



# Optische studie van de elektrische lichtboog

<https://hdl.handle.net/1874/323051>

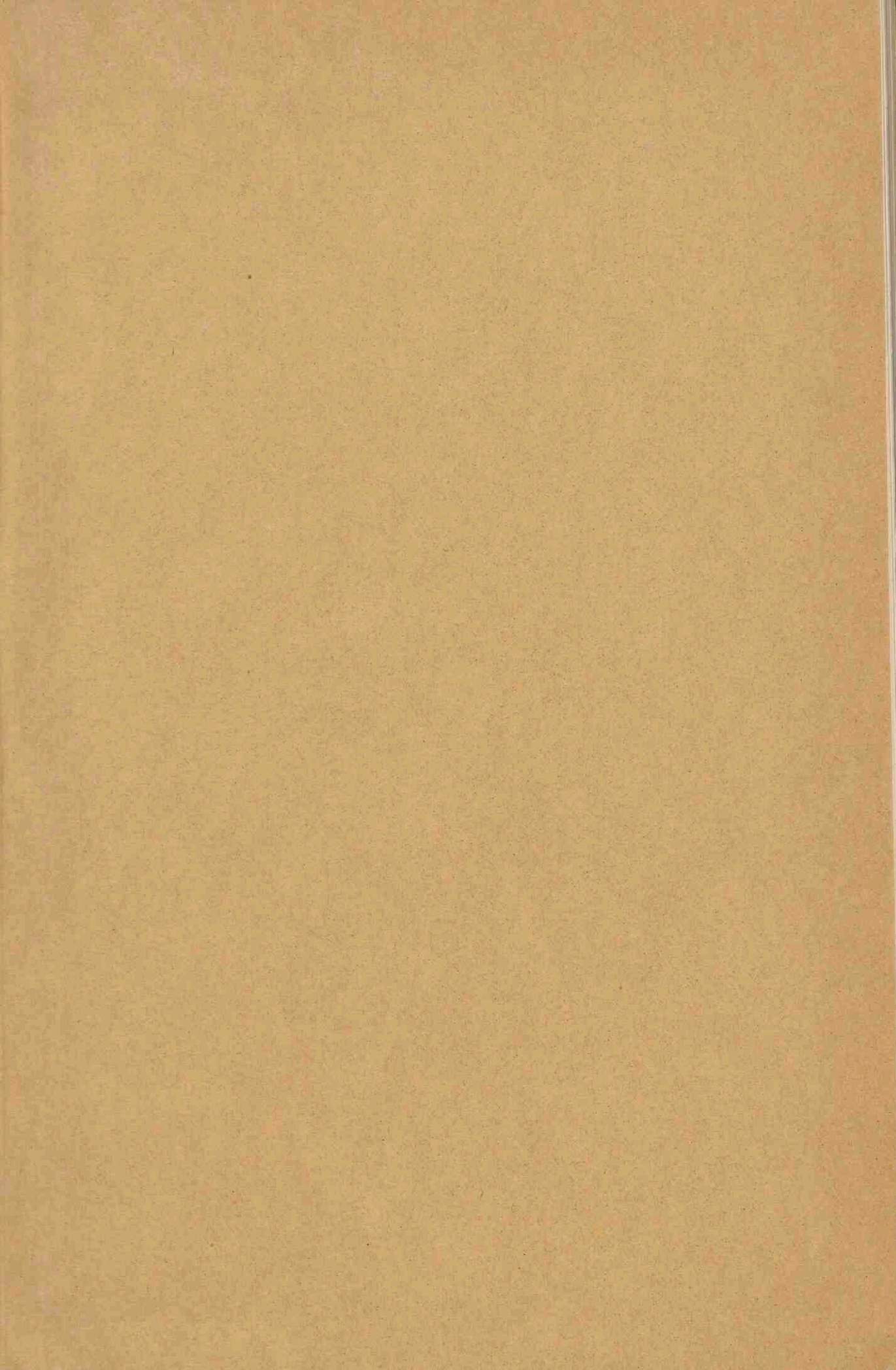
OPTISCHE STUDIE VAN DE  
ELECTRISCHE LICHTBOOG

s.  
ht















OPTISCHE STUDIE VAN DE ELECTRISCHE  
LICHTBOOG





1812  
1813  
1814



*Diss. Utrecht, 1937*

# OPTISCHE STUDIE VAN DE ELECTRISCHE LICHTBOOG

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN  
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE  
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT,  
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS  
DR. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE  
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS  
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVER-  
SITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE  
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE  
TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 5 JULI 1937,  
DES NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

HENDRIK BRINKMAN

GEBOREN TE KAMPEN

— 1937 —

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ — AMSTERDAM

BIBLIOTHEEK DER  
RIJKSUNIVERSITEIT  
UTRECHT.





*Aan mijn Ouders*

*Aan mijn Vrouw*





*Promotor: Prof. Dr. L. S. ORNSTEIN*



## HOOFDSTUK I.

### § 1. INLEIDING EN OVERZICHT VAN DE PROBLEMEN.

De studie van de elektrische lichtboog omvat een groot aantal problemen van zeer uiteenlopende aard, waarvan de voornaamste, die belangrijk zijn voor de zuil der ontlading, in dit proefschrift zullen worden behandeld.

Uitvoerig wordt het optisch onderzoek van de heete gaszuil der boogontlading tusschen electroden van koolstof beschreven; door intensiteitsmetingen in spectra is de temperatuur van het gas bepaald. Deze zeer hoge temperatuur ( $\approx 6500^\circ \text{K}$ ), de belangrijkste grootheid voor de lichtboog, karakteriseert de optische en elektrische eigenschappen (de karakteristiek) van de „thermische boogontlading” (Hoofdstuk IV). De daarmee samenhangende problemen betreffen de verschijnselen in en de eigenschappen van een gaszuil op zeer hoge temperatuur, zooals de thermische ionisatie en dissociatie, de warmtegeleiding, de soortelijke warmte, de electronen-diffusie, de lichtemissie, etc. Sommige van deze problemen zijn verwant aan degene, die zich voordoen bij de studie der sterre-atmosferen, waardoor het onderzoek van elektrische boogontladingsen ook voor de astrofysica belang kan hebben, aangezien het de mogelijkheid biedt in het laboratorium verschijnselen te bestudeeren, die in sterre-atmosferen optreden.

Het van de koolboog afwijkende gedrag van de bogen tusschen metaalelectroden, waarin verschijnselen optreden, die niet uitsluitend van de hoge temperatuur van het gas in de zuil afhangen, vindt zijn verklaring in het mechanisme der ontlading, dat gekarakteriseerd kan worden als dat van een glimontlading in een heet gas.

De invloed van de electroden op de boogontlading en de verschijnselen in de naaste omgeving van de electroden worden buiten beschouwing gelaten.

Voor bogen met een thermisch ontladingsmechanisme (zooals de gewone koolboog) wordt de radiale temperatuurverdeling in de zuil berekend en in overeenstemming met het experiment gevonden. (Hoofdstuk VI). De aerodynamische problemen, die samenhangen met de convectie van het gas nabij de electroden en langs de heete



gaszuil, alsmede de „stijfheid” van de gaszuil zelve zullen we oppervlakkig bespreken. Voor de boogontlading spelen deze verschijnselen een zeer gewichtige rol.

Het onderzoek van een ontlading door middel van het uitgezonden spectrum heeft het groote voordeel, dat de ontlading in ongestoorde toestand waargenomen wordt. Voor lichtbogen is dat van bijzonder belang, daar onderzoekingen door middel van sonden (metaal-draadjes gedurende korte tijd in de boog gebracht) de ontlading ter plaatse sterk verstoren. Met de optische methoden kan men verder de afzonderlijke deelen van het kleine volume van de lichtboog in detail onderzoeken.

## § 2. KENMERKEN VAN DE ELECTRISCHE LICHTBOOG.

Wij zullen geen algemeene definitie van de lichtboog voorop stellen, doch voorloopig alleen letten op de welbekende boogontlading tusschen twee staven van koolstof, brandende in lucht van 1 atmosfeer druk, waarin de belangrijkste resultaten, die wij hier bespreken zullen, verkregen zijn (fig. 1).

De koolboog met gelijkstroom heeft hel-gloeiende electroden, die thermisch electronen emitteren. De temperatuur der electroden hangt af van de stoffen, die naast de koolstof als verontreinigingen aanwezig zijn. Voor homogene koolectroden uit de handel (merk Conradty Noris) werd door pyrometreeren de zwarte temperatuur bij  $\lambda 6500 \text{ \AA}$  gevonden; deze bleek voor de anode  $3800^\circ \text{ K}$  en voor de kathode  $3300^\circ \text{ K}$  te zijn (diameter der koolstaven 12 mm,  $i=5 \text{ Amp.}$ ). Wordt de anode uitgeboord en met zouten gevuld, dan daalt de zwarte temperatuur van het helgloeiende deel zeer sterk. De ware temperatuur der electroden kan door stralingsmetingen gevonden worden, indien men de emissiecoëfficiënten als functie van de golflengte kent.

De boog heeft een vallende karakteristiek, d.w.z. het potentiaalverschil tusschen de electroden neemt af wanneer de stroomsterkte door de boog toeneemt. Dit komt tot uitdrukking in de experimenteele formule van AYRTON (1902), die de boogspanning  $V$ , de stroomsterkte  $i$  en de lengte  $l$  van de boog met elkaar in verband brengt:

$$V = a + b \cdot l + \frac{c + d \cdot l}{i} \cdot \dots \dots \dots (1)$$

De geldigheid van deze formule <sup>1)</sup> is beperkt tot een klein gebied van waarden voor  $i$  en  $l$  (zie fig. 2). In hoofdstuk VI zullen we hierop terugkomen. Voor kool- en metaalbogen zijn uitdrukkingen voor de karakteristiek gegeven met grooter geldigheidsbereik; wat de samenhang van  $V$  en  $i$  betreft, voldoet beter een relatie van de vorm  $V = A + \frac{B}{i^n}$  waarin  $n < 1$  is.

In gewone koolbogen is  $V$  van de orde van 10 tot 100 Volt,  $i$  loopt van 1 tot 20 Amp. Bij hoge stroomsterkten wordt de boog onrustig (sissende bogen). De waarde van de constanten hangt af van de samenstelling der electroden, hun afmetingen, de druk van het gas, enz. <sup>1)</sup>. Uit de formule van AYRTON blijkt, dat het potentiaalverschil tusschen de electroden evenredig is met de booglengte, hetgeen er op wijst, dat de veldsterkte in de gaszuil tusschen de electroden langs de as constant is. Bij extrapolatie naar booglengte 0 is de spanning de som van de potentiaalvallen bij de kathode, bij de anode en in de overgangsgebieden tusschen de homogene zuil en de electroden. Deze potentiaalvallen en wel speciaal de kathodeval (circa 10 Volt) zijn in boogontladingen veel kleiner dan in normale glimontladingen; men beschouwt dit feit als typeerend voor een boogontlading.

In fig. 2, ontleend aan het boek van VON ENGEL en STEENBECK, is de afhankelijkheid tusschen  $V$  en  $l$ , bij constante stroomsterkte (7 Amp.), voorgesteld. Bij kleine booglengte (1—7 mm) is blijkbaar de veldsterkte in de zuil grooter dan bij grootere booglengte. In fig. 3 is de beperkte geldigheid van formule (1), wat de afhankelijkheid van de stroomsterkte betreft, gedemonstreerd.

Uit de formule van AYRTON, die als schematische beschrijving van de karakteristiek belangrijke diensten bewijst, volgt, dat de veldsterkte  $E$  (in Volt/cm) in de homogene gaszuil met  $i$  (Amp.) aldus samenhangt:

$$E = b + \frac{d}{i} \dots \dots \dots (2)$$

<sup>1)</sup> R. SEELIGER, Hdb. d. Exp. Phys. XIII (3), die Bogenentladung (pag. 668 e.v.).

A. VON ENGEL u. M. STEENBECK, Elektrische Gasentladungen (II), Verlag Springer, Berlin (1934), § 64.

Voor de vrij-brandende koolboog in lucht van 1 atmosfeer bedragen deze constanten <sup>1)</sup>:

$$b = 20, d = 100$$

(doorsnede der koolstaven  $\phi = 10$  mm, booglengthe tusschen 1 en 7 mm).

De verschijnselen in de boogzuil, voor zoover die van belang zijn voor de karakteristiek, hangen in het gebied waarin de formule van AYRTON geldt niet van de booglengthe af, maar uitsluitend van de stroomsterkte.

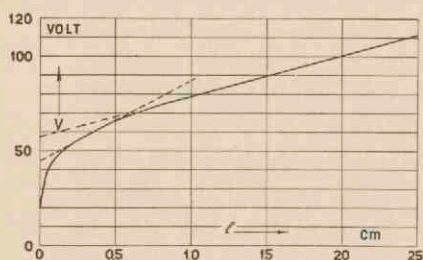


Fig. 2. Boogspanning  $V$  als functie van de booglengthe  $l$  voor een gewone koolboog in lucht ( $i = 7$  Amp.) volgens VON ENGEL en STEENBECK.

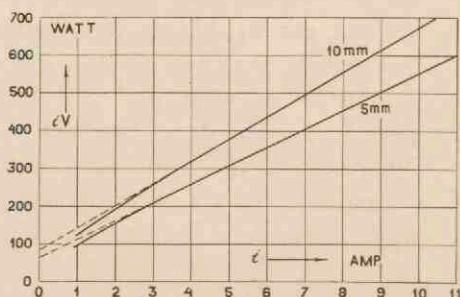


Fig. 3. Electriche energie als functie van de stroomsterkte  $i$  bij twee booglengthen in de koolboog ontwikkeld.

Men kan dus in de koolboog drie gebieden onderscheiden:

1<sup>o</sup>. de gloeiende kathode waarvoor zich een dunne gaslaag bevindt, waarin een zeer sterk electricch veld heerscht;

2<sup>o</sup>. de gaszuil van hooge temperatuur waarin de veldsterkte klein is ( $< 10^2$  Volt/cm);

3<sup>o</sup>. de gloeiende anode weder met een dunne gaslaag bedekt.

