de Ba-lijnen en de CN-banden bepaalden wij het radiale verloop van de emissie per volume-eenheid van de boog (hoofdstuk III). Omdat wij voor de toetsing van de formule van SAHA de emissieverdeling van atoom- en ionlijnen als functie van de afstand r tot de as moesten bepalen, konden wij deze verdeling ook voor andere doeleinden gebruiken. In de eerste plaats controleerden wij in een groot gedeelte van de boog of de verdeling van de atomen en de ionen over hun energietoestanden voldoet aan de wet van BOLTZMANN. Vervolgens maten wij eenige overgangswaarschijnlijkheden van Ba I en Ba II (hoofdstuk IV).

De geldigheid van de wet van BOLTZMANN werd onderzocht door het radiale verloop van de temperatuur, bepaald uit de sequentie van CN, te vergelijken met die, bepaald uit de emissieverdelingen van atoom- en ionlijnen. Zoowel in de gelijk- als in de wisselstroomboog vonden wij in verschillende ringvormige zônes ($r = 0, 1, 2, \dots$ mm) de wet van BOLTZMANN bevestigd (zie ook hoofdstuk IV).

De bepaalde overgangswaarschijnlijkheden zijn in tabel I gegeven.

Daarna toetsten wij de formule van SAHA kwantitatief in centraal gelegen volume-elementjes van eenige gelijk- en wisselstroombogen met verschillende axiale elektrische veldsterkten, verschillende temperaturen en dus met verschillende stroomsterkten. Het verloop van de electronenconcentratie berekenden wij uit de temperatuur en de verdeling van het totale aantal deeltjes van een element (atomen plus ionen). Deze laatste verdeling werd bepaald met behulp van de diffusie en het radiale elektrische veld (hoofdstuk V). Dit hoofdstuk bevat ook de bepaling van de verhouding van de overgangswaarschijnlijkheden van de resonantielijnen van Ba en Sr in de atoom- en ionspectra en de bepaling van de andere grootheden, die

noodig zijn voor de toetsing. In hoofdstuk VI en VII wordt resp. de toetsing voor de centra van eenige gelijk- en wisselstroombogen beschreven.

In het laatste hoofdstuk (VIII) hebben wij voor beide typen bogen een kwalitatieve toetsing van de formule van SAHA gegeven voor een grooter gedeelte dan alleen het centrum van de zuil.

De resultaten van al deze onderzoeken zijn ten eerste: de geldigheid van de formule in het centrale gedeelte van gelijk- en wisselstroombogen; ten tweede: de metingen in een grooter gedeelte van de beide bogen zijn niet in strijd met de formule van SAHA. Onze metingen beslaan echter niet het buitenste gedeelte van de boog en wij kunnen dus over dit gebied ook geen conclusies trekken.

ZUSAMMENFASSUNG.

Den Gegenstand dieser Dissertation bildet eine Untersuchung der Gültigkeit der Formel von SAHA im elektrischen Lichtbogen. Die Gültigkeit dieser Formel wurde von COMPTON, sowie von ORNSTEIN und BRINKMAN erwartet. Die vorliegende Arbeit gibt eine quantitative Prüfung für den zentralen Teil der Säule des Bogens und eine qualitative Prüfung für einen grösseren Teil dieser Säule. Für diese Untersuchungen war es notwendig über einen stabilisierten Bogen zu verfügen (Kapitel II) und in den Bogen ein Element mit niedriger Ionisierungsenergie zu bringen. Zu diesem Zweck wurden Ba und Sr gewählt.

An Hand der Intensitätsverteilung der Ba-Linien und der CN-Banden bestimmten wir den radialen Verlauf der Emission je Volumeneinheit des Bogens (Kapitel III). Da wir zur Prüfung der SAHASchen Formel die Intensitätsverteilung über Atomlinien und Ionenlinien als Funktion des Abstandes von der Achse bestimmen mussten, konnten wir die Ergebnisse derartiger Bestimmungen der Intensitätsverteilung auch für andere Zwecke benutzen.

Zuerst prüften wir die BOLTZMANN-Verteilung der Atome und Ionen über ihre Energiezustände in einen grossen Teil des Bogens. Alsdann massen wir einige Übergangswahrscheinlichkeiten von Ba I und Ba II (Kapitel IV).

Die Gültigkeit des BOLTZMANNschen Gesetzes wurde untersucht, indem der radiale Temperaturverlauf, der aus der Bandenfolge des

CN-Moleküls abgeleitet worden war, mit demjenigen verglichen wurde, der sich aus der Verteilung der Emissionsstärken über die Atomlinien und Ionenlinien ergab.

Sowohl im Wechselstrombogen wie im Gleichstrombogen wurde das BOLTZMANNsche Verteilungsgesetz in Kreisringen von $r = 0, 1, 2, \dots$ mm bestätigt gefunden (siehe auch Kapitel IV).