Bij de optische studie van de boogontlading hebben wij ons tot de verschijnselen in de zuil beperkt.

Bij de lichtbogen tusschen wolfram- en koolstofelectroden mag men aannemen, dat de thermische emissie van electronen door de gloeiende kathode voldoende is om de stroomdichtheden ( $\approx 10^2$  Amp/cm<sup>2</sup>), die bij de kathode optreden, te verklaren <sup>1)</sup>.

In de bogen tusschen electroden van *Cu*, *Fe*, *Hg*, enz. moet men



daarentegen aannemen, dat de zéér hoge electriche velden ( $\approx 10^6$  Volt/cm) aan het oppervlak van de kathode voldoende electronen uit het metaal kunnen trekken (auto-electronen-emissie). De temperatuur der kathode-brandvlek is lang niet hoog genoeg om een voldoende thermische emissie van electronen te geven. Deze bogen behooren dus eigenlijk tot een ander type dan de boog met C- en W-electroden, voorzoover men een onderscheiding baseeren wil op de verschijnselen bij de kathode. We zullen echter de genoemde metaalbogen voorloopig buiten beschouwing laten en in Hoofdstuk IV op de onderscheiding van verschillende boogtypen terugkomen.

Het gas tusschen de electroden wordt door de electriche energie-ontwikkeling sterk verhit; de temperatuur van het gas wordt zóó hoog, dat ionen en electronen door thermische ionisatie van het gas in groote concentratie (0.1 à 1 0/00 van alle deeltjes) aanwezig zijn, terwijl door de thermische beweging der atomen en moleculen deze in energierijke toestanden geraken en licht uitzenden. In de koolboog zal deze opvatting juist blijken te zijn. In metaalbogen en bogen in waterstof blijken echter naast de thermische processen de electronen een vaak overwegende rol in het ontladingsmechanisme te spelen <sup>2)</sup>.

Reeds in 1923 heeft K. T. COMPTON <sup>3)</sup>, zij het dan ook op grond van niet geheel juiste data, waarschijnlijk gemaakt, dat in de zuil van de koolboog door de thermische ionisatie van het gas, ionen en electronen in voldoende mate aanwezig zijn om met de daar heerschende veldsterkte de optredende stroomdichtheden ( $\approx 10$  Amp/cm<sup>2</sup>) te verklaren. Pas in de jaren na 1930 zijn echter metingen van de temperatuur van het gas uitgevoerd, die deze opvatting bevestigden. Voordien bestonden metingen (o.a. van MATHIESEN <sup>4)</sup>) volgens welke de temperatuur van het gas in de koolboog lager dan die der gloeiende electroden zou zijn. De nieuwere metingen toonden echter aan, dat het booggas in de as veel warmer is dan de electroden. In gewone lichtbogen in lucht

<sup>2)</sup> D. VAN LINGEN, Dissertatie Utrecht 1936; Physica 3, 977, 1936.

W. R. VIJVERBERG, Dissertatie Utrecht 1937.

<sup>3)</sup> K. T. COMPTON, Phys. Rev. 21, 266, 1923.

<sup>4)</sup> Zie R. SEELIGER, die Bogenentladung, Hdb. d. Exp. Phys. XIII (3) pag. 730.

tusschen koolstofelectroden zijn door intensiteitsmetingen in het spectrum temperaturen gevonden, welke in het centrum van de cilindrische ontlading  $6000\text{--}7000^\circ\text{K}$  bedragen <sup>5)</sup> en naar de rand toe continu afnemen. De waarde van de temperatuur in het centrum is daarbij afhankelijk van de samenstelling van het gas van de boog en wel in het bijzonder van de concentratie van de gemakkelijk ioniseerbare bestanddeelen. Deze laatste veroorzaken bij toenemende concentratie een afname van de temperatuur van de boog tot circa  $4000^\circ\text{K}$  <sup>5a)</sup>.

Bij gasdrukken lager dan 1 atm. is de temperatuur in de zuil van de koolboog maar weinig verschillend van die bij 1 atmosfeer <sup>6)</sup>. Bij zeer lage drukken ( $< 0,1$  atm.) daalt  $T$  tot  $5000^\circ$ , waarna de ontlading het karakter van een glimontlading verkrijgt.

In bogen met wisselstroom treden temperatuurfluctuaties op, hand in hand met de fluctuatie van de ontwikkelde elektrische energie <sup>7)</sup>. De grootte van deze temperatuurschommeling hangt van de frequentie af. Bij 50 perioden per sec. ( $p/s$ ) schommelt  $T$  in bogen met homogene koolectroden tusschen  $7400^\circ$  en  $3800^\circ\text{K}$ . Bij 500  $p/s$  treedt nog slechts een kleine schommeling ( $< 1000^\circ$ ) op. De gemiddelde waarde van de temperatuur is van dezelfde grootte als voor een gelijkstroomboog. Bij toevoeging van gemakkelijk ioniseerbare elementen dalen in wisselstroombogen de temperatuur en de grootte van de temperatuurschommeling van het gas <sup>8)</sup>.

Deze nieuwere metingen van de temperatuur van het booggas

<sup>5)</sup> L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Proc. Amsterdam **34**, 498, 1930.

<sup>5a)</sup> Dergelijke  $T$  waarden worden vermeld door:

W. KAST, Zs. f. Phys. **79**, 731, 1932.

G. O. LANGSTRÖTH, Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 286, 1933.

F. J. CHAMALAUN, Dissertatie Utrecht 1934.

G. RIGHINI, Physica **2**, 585, 1935.

<sup>6)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, Zs. f. Phys. **77**, 72, 1932.

<sup>7)</sup> D. Th. J. TER HORST, H. BRINKMAN en L. S. ORNSTEIN, Physica **2**, 652, 1935.

L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en D. VERMEULEN, Proc. Amsterdam **34**, 764, 1934.

D. Th. J. TER HORST, Dissertatie Utrecht 1934.

<sup>8)</sup> F. J. CHAMALAUN, Dissertatie Utrecht 1934 (pag. 58 (fig. 16) en pag. 62 (fig. 17)).

J. KEY, Dissertatie Utrecht 1937 (pag. 16 (fig. 4)).

hebben vooral in het mechanisme in de zuil van de boogontladingen een beter inzicht verschaft <sup>9)</sup>. We zullen in de volgende hoofdstukken speciaal de optische onderzoeken en resultaten behandelen. Deze betreffen steeds de stationnaire toestand van de ontleding, zooals die zich instelt nadat de boog getrokken is. Onze beschouwingen zullen ook blijken te gelden voor de momentane toestanden, die zich voordoen in boogontladingen met wisselstroom.

### § 3. DE SPECTRALE EMISSIE VAN DE BOOG TUSSCHEN KOOLSTOF-ELECTRODEN.

Het is voornamelijk de boog tusschen koolstofelectroden waarin optische temperatuurmetingen zijn verricht. In fig. 1 is een photo van de gewone koolboog in lucht tusschen verticale koolstaven (*gelijkstroom*, de onderste electrode is anode) weergegeven. De gaszuil heeft een violette kern, waarin de banden van  $CN$  en  $C_2$  worden uitgezonden. In zônes buiten de violette kern worden vooral de atoomlijnen van  $Na$ ,  $Ca$ ,  $Fe$ , e.d. geëmitteerd. Deze elementen komen als verontreiniging in de koolstaven voor. In fig. 1 is, om deze aureool goed zichtbaar te maken, een weinig Natriumzout in de uitgeholde anode gebracht en geschiedde de photographie met het licht, dat in een nauw golflengte-gebied, waarin de  $Na$   $D$ -lijnen liggen, alsmede banden van het roode  $CN$ -bandensysteem, door een geschikt filter wordt doorgelaten.

De typische verdeling der emissie langs de straal van de cilindrische zuil van de boog zullen we in Hoofdstuk III, § 4 nader onderzoeken.

Indien men de uitgeholde anode vult met  $Al_2O_3$  of een  $Al$ -zout verkrijgt men een analoog beeld voor de verdeling der emissie. In de nu groen gekleurde aureool van de lichtboog worden dan de banden van  $AlO$  uitgezonden.

In fig. 4 is het violette bandensysteem van  $CN$  weergegeven, uitgezonden door de boog in lucht tusschen koolstaven.

De spectrale samenstelling van het licht afkomstig uit de verschillende cilindrische zônes in de zuil kunnen we direct overzien, wanneer we de ontleding scherp afbeelden op de spleet van een stigmatisch spectraal-apparaat, zóódanig dat de spleet loodrecht

<sup>9)</sup> L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* 1, 797, 1934.



staat op de as van de cylinder. Voor iedere spectraallijn is dan het intensiteitsverloop dwars over het geprojecteerde beeld van de boog vastgelegd; daarbij wordt dus geïntegreerd over de diepte in het beeld. Het is echter mogelijk uit de gemeten intensiteitsverdeling dwars over de projectie van de boog, door een wiskundige analyse (zie appendix, pag. 85), de intensiteit der betreffende spectraallijn in iedere cylinderzône af te leiden. We zullen hiervan later gebruik maken.

In fig. 5 is het zichtbare spectrum afgebeeld wat op de boven beschreven wijze verkregen is van de koolboog, waarin de *AlO*-banden (met afschaduwing naar het rood) in de mantel en de *CN*-banden in de violette kern worden geëmitteerd.

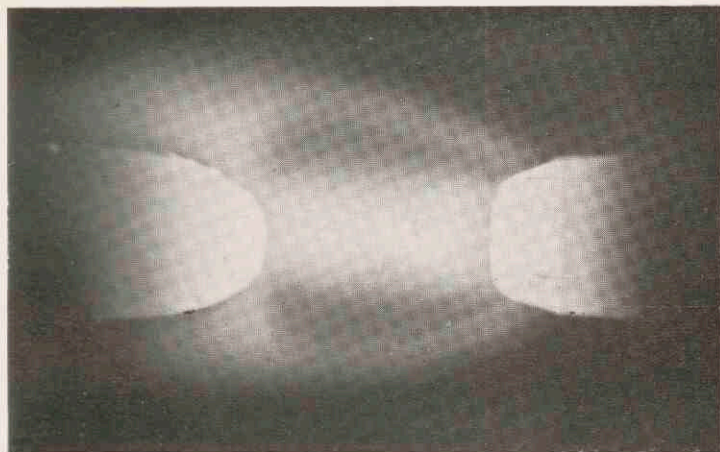
Het spectrum in fig. 4 voor de zuivere koolboog is op dezelfde wijze opgenomen. In fig. 6 is het spectrum weergegeven, verkregen door de koolboog scherp af te beelden op de spleet van de spectrograaf, die nu evenwijdig aan de as van de boogzuil stond. De continue spectra van de gloeiende elektroden en de spectraallijnen uitgezonden door de atomen *Ca*, *Na*, *Fe*, die verdampen uit de elektroden en dicht voor de elektroden in veel grotere concentratie aanwezig zijn dan in de boogzuil, zijn in fig. 6 te zien.

De temperatuur van de boog is bepaald door middel van intensiteitsmetingen in het molecuulspectrum van *CN* en *AlO*, waarvan in fig. 7 en fig. 8 een reproductie van de opnamen, verkregen met een roosterspectrograaf met groote dispersie (0,8 resp. 1,6 Å/mm) is weergegeven, die de afzonderlijke rotatielijnen van iedere band duidelijk toonen.

In *wisselstroombogen* verandert het spectrum hand in hand met de fluctuatie van de ontwikkelde energie. Bij stroboscopische waarneming (op eenvoudige wijze te verwezenlijken door in de stralengang van de afbeelding van de boog op de spleet van de spectrograaf een draaiende schijf op te nemen, bevestigd op de as van een synchronomotor (50 p/s) of op de as van de dynamo, die de wisselstroom levert) verkrijgt men de in fig. 9 afgebeelde serie van spectra, afkomstig van verschillende fasen der boogontlading met wisselstroom (koolstof-electroden).

In fig. 9 correspondeert de intensiteitsverdeling langs de spectraallijnen met de intensiteitsverdeling dwars over de boogzuil. In

Kathode



Anode

Fig. 1. Koolboog in lucht, anode met Natriumzouten verontreinigd.  $i = 8,5$  Amp.,  $l = 1,6$  cm, diameter der elektroden 0,9 en 1,0 cm.

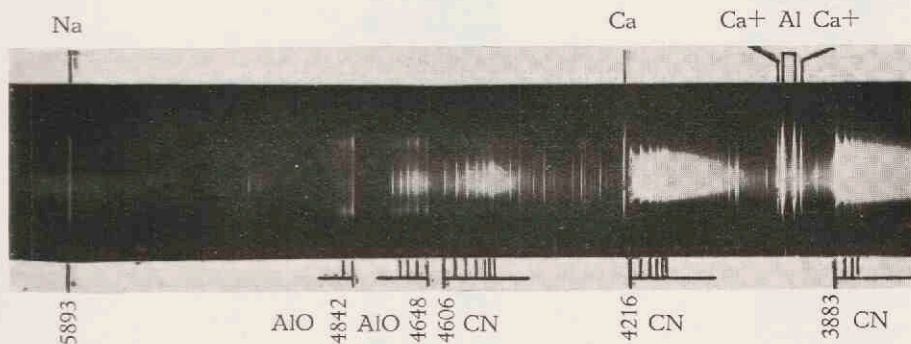


Fig. 5. Spectrum van koolboog, waarvan de anode  $Al_2O_3$  bevat (golflengten in Å).

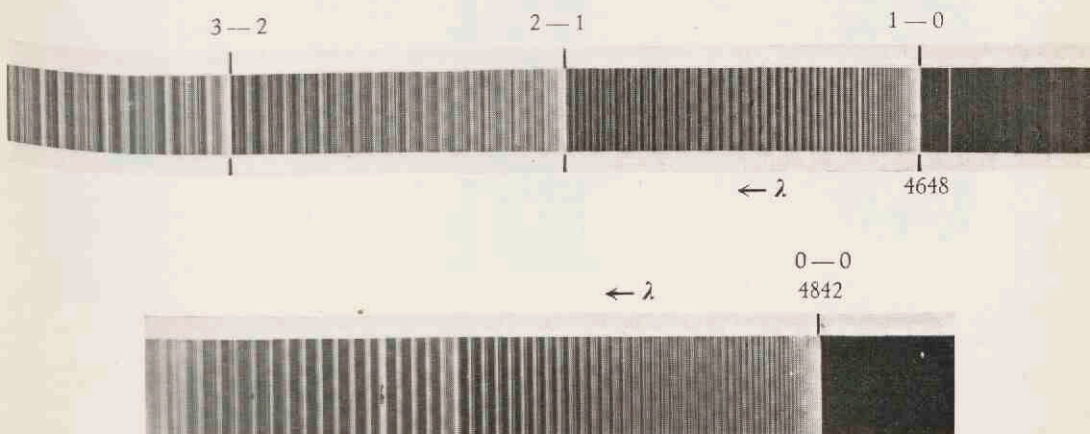


Fig. 8. Banden van  $AlO$  ( ${}^2\Sigma^+ - {}^2\Sigma^+$  overgang; golflengten in Å).



Fig. 4. Spectrum van de lichtboog tusschen homogene koolstaven (golflengten in Å).

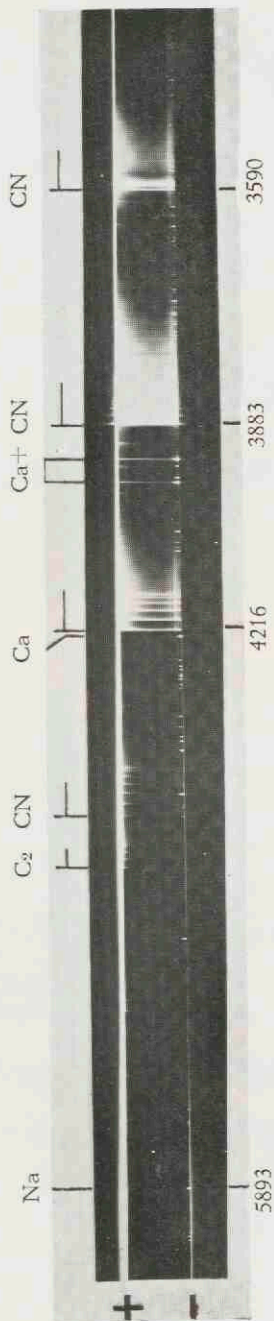


Fig. 6. Verdeeling der spectrale emissie tusschen kathode en anode van een koolboog in lucht (golflengten in Å).

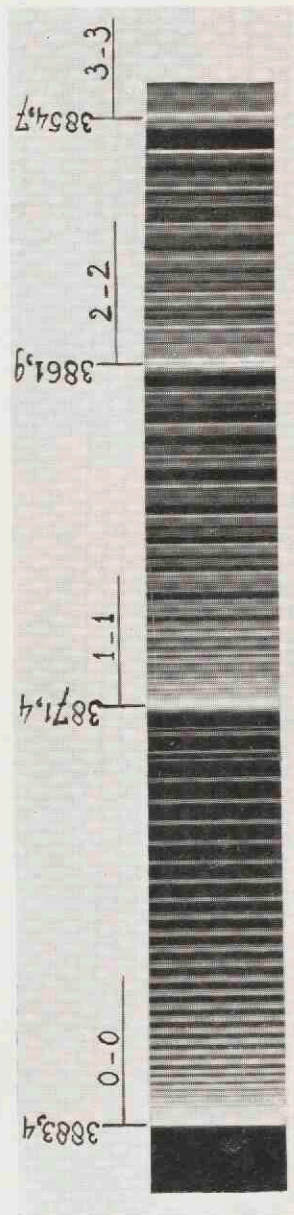


Fig. 7. Violette banden van CN (bandengroep  $\Delta v = 0$  van  $2_2 + - 2_2 +$  overgang; golflengten in Å).



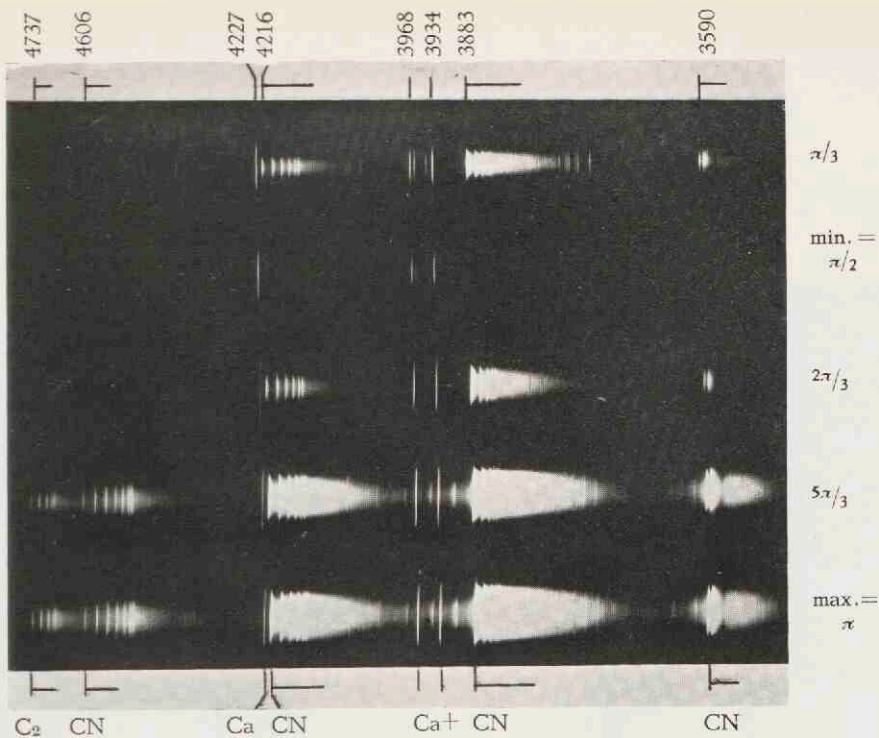


Fig. 9. Wisselstroomboog (50 p/s) tusschen koolstaven in lucht.

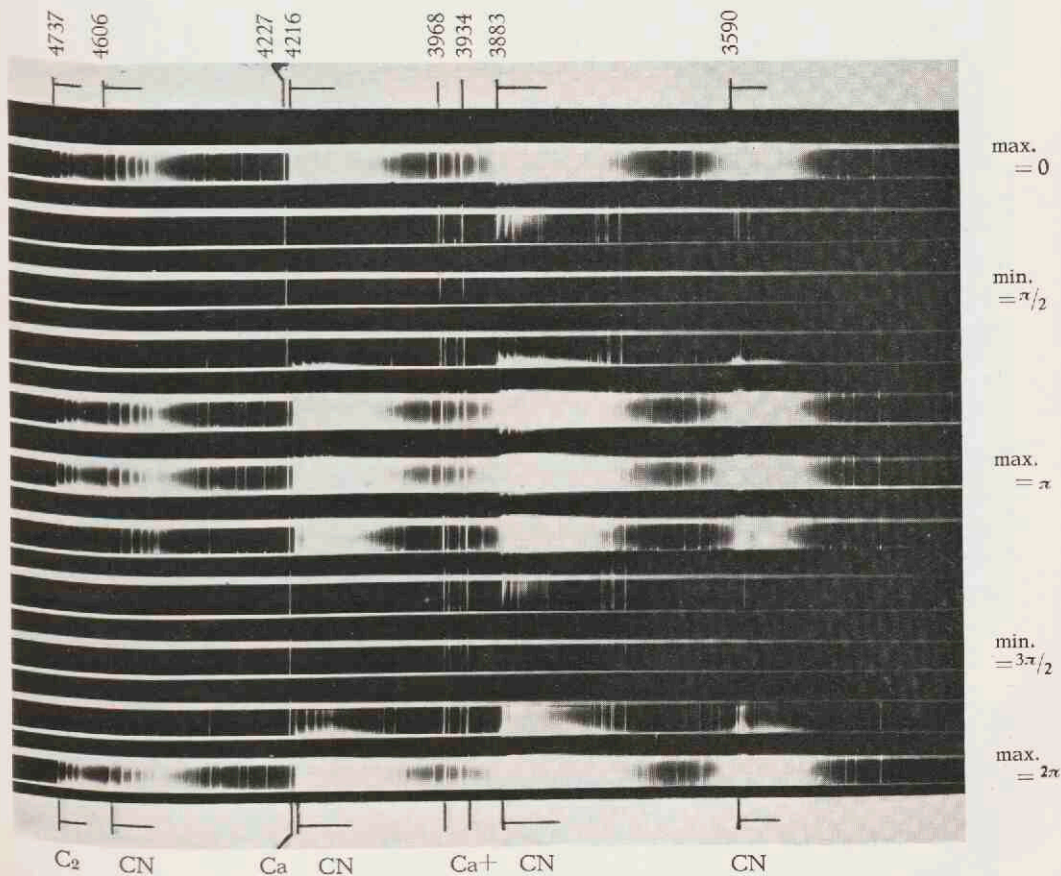


Fig. 10. Wisselstroomboog (50 p/s) tusschen koolstaven in lucht. De afzonderlijke spectra worden begrensd door de continue spectra van de elektroden.



Fig. 11. Wisselstroomboog (50 p/s) tussen koolstofelectroden met Aluminium-poeder.

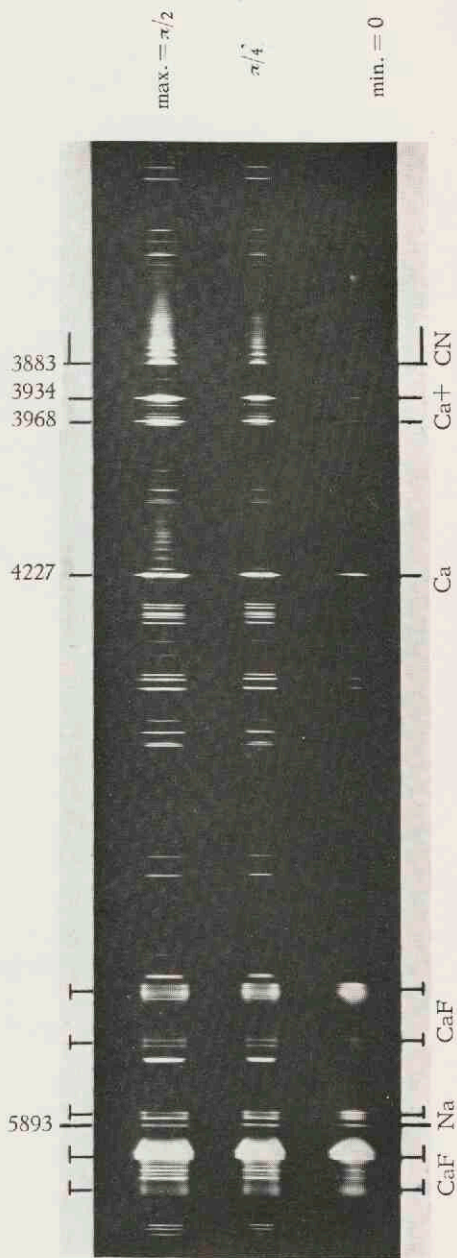


Fig. 12. Wisselstroomboog (50 p/s) tussen koolstaven die Calciumfluoride bevatten.

fig. 10 is te zien hoe de spectrale emissieverdeeling tusschen de electroden langs de as van de zuil zich wijzigt wanneer we het spectrum over één heele periode vervolgen.

Uit pyrometrische waarnemingen door ons (tezamen met Dr. D. VERMEULEN) en door anderen<sup>10)</sup> verricht, blijkt, dat de temperatuurfluctuatie der koolstofelectroden gering is ( $< 500^\circ$ ).

Een overzicht van de temperatuurfluctuatie, die zich in wisselstroombogen voordoet en die we reeds in § 2 vermeldden, levert fig. 11. In deze figuur zijn de spectra (dwarsopnamen), uitgezonden in de diverse fasen van een wisselstroomboog tusschen twee met *Al*-poeder gevulde koolstaven, gereproduceerd<sup>11)</sup>. Zooals later zal blijken (Hoofdstuk III) worden de banden van *AlO* uitgezonden in gebieden, waarin de temperatuur circa  $4000^\circ$  K bedraagt. In de fasen van de boog, waarin de centrale temperatuur (uit de *CN*-banden) zeer hoog is (grootte intensiteit van het spectrum) worden de *AlO*-banden in de buitenzones van de boog uitgezonden; één vierde deel van de geheele periode later komen de *AlO*-banden alleen nog in de as van de zuil voor en zijn de *CN*-banden (geringere verdamping van koolstof uit de electroden en lagere temperatuur van het gas) sterk in intensiteit verminderd.

In het geval van de wisselstroomboog tusschen homogene koolstaven (fig. 9 en 10) is de temperatuurfluctuatie en de daaraan beantwoordende fluctuatie van de thermische ionisatiegraad duidelijk waar te nemen aan de wijziging van de intensiteitsverhouding van de resonantielijnen van het *Ca*-atoom tot de *Ca*<sup>+</sup>-lijnen (*H*- en *K*-lijn).

Bijzonder duidelijk komt dat ook tot uiting in fig. 12, waarin de spectra van de wisselstroomboog tusschen koolectroden, met zeer veel calciumfluoride verontreinigd, zijn gereproduceerd. De banden van *CaF*<sup>12)</sup> vertoonen een analoge emissieverschuiving met de phase als de *AlO*-banden in fig. 11.

<sup>10)</sup> HAGENBACH, Hdb. d. Radiologie, Bd. IV (1917), p. 408.

<sup>11)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en D. VERMEULEN, Proc. Amsterdam 34, 764, 1934.

<sup>12)</sup> Dissociatie-energie van *CaF* 3,5 eV.

„ „ *AlO* 4,5 eV.



## HOOFDSTUK II.

### § 1. METHODEN TER METING VAN DE TEMPERATUUR VAN HET GAS IN DE ZUIL VAN EEN BOOGONTLADING.

We zullen een overzicht geven van de directe methoden, die gebruikt zijn om de temperatuur van het gas in de zuil van een lichtboog te meten.