Die Werte der Übergangswahrscheinlichkeiten, die wir fanden, sind in Tabelle I zusammengestellt.

Danach prüften wir die SAHASche Formel quantitativ im zentralen Teil einiger Gleich- und Wechselstromlichtbögen mit verschiedenen axialen elektrischen Feldern, verschiedenen Temperaturen und demnach verschiedenen Stromstärken. Die Verteilung der Elektronen berechneten wir aus der Temperatur und der Verteilung der Gesamtzahl von Teilchen eines Elements (Atomen und Ionen). Die genannte Verteilung wurde aus der Diffusion und dem radialen elektrischen Felde rechnerisch ermittelt. Die Rechnungen sind im Kapitel V ausgeführt. Dieses Kapitel enthält auch die Bestimmung des Verhältnisses der Übergangswahrscheinlichkeiten der Resonanzlinien von Ba und Sr im Atom- und Ionenspektra und die Bestimmung der anderen Grössen, die für die Prüfung nötig sind. Im Kapitel VI ist die Prüfung selbst für den zentralen Teil des Gleichstrombogens, im Kapitel VII für den zentralen Teil des Wechselstrombogens beschrieben.

Im letzten Kapitel (VIII) geben wir eine qualitative Prüfung an, die sich über ein grösseres Gebiet als nur den zentralen Teil der beiden Arten von Lichtbögen erstreckt.

Die Ergebnisse dieser Prüfungen sind erstens: im zentralen Teil des Gleich- und Wechselstrombogens ist die Formel von SAHA erfüllt; zweitens: die Messungen im grösseren Teil des Bogens sind mit der Formel von SAHA nicht im Widerspruch. Allerdings wird der äusserste Rand des Bogens von unseren Messungen nicht erfasst, so dass wir über diese Region keine Schlüsse ziehen können.

SUMMARY.

The subject of this thesis was to test the applicability of the formula of SAHA in the electric arc. The validity of this formula here was expected by COMPTON and by ORNSTEIN and BRINKMAN. We gave a quantitative test in the centre of the column of the arc

and a qualitative test for a greater part of this column. For these tests, it was necessary to have a stabilized arc (chapter II) and to bring into the arc an element with a low ionization-energy. For that purpose Ba and Sr were chosen.

From the intensity distribution of the Ba-lines and the CN-bands, we determined the radial course of the emission per unit of volume of the arc (chapter III). As we had to determine the emission distribution of atomic and ionic lines as a function of the distance r to the axis for testing the formula of SAHA, we could also use this distribution for other purposes. First we also tested the BOLTZMANN distribution of the atoms and the ions over their energy levels in a great part of the arc. Second, we measured some relative transition probabilities of Ba I and Ba II (chapter IV).

The validity of the BOLTZMANN distribution was checked by comparing the radial course of the temperature determined from the sequence of CN with that determined from the emission distributions of atomic and ionic lines. Both in the a.c. and in the d.c. arcs the BOLTZMANN distribution was found in the annular regions $r = 0, 1, \dots$ mm (also chapter IV).

The values obtained for the transition probabilities are given in table I.

Then we made a quantitative test of the formula of SAHA in the central parts of some d.c. and a.c. arcs with different axial electric fields, different temperatures and so with different currents. The distribution of the electrons was calculated from the temperature and from the distribution of the total number of particles of one element (atoms plus ions). The latter distribution was determined on the basis of the diffusion and the radial electric field. These calculations are to be found in chapter V. This chapter also contains the estimation of the ratio of the transition probabilities for the resonance lines of Ba and Sr in the atomic and in the ionic spectra, and the determination of the other quantities necessary for the test. In chapter VI the test is described for the centre of the d.c. arc and in chapter VII for the a.c. arc.

In the last chapter (VIII) we have given a qualitative test of the formula of SAHA in a greater part than only the centre in both types of arcs.

The results of all these tests are first: the validity of the formula in the central part of d.c. and a.c. arcs; second: the measurements in a greater part of both arcs are not in contradiction with the formula of SAHA. However, our measurements do not cover the very outer part of the arc so that we can draw no conclusions for that region.

LITERATUURLIJST.

Het nummer, van een publicatie in deze lijst is het nummer, waaronder in de tekst naar het artikel wordt verwezen.