- 1<sup>o</sup>. Door meting van de relatieve intensiteiten van de rotatielijnen in het spectrum van het molecule, dat door de gaszuil wordt uitgezonden; *de optische methode van temperatuurmeting* (§ 2) <sup>12a</sup>).
- 2<sup>o</sup>. Door *meting van de dichtheid van het gas*, gevonden uit de absorptie van Röntgenstralen, van bundels zeer snelle electronen of uit de dracht van  $\alpha$ -stralen (§ 3).
- 3<sup>o</sup>. *Temperatuurbepaling uit de voortplantingssnelheid van geluidsgolven* (§ 4).
- 4<sup>o</sup>. *Uit de dichtheid en de druk bij boogontladingen in afgesloten buizen* (§ 5).

Deze methoden, zoo geheel verschillend van aard, leveren in groote trekken overeenstemmende resultaten voor de temperatuur van het gas in de boog. Slechts in enkele gevallen is het mogelijk de resultaten van verschillende methoden precies te vergelijken, nl. wanneer dezelfde boogontladingen onderzocht zijn. De overeenstemming blijkt dan zeer bevredigend te zijn.

De *optische methode van temperatuurmeting* behoeft niet beperkt te worden tot de genoemde intensiteitsmeting van rotatielijnen in het moleculespectrum, indien we maar zeker zijn of kunnen verifiëren, dat het ontladingsmechanisme in de zuil van de boog thermisch is (Hoofdstuk IV). De relatieve intensiteitsmeting van de trillings-

---

<sup>12a</sup>) *T*-bepaling uit de Dopplerverbreeding der spectraallijnen voert tot onzekere resultaten door de invloed van andere verbreedingsoorzaken, zooals botsingsdemping en verbreedingen tengevolge van de electriche velden tusschen de geladen deeltjes (zie bijv. Dissertatie van G. H. REMAN, Utrecht 1937).

banden in het molecuulespectrum of van atoomlijnen, al of niet behoorend tot één multiplet, kunnen ons dan óók de temperatuur van het gas leveren. Hoewel deze laatste methoden dus veel minder algemeen zijn, zullen we ze in § 2 bespreken als andere mogelijkheden om door optische metingen de gastemperatuur te vinden; we moeten er echter rekening mee houden, dat zij in niet-thermische bogen falen. — Andere temperatuurbepalingen langs indirecte weg (bijv. door stralingsmetingen (HÖRMANN<sup>13)</sup>) of uit ionisatiegraad en ionendiffusie (MANNKOPF<sup>14)</sup>) laten we buiten beschouwing, aangezien ook daarbij ondersteld wordt, dat het mechanisme van de koolboog thermisch is, wat wij juist voor deze boog bewijzen willen en deze methoden dus falen, indien de gastemperatuur niet alleen bepalend is voor de genoemde verschijnselen (metaalbogen<sup>15)</sup> of bogen in waterstof<sup>16)</sup>).

De resultaten van deze indirecte methoden zijn, waar dezelfde temperaturen in de zuil van de koolboog gevonden worden als volgens de directe methoden, te beschouwen als bevestigingen van het thermische mechanisme van deze ontlading (zie daarover Hoofdstuk IV).

## § 2. DE OPTISCHE METHODE VAN TEMPERATUURBEPALING.

De intensiteit van een spectraallijn wordt bepaald door het product van de concentratie  $N_s$  der deeltjes in de energierijke toestand, de waarschijnlijkheid  $A$  van de betreffende spectraalovergang en de grootte van het uitgezonden energiequantum  $h\nu$ .

$A$  moet als een constante voor het atoom of molecule beschouwd worden en geeft ons de statistische waarschijnlijkheid dat in 1 sec. het aangeslagen deeltje de energie  $h\nu$  uitstraalt. De intensiteit der spectraallijn met frequentie  $\nu$  wordt dus:

$$I = N_s \cdot A \cdot h\nu \text{ erg/sec. cm}^3 \quad \dots \dots \dots (3)$$

Uit de relatieve intensiteiten van verschillende spectraallijnen van één atoom of van lijnen uit een molecuulespectrum worden dus, nadat gedeeld is door de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van deze

<sup>13)</sup> H. HÖRMANN, *Zs. f. Phys.* 97, 539, 1935.

<sup>14)</sup> R. MANNKOPF, *Zs. f. Phys.* 86, 161, 1933.

<sup>15)</sup> D. VAN LINGEN, Dissertatie Utrecht 1936; *Physica* 3, 977, 1936.

<sup>16)</sup> W. R. VIJVERBERG, Dissertatie Utrecht 1937.

lijnen, de relatieve concentraties van atomen of moleculen in verschillende energietoestanden gevonden. Indien het mechanisme van de ontlading voert tot een bezetting der energietoestanden, zooals die ook ingeval van thermodynamisch evenwicht bestaat, dus:

$$N_{\varepsilon} = N \cdot \frac{g \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{\sum_l g_l \cdot e^{-\frac{\varepsilon_l}{kT}}}, \quad \dots \quad (4)$$

de verdelingswet van MAXWELL-BOLTZMANN, kan men de temperatuur  $T$  berekenen.

a. *Temperatuurbepaling uit molecuulspectra.*

aI. *Uit de intensiteiten der rotatielijnen van één band (vergelijk § 1 van hoofdstuk III).*

Uit de relatieve intensiteiten van de opeenvolgende rotatielijnen van één band<sup>17)</sup> in het spectrum van de koolboog bleek, dat de verdeling van de moleculen over de toestanden met verschillende rotatie-energie een BOLTZMANN-verdeling was, d.w.z. de concentraties zijn evenredig met

$$g \cdot e^{-\varepsilon/kT},$$

waarin  $g$  het a-priori gewicht van de energietoestand,  $\varepsilon$  de rotatie-energie van het aangeslagen molecule,  $k$  de BOLTZMANNsche constante,  $T$  de absolute temperatuur is. Graphisch is de temperatuur  $T$  te bepalen uit de helling van de rechte lijn, die men verkrijgt wanneer de gemeten intensiteiten, na deeling door de theoretische overgangswaarschijnlijkheden<sup>17a)</sup> en de a-priori gewichten van de molecuultoeustanden, logaritmisch uitgezet worden tegen de rotatie-energie van het molecule (fig. 13;  $\varepsilon = hcE_K$ ).

Op deze wijze vonden wij in de as van de gaszuil van een zuivere koolboog uit de CN-banden een temperatuur van 6500° K, in de koolboog met  $Al_2O_3$ -vulling in de anode 6000° K uit de CN-banden, daarentegen uit de banden van  $AlO$  in de mantel van

<sup>17)</sup> L. S. ORNSTEIN en W. R. VAN WIJK, Proc. Amsterdam 33, 44, 1930.

L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Proc. Amsterdam 34, 498, 1931.

<sup>17a)</sup> R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. 3, 100, 1931.



de gaszuil  $3800^{\circ}\text{K}$  (diameter van de boog circa 1 cm). Van de lengte van de boog (gevarieerd van 0.3 tot 1.8 cm) en van de stroomsterkte (gevarieerd met 1 tot 13 Amp.) blijkt de axiale temperatuur een weinig af te hangen (zie Hoofdstuk III, § 1, Resultaten der optische temperatuurmeting in koolbogen).

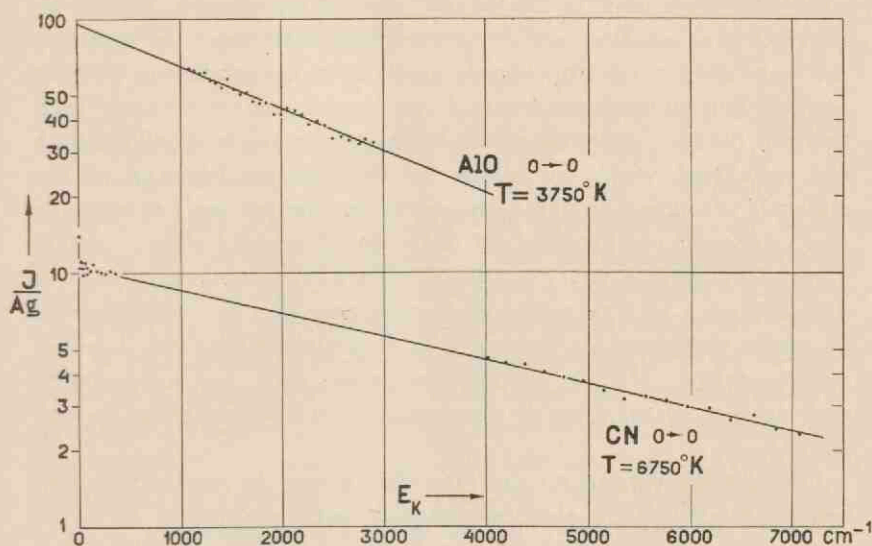


Fig. 13. Temperatuurbepaling uit de intensiteiten der rotatielijnen van een AIO-band en een CN-band.

De zeer hoge temperatuur, die in het centrum van de koolboog blijkt te bestaan, zullen wij nog op velerlei wijze bevestigd zien. Dat de waarde van  $T$ , die wij uit de intensiteiten der rotatielijnen van een band hebben afgeleid, ook werkelijk de temperatuur van het gas is, dus behoort bij de MAXWELLSche snelheidsverdeling van de gasdeeltjes, volgt alreeds uit de metingen van de temperatuur die op dezelfde wijze in ontladingsbuizen uitgevoerd zijn<sup>18)</sup>. In deze

<sup>18)</sup> L. S. ORNSTEIN en W. R. VAN WIJK, Zs. f. Physik **49**, 315, 1928.  
 W. R. VAN WIJK, Zs. f. Physik **59**, 313, 1930; Dissertatie Utrecht 1930.  
 A. E. LINDH, Zs. f. Physik **67**, 67, 1931.  
 P. J. HARINGHUIZEN, Dissertatie Utrecht 1935.  
 T. HAMADA, Proc. Amsterdam **39**, 50, 1936.  
 L. VEGARD, Norske Vid. Akad. Oslo Avh. I (1934), No. 12 en 13.  
 P. NOLAN en F. A. JENKINS, Phys. Rev. **50**, 943, 1936.

glimontladingen is het lichten zeker niet het gevolg van hooge temperatuur van het gas; echter ook in deze gevallen, waarin de aanslag niet thermisch is, blijkt de verdeeling der moleculen over de verschillende rotatieniveaux een BOLTZMANN-verdeeling te zijn met een temperatuur, die zich ongedwongen als de temperatuur van het gas (véél lager dan in lichtbogen) laat interpreteren. Dat, zelfs bij electronen-aanslag, uit de verdeelingsfunctie voor het molecule met aangeslagen electronenconfiguratie de temperatuur van het niet aangeslagen moleculegas bepaald wordt, ziet men in, wanneer men bedenkt, dat bij electronenaanslag het rotatie-impulsmoment practisch niet gewijzigd wordt en alleen de electronenconfiguratie in het molecule verandert. Indien de traagheidsmomenten van het molecule in de aangeslagen toestand en in de grondtoestand slechts weinig verschillen, zijn de concentraties van de aangeslagen moleculen in de toestanden met verschillende rotatie-energie dus evenredig met de concentraties van de moleculen in de grondtoestand met dezelfde rotatie-energie. *Uit de verdeelingsfunctie voor het aangeslagen molecule bepaalt men dus de temperatuur van het (niet aangeslagen) gas*<sup>19)</sup>.

De gevallen waarin uit de intensiteiten van de rotatielijnen van een molecuulband bij electronenaanslag geen eenduidige temperatuur volgde (aangenomen dat men de overgangswaarschijnlijkheden der rotatielijnen kende) kunnen verklaard worden, doordat voor die moleculen aan de voorwaarde, dat de traagheidsmomenten van aangeslagen en niet aangeslagen molecule practisch gelijk zijn, niet voldaan was<sup>20)</sup>.

LOCHTE-HOLTGREVEN<sup>21)</sup> concludeert uit de ongelijkheid van de temperatuur, die  $C_2$ - en  $CH$ -banden in een acetyleenontlading geven, dat in dit geval de bandentemperatuur niet met de gastemperatuur overeenstemt. DE GROOT en PENNING<sup>22)</sup> merken echter op, dat het hier metingen aan een gecondenseerde ontlading betreft, zoodat de

19) W. R. VAN WIJK, Zs. f. Phys. 75, 584, 1932.

O. OLDENBERG, Phys. Rev. 46, 210, 1934.

20) W. KAPUŚCINSKY en J. G. EYMERS, Zs. f. Phys. 54, 246, 1929.

21) W. LOCHTE—HOLTGREVEN, Zs. f. Phys. 64, 443, 1930; 67, 590, 1931

22) W. DE GROOT en F. M. PENNING, Hdb. d. Physik XXIII (1), pag. 182, (Berlin, 1933).

verschillende temperaturen wel eens de werkelijke gasttemperatuur in verschillende fasen van de ontlading kunnen zijn, analoog aan wisselstroombogen. Dit klopt met het feit dat  $C_2$  (met de grootste dissociatie-energie) een hogere temperatuur aangeeft dan  $CH$ . Ook is het mogelijk, dat de  $C_2$ -banden in het centrum, de  $CH$ -banden dichterbij de wand van de buis worden uitgezonden, zoodat twee punten van het radiale temperatuurverval in de buis gemeten zijn.

a II. *Temperatuurbepaling uit de trillingsbanden van één bandensysteem.*

Een onafhankelijke controle van de temperatuurmeting in de lichtboog uit de rotatielijnen werd verkregen door het onderzoek van de verdeeling van de moleculen over de verschillende trillings-toestanden<sup>23</sup>). In het violette bandensysteem van  $CN$  (zie fig. 4) zijn de intensiteiten van alle bandenkoppen gemeten en daaruit de totale intensiteiten der verschillende banden bepaald, waarbij gecorrigeerd moet worden voor het elkaar overdekken der banden. Daar de overgangswaarschijnlijkheden theoretisch niet bekend zijn, kan hieruit de concentratie der verschillende trillingsniveaux niet op de gebruikelijke wijze bepaald worden. Wanneer men echter de intensiteiten sommeert van alle banden, die van éénzelfden trillings-toestand in het aangeslagen molecule uitgaan, dan is deze som evenredig met de bezetting van dit niveau en met de som van de overgangswaarschijnlijkheden uit dit niveau, d.w.z. omgekeerd evenredig met de levensduur van het betreffende niveau. Nemen we aan, dat de levensduur voor alle trillingstoestanden dezelfde is, d.i. de *sommenregel voor de trillingsbanden in molecuulspectra*, dan stellen de genoemde intensiteitssommen zonder meer de relatieve concentraties der moleculen in de diverse trillingsniveaux voor. Het bleek, dat de verdeeling wederom een BOLTZMANNsche verdeeling was van practisch dezelfde temperatuur als uit de intensiteiten der rotatielijnen gevonden werd. Hiervan gebruik makend kunnen we nu van iedere band de relatieve overgangswaarschijnlijkheden bepalen, door de gemeten intensiteiten door de

<sup>23</sup>) L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Proc. Amsterdam 34, 33, 1931.



BOLTZMANN-factor te deelen<sup>24</sup>). Op deze wijze zijn de volgende relatieve overgangswaarschijnlijkheden in de bandengroepen  $\Delta v=0$  ( $\lambda 3880 \text{ \AA}$ ) en  $\Delta v=1$  ( $\lambda 4200 \text{ \AA}$ ) bepaald.

TABEL I.

| $v' \rightarrow v''$ | Relatieve overgangswaarschijnlijkheden der CN-banden |       |
|----------------------|--|-------|
| $\Delta v=0$ {       | 0-0  | 1.0   |
|                      | 1-1  | 0.87  |
|                      | 2-2  | 0.77  |
|                      | 3-3  | 0.67  |
| $\Delta v=1$ {       | 0-1  | 0.055 |
|                      | 1-2  | 0.095 |
|                      | 2-3  | 0.12  |
|                      | 3-4  | 0.15  |
|                      | 4-5  | 0.19  |

De intensiteitsmeting van eenige van deze CN-banden, met verschillende trillingsenergie in de begintoestand, is dus nu voldoende om de temperatuur van de lichtboog (mits het ontladingsmechanisme thermisch is) te bepalen<sup>25</sup>).

In de praktijk<sup>26</sup>) is gebleken dat een betrouwbare bepaling van  $T$  kan geschieden uit het CN-banden spectrum, opgenomen met een *prismaspectrograaf* met voldoende oplossend vermogen om het intensiteitsprofiel van de banden in één bandengroep nauwkeurig te bepalen. De spleet wordt zoo breed genomen,

<sup>24</sup>) Deze experimenteele waarden stemmen vrij goed overeen met de berekende waarden van K. WURM, Zs. f. Astrophys. 5, 260, 1932.

<sup>25</sup>) Andere molecuulspectra kunnen gebruikt worden, zoodra men de overgangswaarschijnlijkheden der trillingsbanden kent. Voor twee banden van  $C_2$  hebben D. Th. J. TER HORST en C. KRIJGSMAN (Physica 1, 114, 1934) deze grootheden bepaald door intensiteitsmetingen in het spectrum van de koolboog. Vergelijk ook de metingen van R. C. JOHNSON en N. R. TAWDE (Proc. Roy. Soc. London, (A) 137, 575, 1932).

<sup>26</sup>) Temperatuurbepaling in wisselstroombogen (literatuur onder <sup>7</sup>)), en bij metingen van overgangswaarschijnlijkheden (J. KEY, Dissertatie Utrecht 1937; D. VAN LINGEN, Dissertatie Utrecht 1936; H. VAN DRIEL, Dissertatie Utrecht 1935; F. J. CHAMALAUN, Dissertatie Utrecht 1934).

dat de rotatiestructuur in iedere band op het photogram van de microphotometer juist niet meer te zien is, wat de nauwkeurigheid van de bepaling van het profiel verhoogt. Voor spectraal-apparaten met een oplossend vermogen van  $0,5 \text{ \AA}$  bij  $\lambda 3880 \text{ \AA}$  is dat bij 2 maal de kritische waarde van de spleetbreedte<sup>27)</sup> het geval.

Men bepaalt nu het intensiteit-golflengte diagram van de CN-bandengroep bij  $\lambda 3880 \text{ \AA}$  ( $\Delta v = 0$ )<sup>28)</sup> en daaruit de verhouding van de oppervlakten van de eerste band (0—0) tot aan de tweede bandenkop (1—1), van de tweede band (1—1) tot aan de volgende bandenkop (2—2) en van de derde band (2—2) tot aan de bandenkop 3—3. Uit de graphiek, die aangeeft op welke wijze deze relatieve oppervlakte-intensiteiten van de temperatuur afhangen (fig. 14), en die volgens onderstaand procédé berekend is, volgt dan onmiddellijk de temperatuur van het gas in de zuil van de boog.

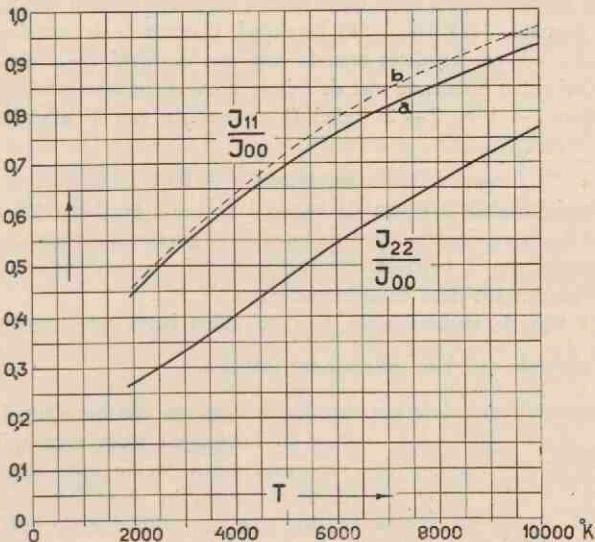


Fig. 14. Temperatuurbepaling uit de intensiteiten der banden  $\Delta v = 0$  van CN ( $2\Sigma \rightarrow 2\Sigma$ ).

Evengoed als uit de intensiteitsverhouding van overeenkomstige rotatielijnen uit twee banden en de overgangswaarschijnlijkheden in tabel I, kan men uit de verhouding van een groote groep van rotatielijnen, die voor de eene band in het golflengte gebied  $\Delta_1$ , voor de andere banden in de intervallen  $\Delta_2$  en  $\Delta_3$

<sup>27)</sup> P. H. VAN CITTERT, Zs. f. Phys. 65, 547, 1930; 69, 298, 1931.

<sup>28)</sup> We zullen ons tot deze sterkste groep van CN-banden beperken. Vooral bij gebruik van glas-prisma spectrografen is het noodzakelijk met het verloop van de gevoeligheid van de combinatie spectrograaf + photographische plaat in dit golflengtegebied rekening te houden!

vallen (in fig. 7 aangeduid), de temperatuur bepalen. Men dient dan precies te weten welke rotatielijnen van de diverse banden in deze golflengte-intervallen gelegen zijn en tot de gemeten oppervlakte-intensiteit bijdragen, om de overdekking van iedere band door zijn voorgaande in rekening te kunnen brengen.

Fig. 14 is berekend, aannemende, dat in de 0—0 band, gerekend tot aan de tweede bandenkop, de rotatielijnen  $P(1)$  t/m  $P(61)$  en  $R(0)$  t/m  $R(4)$  vallen. In de tweede band, gerekend tot aan de volgende bandenkop, liggen de rotatielijnen  $P(1)$  t/m  $P(60)$  en  $R(0)$  van de 1—1 trillingsovergang en de rotatielijnen  $P(62)$  t/m  $P(73)$  en  $R(5)$  t/m  $R(16)$  van de 0—0 overgang. In de derde band, gerekend tot aan de bandenkop 3—3, vallen de rotatielijnen  $P(5)$  t/m  $P(59)$  van de 2—2 overgang, de rotatielijnen  $P(61)$  t/m  $P(70)$  en  $R(1)$  t/m  $R(11)$  van de 1—1 overgang en de rotatielijnen  $P(74)$  t/m  $P(81)$  en  $R(17)$  t/m  $R(23)$  van de 0—0 overgang <sup>29)</sup>.

Bij iedere temperatuur  $T$  zijn de relatieve intensiteiten van deze rotatielijnen volgens de formules (11) (pag. 31) berekend. Daaruit is de totaalintensiteit  $I_{00}$  van de band 0—0, gerekend tot aan de kop van de band 1—1, als functie van  $T$  bepaald. Rekening houdende met de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de overgangen  $1 \rightarrow 1$  en  $2 \rightarrow 2$  (tabel I) en met de van  $T$  afhankelijke bezet-

tingen  $\left( \frac{\epsilon_p}{kT} e^{-\frac{\epsilon_p}{kT}} \right)$  van de trillingsniveaux  $v' = 0, 1$  en  $2$ , hebben we ook de relatieve totaalintensiteit  $I_{11}$  van de bandenkop 1—1, gerekend tot aan de kop van de band 2—2, en die ( $I_{22}$ ) van de band 2—2 gerekend tot aan de bandenkop 3—3, als functie van  $T$  bepaald. Daarbij is rekening gehouden met de bijdrage van andere banden tot deze totaalintensiteiten.

In fig. 14 zijn de verhoudingen van de aldus berekende totaalintensiteiten

$\frac{I_{11}}{I_{00}}$  en  $\frac{I_{22}}{I_{00}}$  tegen de absolute temperatuur uitgezet.

Bij de toepassing van deze zeer bruikbare methode van bepaling der temperatuur in koolbogen moet men zich er steeds

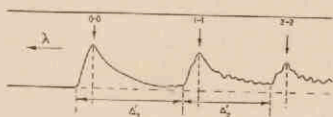


Fig. 15. Photogram van eenige violette CN-banden der bandengroep  $\Delta v = 0$ .

van overtuigen welke rotatielijnen van de diverse banden in de gemeten oppervlakten vallen. Dit kan bijv. van de breedte van de spleet van de spectrograaf afhangen. In fig. 15 is gedemonstreerd in het photogram van de CN-bandengroep  $\Delta v = 0$  (opgenomen met een spectrograaf waarvan de spleet bij verwijding de spectraallijnen naar de zijde der lange golflengten verbreedde), dat nu in de oppervlakte-intensiteit van de 0—0 band (interval  $\Delta_1'$ ) de rotatielijnen  $P(1)$  t/m  $P(59)$  en  $R(0)$  t/m  $R(2)$  vallen en in de tweede band tot aan de volgende bandenkop (interval  $\Delta_2'$ ) de

<sup>29)</sup> Berekend naar de gegevens van W. JEVONS, Report on Bandspectra of diatomic molecules (Cambridge 1932) en vergeleken met W. JEVONS, Proc. Roy. Soc. London (A) 112, 407, 1926 en de golflengtemetingen van UHLER en PATTERSON, Astrophys. Journ. 42, 434, 1915.



rotatielijnen  $P(1)$  t/m  $P(58)$  en géén  $R$ -lijnen van de 1—1 trillingsovergang en de rotatielijnen  $P(60)$  t/m  $P(72)$  en  $R(3)$  t/m  $R(15)$  van de 0—0 overgang. In fig. 14 is door de gestippelde kromme (b) weergegeven, hoe voor dit geval de verhouding  $\frac{I_{11}}{I_{00}}$  van de temperatuur afhangt. Indien de intensiteitsverhouding tot op 3 % nauwkeurig is gemeten, blijkt uit figuur 14, dat de temperatuurbe-  
paling uit de intensiteiten der trillingsbanden tot op 500° nauwkeurig is.

#### b. *Temperatuurbe-paling uit atoomspectra.*

De mogelijkheid om de temperatuur te bepalen uit de relatieve intensiteiten van atoomlijnen <sup>29a)</sup> is beperkt tot die lijnen waarvan men de overgangswaarschijnlijkheden (in relatieve maat) kent en tot lichtbronnen met een thermisch ontladingsmechanisme.

Van de lijnen van een multiplet kent men meestal door de intensiteitsregels (sommenregel e.d.) bij atoomspectra de relatieve waarden van het product  $Ag$  (formules (3) en (4)). De afwijkingen van de theoretisch te voorspellen waarden kunnen het gevolg zijn van de ongelijke bezetting van de beginniveaux der multipletlijnen. Als deze bezettingen evenredig zijn met de bijbehorende BOLTZMANN-factoren is de temperatuur  $T$  te berekenen.

In een boog met goud-electroden is op deze wijze een temperatuur van 6000° K gemeten <sup>30)</sup>.

Nu van vele lijnen in de spectra der alkaliën <sup>31)</sup> en van lijnen van  $Cu$  <sup>32)</sup>,  $Ag$ ,  $Au$ ,  $Mg$ ,  $Ca$ ,  $Zn$ ,  $Cd$ ,  $Hg$  <sup>33)</sup>,  $Fe$  en  $Ni$  <sup>34)</sup> relatieve overgangswaarschijnlijkheden experimenteel bepaald zijn, is ook uit de relatieve intensiteiten van deze lijnen een  $T$ -bepaling in thermische bogen (Hoofdstuk IV) mogelijk geworden <sup>35)</sup>. In bogen met een overheerschend niet-thermisch mechanisme is dit niet mogelijk <sup>36)</sup>.

<sup>29a)</sup> Of van trillingsbanden behorende tot bandensystemen met verschillende begin-electronentoestand.

<sup>30)</sup> L. S. ORNSTEIN en S. SAMBURSKY, Proc. Amsterdam 34, 339, 1931.

<sup>31)</sup> J. KEY, Dissertatie Utrecht 1937.

J. HEIJERMAN, Dissertatie Utrecht 1937.

<sup>32)</sup> D. VAN LINGEN, Dissertatie Utrecht 1936; Physica 3, 977, 1936.

<sup>33)</sup> Nog niet gepubliceerde waarnemingen.

<sup>34)</sup> H. VAN DRIEL, Dissertatie Utrecht 1935.

<sup>35)</sup> Reeds toegepast door J. KEY, Dissertatie Utrecht 1937, bij metingen der  $A$ -waarden van  $Li$ ,  $Rb$  en  $Cs$ .

<sup>36)</sup> D. VAN LINGEN, Dissertatie Utrecht 1936.