1. M. J. DRUYVENSTEYN en W. DE GROOT, *Physica*, **12**, 153, 1932.
2. R. MANNKOPF, *Zs. f. Phys.* **36**, 315, 1926.
3. H. A. WILSON, *Rev. of Mod. Phys.* **3**, 187, 1931.
W. KISSELMANN und A. BECKER, *Ann. d. Phys.* **25**, 49, 1936.
4. K. T. COMPTON, *Phys. Rev.* **21**, 266, 1923.
5. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* **1**, 797, 1934.
6. H. A. LORENTZ, *Theory of Electrons* (1909; TEUBNER), pag. 266.
7. H. BRINKMAN, dissertatie Utrecht 1937.
8. L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, *Zs. f. Phys.* **77**, 72, 1932.
9. A. VON ENGEL und M. STEENBECK, *Wiss. Veröffentl. a. d. SIEMENS Konzern* **12**, 74, 1933.
10. R. MANNKOPF, *Zs. f. Phys.* **86**, 161, 1933.
H. HÖRMANN, *Zs. f. Phys.* **97**, 539, 1935.
11. P. SCHÖNHERR, *Electrot. Ztschr.* **365**, 1909.
12. A. VON ENGEL und M. STEENBECK, *Wiss. Veröffentl. a. d. SIEMENS Konzern* **10**, 155, 1931; **12**, 89, 1923.
13. L. S. ORNSTEIN, W. J. H. MOLL en H. C. BURGER, *Objectieve spectraal-photometrie* (Vieweg. 1932).
14. W. SCHÜTZ, *Zs. f. Phys.* **64**, 682, 1930.
15. E. F. M. VAN DER HELD, *Zs. f. Phys.* **70**, 508, 1931.
16. H. A. LORENTZ, *Kon. Acad.* **6**, 506, 1898.
17. G. H. REMAN, dissertatie Utrecht 1937.
18. J. L. SPIER en M. M. SMIT-MIESSEN, *Physica* **9**, 422, 1942.
19. J. A. H. KERSTEN, dissertatie Utrecht 1941.
20. J. W. SCHUTTEVAER, dissertatie Utrecht 1942.
21. *Handbuch d. Physik* Band XXIV/1, 2e druk, pag. 434.
22. J. H. HEÏERMAN, dissertatie Utrecht 1937.
23. K. T. COMPTON en I. LANGMUIR, *Rev. Mod. Phys.* **2**, 218, 1930.
24. D. TH. J. TER HORST, dissertatie 1934.
25. E. S. LAMAR, A. M. STONE and K. T. COMPTON, *Phys. Rev.* **55**, 1235, 1939.
26. J. H. JEANS, *The dynamical theory of gases*, Cambridge, pag. 326; 1925.
27. R. B. BRODE, *Phys. Rev.* **34**, 673, 1929.
28. R. KOLLATH, *Phys. Zs.* **31**, 985, 1930.
29. S. D. GVOSDOVER, *Phys. Zs. Sowjet.* **12**, 164, 1937.
30. L. A. GINSEL, dissertatie Utrecht 1933.
31. C. G. SUITS, *Phys. Rev.* **55**, 198, 1939.
32. A. M. TYNDAL, *The mobility of positive ions in gases*, Cambridge University press. 1938.
33. *Physikalisch chemische Tabellen*. LANDOLT, BÖRNSTEIN, ROTH/SCHEEL, J. SPRINGER, Berlin.

STELLINGEN

I.

Het meetgebied van de compressiemanometer kan in beginsel tot aanzienlijk lagere drukken uitgebreid worden.

II.

Ten onrechte meent SCHRÖDINGER, dat het noodzakelijk is om aan de drie door GRASSMANN opgestelde wetten over de additieve kleurmenging nog een vierde toe te voegen.

E. SCHRÖDINGER, *Ann. d. Phys.* **63**, 417, 1920.

III.

Bij zijn theorie over het ontstaan van het zonnestelsel, waarin hij behalve de gravitatie ook de elektrische en magnetische werking van de zon in rekening brengt, heeft ALFVÉN ten onrechte geen rekening gehouden met de stralingsdruk van de zon.

H. ALFVÉN, *Stockholms Observatoriums Annaler*, Band 14, N^o. 2, 1941.

IV.

De door VON MISES gegeven oplossing van de potentiaalvergelijking voor de ruimte met gegeven randwaarden op een cirkelvormige plaat beantwoordt niet aan het aldaar gestelde probleem.

F. v. MISES, *Differentialgleichungen der Physik. I* (2e druk 1930); Kap. XVII, § 33 (blz. 765).

V.

De door BOUWERS beschreven indirecte belichtingsmethode voor Röntgenfotografie is een factor twee gunstiger dan hij doet voorkomen.

A. BOUWERS, *N.T.N.* **IX**, 120, 1942 (5—6).

VI.

In verband met het construeeren van een zeer gevoelige en zeer nauwkeurige bolometer is het gewenscht een uitgebreid onderzoek te doen naar de weerstanden van uiterst dunne metaallagen en de temperatuurscoëfficiënten daarvan.

H. DEWHURST, Proc. Phys. Soc., 39, 39, 1926.

D. A. WAS, Physica, 6, 382, 1939.

VII.

Bij zijn theorie over kleurbenoeming maakt STRÖBLE stilzwijgend gebruik van de op zichzelf niet waarschijnlijke onderstelling, dat de chromatische aanpassing geen invloed heeft op de benoeming van de spectrale kleuren.

STRÖBLE, Das Licht, 9, 121, 147, 167 en 202, 1939.