W. R. VIJVERBERG, Dissertatie Utrecht 1937.

c. *Bepaling van de overgangswaarschijnlijkheden.*

Deze belangrijke grootheden verkrijgt men door de formules (3) en (4) in andere richting te gebruiken. Uit de intensiteiten van de atoomlijnen vindt men na deeling door de BOLTZMANN-factor, waarbij  $T$  bepaald wordt uit molecuulspectra, de relatieve waarden der overgangswaarschijnlijkheden <sup>31)</sup> <sup>32)</sup> <sup>33)</sup> <sup>34)</sup>. Doordat vele van deze metingen uitgevoerd zijn in de verschillende fasen van een wisselstroomboog tusschen koolstaven die met de betreffende zouten gevuld zijn, dus bij verschillende temperatuur  $T$  van het gas, en, wat de alkaliën <sup>31)</sup> betreft, zoowel in wisselstroombogen van hooge temperatuur als in vlammen van lagere temperatuur ( $\approx 2500^\circ \text{K}$ ) zijn verricht, is het feit, dat steeds dezelfde relatieve waarden der overgangswaarschijnlijkheden gevonden zijn, een bewijs voor het bestaan van het thermische ontladingsmechanisme in de zuil van deze bogen (zie hoofdstuk IV) en in de vlam.

§ 3. METING VAN DE DICHTHEID VAN HET GAS IN DE BOOG.

a. *Uit de absorptie van Röntgenstralen.*

Kent men het aantal deeltjes per  $\text{cm}^3$   $N$  en de druk  $p$  van een gas dan is de temperatuur  $T$  bepaald door de relatie  $p = N k T$ .

Dichtheidsbepalingen in de lichtboog zijn geschied door meting

van de absorptie van Röntgenstraling, een methode toegepast door VON ENGEL en STEENBECK <sup>37)</sup>. Röntgenstraling met een golflengte van circa  $6 \text{ \AA}$  (zachte Röntgenstralen, opdat goed meetbare absorptie bij doorgang door het verdunde booggas optreedt) werd in axiale richting door een lange (circa  $15 \text{ cm}$ ), door *luchtwerveling* gestabiliseerde, lichtboog tusschen koperelectroden in lucht of stikstof van 1 atmosfeer druk gezonden (fig. 16, schematische voorstelling). De beide

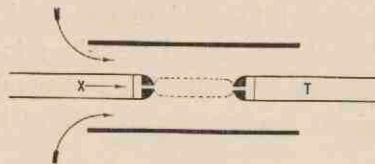


Fig. 16. Schema van de dichtheidsbepaling in de as van de zuil van een gestabiliseerde lichtboog.

<sup>37)</sup> A. VON ENGEL en M. STEENBECK, *Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern* 10, 155, 1931; 12, 89, 1933.

A. DAUVILLIER, *Comptes Rendus* 181, 601, 1925 had daarvoor reeds in glimontladingen op analoge wijze gasdichtheden gemeten.

koperelectroden zijn hol en door de doorboring van de eene treedt de Röntgenstraling uit, die wordt gemeten door de GEIGER-teller binnen in de andere holle electrode. De verzwakking van de Röntgenstraling door het gas hangt uitsluitend af van de dichtheid van het gas bij bekende chemische samenstelling. Vervangt men daarna de zuil van de lichtboog, bij overigens onveranderde omstandigheden, door hetzelfde gas, dus lucht of stikstof van bekende dichtheid, dan kan men de dichtheid zoo regelen (door instelling van de druk bij kamertemperatuur), dat de verzwakking der Röntgenstraling weer dezelfde is als voor de boogzuil het geval was.

Door de proeven met meerdere booglengten te herhalen kunnen de gebieden van de ontlading nabij de electroden en de gaslagen, die binnen in de electroden doorlopen worden, geëlimineerd worden en verkrijgt men de temperatuur in de as van het homogene deel der boogzuil. Daarbij wordt ondersteld, dat de invloed van de storende gebieden bij de electroden onafhankelijk is van de booglengte.

Daarmee is nu de dichtheid van het booggas bekend en de temperatuur van het gas te berekenen, mits we nog rekening houden met de thermische dissociatie van het heete gas.

VON ENGEL en STEENBECK maten in een zeer lange boog tusschen, met water gekoelde, messing-electroden; de sterkte van de gelijkstroom bedroeg 2,0 Amp., de boog brandde horizontaal in de as van een glazen buis van 5 cm. diameter en werd gestabiliseerd door een draaiende luchtstrooming (40 Liter/minuut). Om de temperatuurmeting tot de axiale zônes van de boog te beperken, had de Röntgenbundel een diameter van circa 2 mm, terwijl de diameter der zuil 7 mm bedroeg<sup>38)</sup>. Door de buitengewoon geringe intensiteit der Röntgenstraling vergeleken met het energieverbruik per sec. in de zuil van de lichtboog, was de storing door de Röntgenstraling, wat betreft ioniseerende werking e.d., volkomen te verwaarloozen. De koperelectroden werden tijdens de ontlading slechts langzaam verbruikt (< 0,1 gram/uur<sup>38a)</sup>). Voor de temperatuur van de boog in lucht ( $p = 76$  cm,  $i = 2,0$  Amp., veldsterkte in de zuil 27 Volt/cm<sup>39)</sup>) vonden VON ENGEL en STEENBECK  $T = 5270^\circ \pm 280^\circ$  K en voor de boog in (zuurstof-

<sup>38)</sup> Kleine doorsnede dank zij de convectieve koeling en de kleine stroomsterkte in de ontlading. In hoofdstuk VI zullen we zien, dat daarmee de lagere  $T$ -waarden samenhangen.

<sup>38a)</sup> Sterke emissie van  $N_2$ -banden, zwakke emissie van  $Cu$ -lijnen.

<sup>39)</sup> A. VON ENGEL, Zs. f. techn. Phys. 10, 505, 1929.



vrije) stikstof ( $i = 2,0$  Amp.,  $p = 78$  cm)  $T = 5460^\circ \pm 320^\circ$  K. VON ENGEL en STEENBECK hebben deze waarden van de temperatuur gecorrigeerd wegens de thermische dissociatie van het booggas. De werkelijke waarde der temperatuur vonden zij door de gemeten temperatuur door  $1 + x$  te deelen. (Immers de Röntgenabsorptie hangt af van het aantal  $N$ -atomen, vrij of in molecuulvorm. Het gas van kamertemperatuur en de druk  $p$ , dat dezelfde Röntgenabsorptie vertoont als het booggas, bestaat uit ongedissocieerde moleculen. Is  $x$  de dissociatiegraad van het gas in de boog, dan is de druk van het gasmengsel van atomen en moleculen met dezelfde samenstelling als in de boog, dat bij kamertemperatuur dezelfde absorptie als het booggas vertoont  $p(1 + x)$ ).

De temperatuur van de luchtboog wordt dus:  $4650^\circ \pm 300^\circ$  K en die in de stikstofboog  $4725^\circ \pm 300^\circ$  K (dissociatie berekend volgens hoofdstuk V).

De beschreven methode om de temperatuur te meten is in principe voor iedere boogontlading uit te voeren. Ze vereischt de bekendheid met de chemische samenstelling van het booggas, waardoor de experimenteele resultaten met onzekerheden behept kunnen zijn, vooral bij bogen in gasmengsels of met verdampende electroden.

Door de zeer gecompliceerde experimenteele apparatuur, die voor boogontladingen met verdampende electroden practisch niet realiseerbare voorzieningen vereischt, is deze methode beperkt tot het type boogontladingen met koude electroden, dat VON ENGEL en STEENBECK gebruikten. — Op grond van de onderzoekingen van VAN LINGEN <sup>36)</sup> over het mechanisme van metaalbogen en de ervaringen van VIJVERBERG <sup>36)</sup> over bogen in waterstof, kan men verwachten, dat het ontladingsmechanisme in de bogen, die VON ENGEL en STEENBECK gebruikt hebben, niet thermisch is. Daarmee in overeenstemming zijn de lagere waarden der gastemperatuur, die zij gevonden hebben (zie hoofdstuk VI).

Een ontladingsmechanisme, waarin electronenaanslag overheerscht, heeft echter tengevolge, dat de thermische dissociatie- en ionisatievergelijking niet meer mogen worden toegepast. De waarden der temperatuur in deze bogen zijn dientengevolge onzeker.

In lange lichtbogen, gestabiliseerd door luchtstromingen en tusschen gekoelde electroden zijn volgens de optische methode geen temperaturen gemeten, zoodat een vergelijking tusschen beide niet mogelijk is.

De gedetailleerde onderzoeking van de temperatuurverdeeling in bogen in radiale of axiale richting is met de Röntgenabsorptiemethode bezwaarlijk. Dergelijke metingen volgens de optische

methode zijn ingeval van koolbogen in hoofdstuk III (§ 1) beschreven.

b. *Uit de dracht van  $\alpha$ -stralen.*

Bij de temperatuurmeting in bogen met wisselstroom als functie van de fase is de intensiteit van de Röntgenstraling voor stroboscopische waarneming te gering.

VON ENGEL en STEENBECK<sup>40)</sup> hebben nu uit de dracht van  $\alpha$ -deeltjes van Polonium, die een deel van hun baan in het verdunde booggas afleggen, de dichtheid van het gas bepaald. Door metingen aan bogen van verschillende lengte wordt de invloed van de electrodegebieden weer geëlimineerd. De apparatuur is belangrijk vereenvoudigd t.o.v. die met Röntgenstralen. De ioniserende werking der  $\alpha$ -stralen heeft geen invloed op de boogontlading; daarvoor is de totale ionenproductie per sec. véél te gering.

Met behulp der  $\alpha$ -stralenmethode werd in de lange gelijkstroomboog in lucht, stroomsterkte 2,0 Amp.,  $5150^\circ \pm 410^\circ$  K gemeten, zonder correctie voor dissociatie, wat dus goed klopt met het resultaat der Röntgenabsorptiemethode.

In de wisselstroomboog tusschen met water gekoelde koperelektroden (50 p/s,  $i_{eff} = 2,0$  Amp., booglengte 5 cm, stabiliseering door luchtwerveling binnen 5 cm wijde glazen buis) fluctueert de temperatuur tusschen  $5650^\circ$  K en  $4150^\circ$  K, dus om de middelwaarde van  $4900^\circ$  K met circa 15%. Na correctie voor de dissociatie van het gas vinden VON ENGEL en STEENBECK een fluctuatie tusschen  $4900^\circ$  en  $3700^\circ$  K.

Ook in een wisselstroomboog worden dus veel lagere temperaturen gevonden dan volgens de optische methode in de wisselstroomboog tusschen koolstaven (zie pag. 6 en noot <sup>7</sup>). Aangezien geen gemakkelijk ioniseerbare stoffen, afkomstig van de elektroden, in de zuil van de lange boog tusschen gekoelde koperelektroden aanwezig zijn, kan daardoor de lagere temperatuur niet verklaard worden. De overwegingen van hoofdstuk VI doen vermoeden dat deze bogen niet anders dan glimontladingen in zeer heete gassen zijn, en dus geen bogen in de zin van de definitie van hoofdstuk IV.

c. *Uit de absorptie van electronenstralen.*

Gebruik makende van een 100 KV-electronenbundel, waarvan de sterkte met een ionisatiekamer gemeten werd, heeft RAMSAUER<sup>41)</sup> de

<sup>40)</sup> A. VON ENGEL en M. STEENBECK, *Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens Konzern* 12, 74, 1933.

<sup>41)</sup> C. RAMSAUER, *Elektrotechnik und Maschinenbau* 51, 189, 1933.

dichtheid van het booggas gemeten. De electronenbundel doorliep de boogzuil weer axiaal.

In een lange boog (15 cm) met wisselstroom ( $i_{\text{eff.}} = 20$  Amp., 50 p/s), door luchtwerveling gestabiliseerd, vindt RAMSAUER, dat  $T$  schommelt tusschen  $5200^\circ$  en  $4000^\circ$  K. Deze temperaturen moeten nog gecorrigeerd worden wegens de dissociatie van het gas.

Wat de bruikbaarheid van deze methode betreft, is hier van toepassing wat onder a. daarover is opgemerkt.

#### § 4. TEMPERATUURBEPALING UIT DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN GELUIDSGOLVEN.

Deze interessante methode is gevolgd door SUITS<sup>42)</sup> 43), om in een groot aantal verschillende lichtbogen de temperatuur van het gas in de boog te meten.

De voortplantingssnelheid van geluidsgolven,  $c$ , hangt met de temperatuur  $T$ , het gemiddelde moleculairgewicht  $M$  en de soortelijke warmte (per grammolecule)  $C_v$  van het gasmengsel samen volgens de formule:

$$c = \sqrt{\frac{RT}{M} \cdot \left(1 + \frac{R}{C_v}\right)^{44}}.$$

De waarde van  $M$  en die van  $C_v$  is een functie van de temperatuur, daar beide van de dissociatie van het gasmengsel afhangen. Tusschen  $3000^\circ$  en  $6000^\circ$  blijkt in lucht  $c$  ( $\propto$ )  $T$  te zijn.

In fig. 17 is de apparatuur schematisch voorgesteld.

De geluidsgolf, afkomstig van een gecondenseerde vonkontlading  $A$  tusschen de eene koperelectrode en een wolframdraadje, doorloopt de boog axiaal en wordt „ontvangen” door een tweede gecondenseerde vonkontlading  $B$ , waarvan de spanning verandert als het golffront passeert<sup>42)</sup>.

De tijd, die het golffront gebruikt om zich door de boog voort te planten, wordt met een kathodestraal-oscillograaf opgenomen. De

<sup>42)</sup> C. G. SUITS, Proc. Nat. Acad. Sci. 21, 48, 1935.

C. G. SUITS, Physics 6, 190, 1935.

<sup>43)</sup> C. G. SUITS, Physics 6, 315, 1935.

C. G. SUITS, General Electr. Review, pag. 194, 1936 (April).

<sup>44)</sup> H. PORITSKY en C. G. SUITS, Physics 6, 196, 1935.



lengte van de boog, uitgezet tegen het tijdsinterval, geeft de voortplantingssnelheid  $c$  in de boogzuil, waarop geen correcties wegens

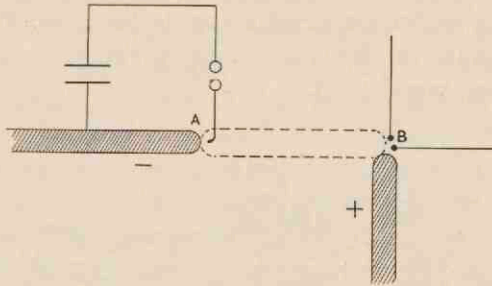


Fig. 17. Schema van de bepaling der voortplantingssnelheid van geluidsgolven in de zuil van een lichtboog.

de inhomogene electrodegebieden behoeven te worden aangebracht. Door de dispersie van de geluidsgolf in de koude zônes van de boog daalt de intensiteit van de geluidsgolf extra sterk bij toenemende booglengte.

In een lange koperboog (lengte 4 tot 14 cm), gestabiliseerd door luchtwerking in een glazen buis en met watergekoelde elektroden, stroomsterkte 6 Amp., veldsterkte 16,5 Volt/cm, vindt SUITS  $c = 1,39 \cdot 10^5$  cm/sec., waaruit volgt  $T = 4100^\circ \pm 300^\circ$  K wanneer correcties worden aangebracht wegens de dissociatie van het gas en de afhankelijkheid van  $C_p$  van de temperatuur<sup>45)</sup>. Van de stroomsterkte, die voor een 9 cm lange boog tusschen 3 en 26 Amp. gevarieerd wordt, blijkt de temperatuur binnen de meetfouten niet af te hangen. Dit resultaat stemt na correctie<sup>45)</sup> goed overeen met de resultaten van VON ENGEL en STEENBECK (zie § 3).

SUITS<sup>43)</sup> heeft nog een andere methode toegepast om de geluids-

<sup>45)</sup> SUITS heeft geen rekening gehouden met de sterke verhooging van de soortelijke warmte in het temperatuurgebied waarin de dissociatiegraad sterk van de temperatuur afhangt (een analoog effect als in de coëff. van de warmtegeleiding. Zie hoofdstuk V en de literatuur onder <sup>7)</sup>). Daardoor krijgt  $\frac{C_p}{C_v} \approx 1 + \frac{R}{C_v}$  waarden, die dicht bij 1 komen. SUITS vindt dus temperaturen, die ongeveer 10 % te laag kunnen zijn. Als men dit feit in aanmerking neemt, bedraagt de temperatuur circa 4500° K. De overeenstemming met de resultaten van VON ENGEL en STEENBECK is nu zeer goed.

snelheid te meten, waarmee resultaten zijn verkregen in lichtbogen, die ook met de optische methode onderzocht zijn.

De voortplanting van het geluidsfront, opgewekt door een gecondenseerde vonk eenige cm *terzijde* van de boog, wordt gefotografeerd met behulp van een camera met snelroterende spiegel (fig. 18, overgenomen van SUITS).

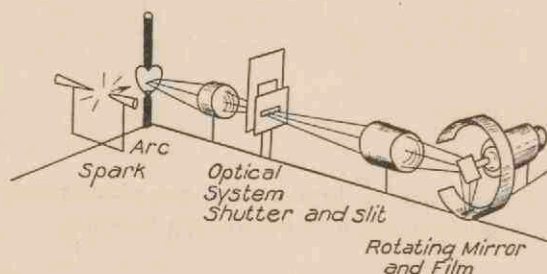


Fig. 18. Photographische bepaling van de voortplantingssnelheid van geluidsgolven door lichtbogen, volgens C. G. SUITS<sup>43</sup>).

De geluidsgolf is zichtbaar door een intensiteitstoename in de boog, tengevolge van de hogere druk in het zich voortplantende golffront. De photographie met camera's met snel roterende spiegel (die  $\frac{1}{2} \cdot 10^{-6}$  sec. kunnen oplossen) vereischt lichtsterke bogen (grote stroomsterkte). Deze methode voert snel tot resultaten.

Uit zijn opnamen concludeert SUITS, dat het golffront zich in het hete booggas met een constante snelheid voortplant. De temperatuur over de boogdiameter is dus vrijwel constant (meetfout  $< 150^\circ$ ). De optische methode voert in bogen met kleinere stroomsterkte dan SUITS gebruikte tot een dergelijk resultaat (zie hoofdstuk III, § 1 g.).

De resultaten van deze *T*-metingen stemmen vrij goed overeen met de resultaten der optische methode (in hoofdstuk III, § 1 behandeld).

SUITS' resultaten zijn aldus samen te vatten: in koolbogen met zoutvulling, met kleine booglengten (1 à 2 cm), groote stroomsterkten (circa 50 Amp.), maar kleine stroomdichtheden (10 à 50 Amp./cm<sup>2</sup>), bedraagt de temperatuur  $4700^\circ$ — $5500^\circ$ , resp.  $6160^\circ$  K voor Na- resp. Al-houdende vullingen. In een korte wolframboog in lucht  $5950^\circ$  K ( $i=5$  Amp.) en  $6440^\circ$  K ( $i=25$  Amp.), in ijzerbogen (laschbogen) circa  $6100^\circ$  K ( $i \approx 100$  Amp.) met groote temperatuurschommelingen.

§ 5. TEMPERATUURBEPALING UIT DE DICHTHEID EN DE DRUK BIJ BOOGONTLADINGEN IN AFGESLOTEN BUIZEN.

Deze methode is door ELENBAAS <sup>46)</sup> voor bogen in kwikdamp toegepast. De totale hoeveelheid kwikdamp in de buis is bekend en de druk wordt gemeten. Kennen we nu nog de vorm der radiale temperatuurverdeling in de buis, dan is daaruit direct de absolute waarde van de temperatuur te vinden als functie van de straal.

De vorm der radiale temperatuurverdeling wordt uit de energie-vergelijking gevonden. Deze vergelijking drukt uit, dat de warmte-ontwikkeling door de elektrische stroom (een groot gedeelte van de energie-ontwikkeling wordt uitgestraald, de rest komt als stroom-warmte vrij) door warmtegeleiding wordt afgevoerd. Tengevolge van de onzekerheid in de warmtegeleidingscoëfficiënt voor kwikdamp als functie van de temperatuur is, hoewel over de warmte-ontwikkeling als functie van de straal redelijke onderstellingen gemaakt kunnen worden en de wandtemperatuur bekend is, de energievergelijking alléén niet voldoende. Het extra gegeven van dichtheid en gasdruk legt de absolute temperatuurwaarden vast en voert als nevenresultaat tot de absolute waarde der warmtegeleidingscoëfficiënt.

ELENBAAS berekent in een kwikboog in een lange buis van 2 cm wijfde, waarbinnen de gasdruk 1 atm. bedraagt, bij een energie-ontwikkeling van 44 Watt per lengte-eenheid van de zuil en gevuld met circa 1 gram *Hg* per liter, een temperatuur in het centrum van circa 6000° K.

Deze methode van temperatuurbepaling is indirect. Over de radiale verdeling van de warmteproductie in de zuil van de boog en over de afhankelijkheid van de warmtegeleidingscoëfficiënt van de temperatuur (zie hoofdstuk V, § 3) worden vereenvoudigde onderstellingen gemaakt. Bij groote veranderingen in deze onderstellingen blijkt de centrale temperatuur met ten hoogste 1000° in de eene of andere richting te veranderen. Het radiale verloop van de temperatuur hangt sterk van de gemaakte onderstellingen af.

De berekening van het radiale temperatuurverloop met behulp van

---

<sup>46)</sup> W. ELENBAAS, *Physica* 1, 211, 1934; *Physica* 2, 757, 1935.



de genoemde energievergelijking en de randcondities voor de zuil van de ontlading voert voor vrij brandende bogen tot zeer onzekere uitkomsten, aangezien in de buitenste lagen van de zuil de warmteoverdracht door convectie een groote rol gaat spelen. Over de radiale temperatuurverdeling van vrij brandende lichtbogen zijn in hoofdstuk VI eenige beschouwingen ontwikkeld.

---

### HOOFDSTUK III.

#### § 1. RESULTATEN DER TEMPERATUURMETING UIT MOLECUULSPECTRA IN KOOLBOGEN.

Temperatuurmetingen <sup>47)</sup> zijn geschied uit de relatieve intensiteiten der rotatielijnen van de banden  $0 \rightarrow 0$  ( $\lambda$  3883 Å) en  $0 \rightarrow 1$  ( $\lambda$  4216 Å) van  $CN$  ( ${}^2\Sigma^+ \rightarrow {}^2\Sigma^+$  overgang) en de band  $0-0$  ( $\lambda$  5165 Å) van  $C_2$  ( ${}^3\Pi \rightarrow {}^3\Pi$ ) <sup>47a)</sup> in bogen met homogene koolstofelectroden; in koolbogen met  $Al_2O_3$  in de anode ook nog uit de banden  $0 \rightarrow 0$  ( $\lambda$  4842 Å) en  $1 \rightarrow 0$  ( $\lambda$  4648 Å) van  $AlO$  ( ${}^2\Sigma^+ \rightarrow {}^2\Sigma^+$  overgang), die in de zoom van de ontladingszuil worden uitgezonden (vergelijk hoofdstuk I, § 3). De principes van deze meting zijn in hoofdstuk II, § 2 uiteengezet.

#### 1. a. Banden van $CN$ en $AlO$ .

De violette  $CN$ -banden en de groene  $AlO$ -banden komen beide tot stand door een electronenovergang in het molecule van het type  ${}^2\Sigma^+ \rightarrow {}^2\Sigma^+$ . In iedere band  $v' \rightarrow v''$  treden twee reeksen van rotatielijnen op, die de  $P$ - en de  $R$ -tak van de band vormen. Ieder rotatie-energieniveau is dubbel tengevolge van de beide mogelijke oriëntaties van de vector voor het resulterende eigen impulsmoment

$\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$  van de molecuulelectrone t.o.v. de vector, die het rotatie-impulsmoment

$K \cdot \frac{h}{2\pi}$  van het twee-atomig molecule voorstelt. Dit heeft tengevolge, dat de

beide reeksen van rotatielijnen volgens de theorie <sup>48)</sup> zeer nauwe triplets zijn. De splitsing is bij kleine waarden van  $K$  te klein om waargenomen te kunnen worden. Bij groote waarden van  $K$  treedt echter een duidelijke *doublet*-splitsing aan de dag. Want doordat de overgangswaarschijnlijkheid van één der drie

---

<sup>47)</sup> De eerste optische temperatuurmetingen in lichtbogen zijn door L. S. ORNSTEIN en W. R. VAN WIJK (Proc. Amsterdam 33, 44, 1930) verricht, gevolgd door uitgebreidere gegevens van L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN (Proc. Amsterdam 34, 498, 1930). Een nieuwe bewerking van dit oude materiaal, aangevuld met later verkregen resultaten wordt in § 1 gegeven.

Temperatuurmetingen uit  $CN$ -banden in koolbogen werden ook nog uitgevoerd door: W. T. GRAY, Phys. Rev. 48, 474, 1935 (A); W. LOCHTE-HOLTGREVEN en H. MAECKER, Zs. f. Phys. 105, 1, 1937.

<sup>47a)</sup> D. TH. J. TER HORST en C. KRIJGSMAN, Physica 1, 114, 1934.

<sup>48)</sup> R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. 3, 119 ff., 1931.

triplet-componenten met  $K$  zeer snel afneemt, terwijl die der andere juist toeneemt, blijven slechts twee componenten zichtbaar. Beide doublet-componenten hebben dezelfde intensiteit, in overeenstemming met de theorie (zie de figuren 19, 21, 26 en 27).

Bij de intensiteitsmeting van de  $P$ - en  $R$ -lijnen zijn steeds deze fijnstructuur-componenten tezamen genomen, ook wanneer ze gescheiden zichtbaar waren.

Zien we dus verder geheel van de fijnstructuur der rotatielijnen van de  $P$ - en  $R$ -tak af, dan gelden volgens MULLIKEN<sup>48)</sup> dezelfde relaties tusschen de theoretische relatieve intensiteiten van deze lijnen en het rotatie-quantengetal  $K$  als in het geval van singulet-banden  $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ .

### 1. b. Intensiteiten van rotatielijnen.

De intensiteit van een  $P$ -lijn ( $P(K) = T'(K-1) - T''(K)$ ,  $T'$  de termwaarde van de begintoestand,  $T''$  de termwaarde van de eindtoestand bij emissie) en van een  $R$ -lijn ( $R(K) = T'(K+1) - T''(K)$ ) wordt gegeven door de formules:

$$\left. \begin{aligned} I_{P(K)} &= N'_{K-1} \cdot A_P \cdot h \nu_P \\ I_{R(K)} &= N'_{K+1} \cdot A_R \cdot h \nu_R \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

waarin  $N'$  het aantal aangeslagen en roteerende moleculen met rotatiequantengetal  $K+1$  resp.  $K-1$  voorstelt en de  $A$ 's de EINSTEINsche overgangswaarschijnlijkheden voorstellen.

Indien de concentratie der aangeslagen moleculen (in gegeven trillingstoestand) over de verschillende rotatietoestanden verdeeld is volgens de verdeelingswet van MAXWELL—BOLTZMANN (formule(4)) geldt:

$$N'_K = C \cdot g_K \cdot e^{-\frac{\epsilon_K}{kT}} \quad \text{waarin } g_K = 2(2K+1). \quad \dots (6)$$

$\epsilon_K$  is de rotatie-energie als het rotatie-impulsmoment  $K \cdot \frac{h}{2\pi}$  is;  $C$  is een constante, die met het totale aantal moleculen per  $\text{cm}^3$  evenredig is. Voor de rotatie-energie geldt, zoolang de totale inwendige energie van het molecule in electronen-energie, trillings-energie en rotatie-energie kan worden gesplitst<sup>49)</sup>:

$$E_K = \frac{1}{hc} \epsilon_K = B'_v K(K+1) + D'_v K^2(K+1)^2 \text{ cm}^{-1} \quad \dots (7)$$

<sup>48)</sup> R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. 2, 60, 1930.

A. E. RUARK en H. C. UREY, Atoms, Molecules and Quanta (1930, Mc GRAW—HILL).

W. JEVONS, Report on Bandspectra of diatomic Molecules (Cambridge 1932).

H. SPONER, Molekülspektren I en II, 1936 (SPRINGER, Berlin).



waarin  $B'_v$  en  $D'_v$  afhangen van het quantengetal  $v'$  van de trillingstoestand van het aangeslagen molecule.

$$\text{Voor de } CN\text{-banden is: } B'_v = 1,9590 - 0,02215 \cdot v' \text{ cm}^{-1}$$

$$D'_v = -6,54 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{Voor de } AlO\text{-banden is: } B'_v = 0,6019 - 0,00453 \cdot v' \text{ cm}^{-1}$$

De producten  $A_{P(K)} \cdot g_{K-1}$  en  $A_{R(K)} \cdot g_{K+1}$ , die bij substitutie van (6) in (5) in de uitdrukkingen voor de intensiteiten van de rotatielijnen van één band voorkomen, noemt men de *intensiteitsfactoren*<sup>50)</sup>. Volgens MULLIKEN geldt daarvoor ingeval van  ${}^2\Sigma^+ - {}^2\Sigma^+$  banden, indien we de fijnstructuurcomponenten tezamen nemen:

$$\left. \begin{aligned} A_{P(K)} g_{K-1} &= \alpha \cdot 2K \\ A_{R(K)} g_{K+1} &= \alpha \cdot 2(K+1) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

waarin  $\alpha$  van band tot band verschillend is en in éénzelfde band een constante is. Van de evenredigheid van  $\alpha$  met  $v^3$  kunnen we dan practisch afzien. Met de waarde van  $g_K$  (formule (6)) vinden we dus voor de overgangswaarschijnlijkheden der rotatielijnen:

$$A_{P(K)} = \frac{\alpha \cdot K}{2K-1} \text{ en } A_{R(K-1)} = \frac{\alpha K}{2K+1} \dots \dots (9)$$

De som der overgangswaarschijnlijkheden van de lijnen van één band  $v' \rightarrow v''$  uitgaande van het rotatieniveau met quantengetal  $K$  bedraagt:

$$A_{R(K-1)} + A_{P(K+1)} = \alpha \dots \dots \dots (10)$$

De uitdrukkingen voor de intensiteit der rotatielijnen luiden dus tenslotte:

$$\left. \begin{aligned} I_{P(K)} &= (2Ch\alpha v_p) \cdot K e^{-\frac{\epsilon_{K-1}}{kT}} \\ I_{R(K)} &= (2Ch\alpha v_r) \cdot (K+1) \cdot e^{-\frac{\epsilon_{K+1}}{kT}} \end{aligned} \right\} \dots \dots (11)$$

waarin  $2Ch\alpha v$  ( $\cdot$ )  $v^4$ . Bij de toetsing van deze relaties in de banden van  $CN$  en  $AlO$  hebben we ons steeds tot de rotatielijnen in zóó kleine golflengtegebieden moeten beperken, dat van de  $v^4$  correctie kan worden afgezien.

### 1. c. Graphische temperatuurbepaling.

Wanneer we de gemeten relatieve intensiteiten deelen door de intensiteitsfactoren en de logaritmie hiervan tegen de rotatie-energie (of de daarmee even-

<sup>50)</sup> R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. 3, (1931), pag. 100 en formules (69) op pag. 123.

redige grootheid  $K(K+1)$ , indien we van de term met  $D'_v$  in formule (7) mogen afzien) uitzetten, moeten de meetpunten op een rechte lijn liggen, indien de intensiteitsformules (11) juist zijn. Uit (11) volgt:

$$\left. \begin{aligned} {}^{10}\log \frac{I_{R(K-1)}}{K} = {}^{10}\log \frac{I_{P(K+1)}}{K+1} &= \text{constante} - \frac{hc}{k} {}^{10}\log e \cdot \frac{E_K}{T} \\ &= \text{constante} - 0,622 \cdot \frac{E_K}{T} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

waarin  $E_K$  (formule (7)) in  $\text{cm}^{-1}$ ,  $T$  in  $^\circ\text{K}$ . Bepaalt men uit de graphiek het energie-interval  $\Delta E_K \text{ cm}^{-1}$  waarover  $\frac{I_{R(K-1)}}{K}$  en  $\frac{I_{P(K+1)}}{K+1}$  tot op  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{5}$  resp.  $\frac{1}{10}$  van hun waarde aan het begin van dit interval zijn afgenomen, dan vindt men  $T$  aldus:

$$\begin{aligned} T &= 0,622 \cdot \Delta E_K \quad \text{bij } \frac{1}{10} \\ &= 0,89 \cdot \Delta E_K \quad \text{bij } \frac{1}{5} \\ &= 2,065 \cdot \Delta E_K \quad \text{bij } \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

#### 1. d. Beschrijving van experimenten.

De banden werden opgenomen met de 6 meter-roosterspectrograaf in astigmatische ROWLAND-opstelling<sup>50a)</sup>. De CN-banden werden in 3de orde (dispersie 0,8 Å/mm) (zie fig. 6) gefotografeerd. Eenige experimenten zijn gedaan in 2de orde om de storende invloed van de geesten van het rooster te elimineeren. De AlO-banden zijn in 1ste en 2de orde opgenomen (fig. 7). De lichtboog werd met een kwartslens op de spleet van de roosterspectrograaf afgebeeld. Gedurende de belichting werd er zorg voor gedragen, dat het centrale deel van de ontlading op de spleet viel. De lichtende gaszuil beweegt zich echter een weinig en wel gelijktijdig met de beweging van de brandvlek op kathode en anode. Daarom werd de boog gedurende de belichtingstijd (varieerende van eenige minuten tot circa 1 uur) op zoodanige wijze verplaatst, dat het beeld van de zuil steeds op dezelfde wijze op de spleet viel.

De zwartingsmerken werden met behulp van een prismaspectrograaf verkregen. Daartoe werd een serie van 8 korte spleten van verschillende wijdte, die door een lichtbron, die een continu spectrum leverde, werden verlicht, verkleind afgebeeld in de wijd geopende spleet van de prismaspectrograaf. Op deze wijze werden 8 zwartingsmerken tegelijk verkregen, waaruit de ijkingskromme van de photographische plaat, gevende het verband tusschen intensiteit en zwarting, werd afgeleid<sup>51)</sup>. Bandenspectra en zwartingsmerken, op platen (Ilford Special Rapid H. & D. 400) uit dezelfde doos opgenomen, werden tegelijk ontwikkeld.

<sup>50a)</sup> Beschreven door W. C. VAN GEEL, Dissertatie Utrecht 1928.

<sup>51)</sup> L. S. ORNSTEIN, W. J. H. MOLL, H. C. BURGER, Objektive Spektralphotometrie (Vieweg, 1934).

## CN-banden.

Het oplossend vermogen in de derde orde van de roosterspectrograaf is voldoende om top-intensiteiten (maximum van het intensiteitsprofiel der lijn) van de doubletcomponenten van  $P(50)$  t/m  $P(61)$  en van de lijnen  $P(1)$  t/m  $P(12)$  en  $R(0)$  t/m  $R(4)$  van de CN-band  $0 \rightarrow 0$  te meten. Van de lijnen  $P(46)$  t/m  $P(50)$  moeten de topintensiteiten voor de wederzijdsche storing der doublet-componenten worden gecorrigeerd. Deze correctie is, nadat met de ondergrond (zie hier onder) rekening is gehouden, door de analyse van het lijnprofiel der doublets bepaald.

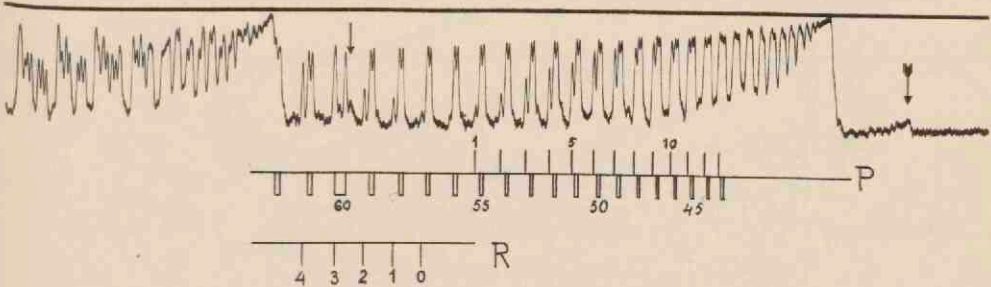


Fig. 19. Photogram van de  $0 \rightarrow 0$  band van CN,  ${}^2\Sigma^+ \rightarrow {}^2\Sigma^+$ , in 3de orde van de roosterspectrograaf.

De intensiteiten der rotatielijnen zijn gestoord door de geesten van het rooster, afkomstig van de naburige lijnen<sup>52</sup>). In bovenstaand photogram is bij  $\ddagger$  de 1e geest van de bandenkop bij  $\lambda$  3883,4 Å, en bij  $\downarrow$  de 1e geest van de bandenkop bij  $\lambda$  3871,4 Å te zien. Daar de rotatielijnen van CN zeer dicht bijéén liggen, is het duidelijk, dat de lijnintensiteiten door de geesten gemiddeld met wel 20% vermeerderd kunnen zijn; voor de zwakke  $P(1)$  en  $P(2)$  lijnen is de storende intensiteit ongeveer gelijk aan de intensiteit der lijnen.

Met behulp van het photogram van de CN-band, dat met de microphotometer van MOLL, waarbij de beweging van plaat en registrogram direct gekoppeld zijn, verkregen werd, is voor iedere rotatielijne de waarde van de storende intensiteit, die aan de geesten van andere lijnen te danken is, bepaald. Dit is mogelijk, aangezien de ligging der geesten en hun relatieve intensiteiten bekend zijn. Binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid bleek in alle gevallen de temperatuur, berekend uit de aldus gecorrigeerde intensiteiten der lijnen, dezelfde te zijn als de waarde, die uit de ongecorrigeerde intensiteiten werd afgeleid.

Bij de graphische temperatuurbeoordeling blijken in een karakteristiek geval de punten te liggen op de wijze, die in fig. 20, kromme I is voorgesteld (CN-band  $0 \rightarrow 0$ ). Kromme II is verkregen uit dezelfde opname door de topintensiteiten

<sup>52</sup>) De intensiteiten van de eerste 4 geesten zijn resp. 9, 1,8, 1,4 en 2,3% van de hoofdlijn. Iedere volgende geest is zwakker dan 1%. De geesten links en rechts van de hoofdlijn zijn ongeveer even sterk.



der rotatielijnen te corrigeren voor de 4 sterke geesten van naburige lijnen of van een bandenkop.

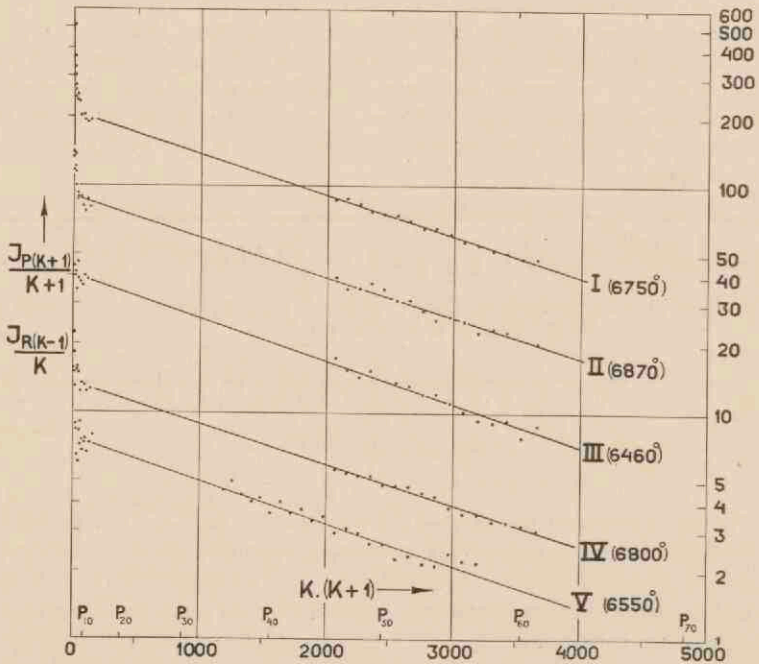


Fig. 20.

Voor de hoge rotatie-niveaux liggen de punten zeer goed op een rechte lijn, corresponderend met een temperatuur van  $6800^{\circ}\text{K}$  (koolboog 7 Amp., 5 mm). De krommen I en II hebben practisch dezelfde helling.

Het blijkt uit kromme I, dat de intensiteiten der rotatielijnen met rangnummer kleiner dan 10 systematisch van de rechte lijn afwijken. Na correctie voor de roostergeesten is de afwijking reeds veel geringer en alleen nog belangrijk voor de eerste 5 rotatie-niveaux.

We zullen laten zien, dat ook deze afwijkingen het gevolg zijn van de storende invloed der roostergeesten en dus niet als afwijkingen van de intensiteitsformules voor kleine waarden van  $K$  of aan een temperatuur-inhomogeniteit in de boog zijn toe te schrijven<sup>53)</sup>.

#### 2de orde opnamen der CN-banden.

De beschreven correctie voor de roostergeesten vervalt in 1ste en 2de orde

<sup>53)</sup> Het temperatuurverval dwars over de zuil is te gering. De beweringen van LOCHTE—HOLTGREVEN<sup>47)</sup> en MAECKER dienaangaande zijn niet steekhoudend.

van de roosterspectrograaf. Het oplossend vermogen is nu niet voldoende groot om de doubletcomponenten der rotatielijnen  $P(46)$ — $P(61)$  afzonderlijk te kunnen meten, zoodat we thans de oppervlakte-intensiteiten (oppervlak van het intensiteitsprofiel der rotatielijnen) moeten bepalen<sup>54</sup>).

Voor het midden van een koolboog van 10 mm lengte en 6,0 Amp. vinden we dan uit de CN 0—0 band (2de orde)  $T = 6460^\circ \text{K}$  (fig. 20, kromme III), in goede overeenstemming met de temperatuur, die volgt uit de topintensiteiten van de lijnen in 3de orde (kromme IV in fig. 20).

De CN-band 0—1 ( $\lambda 4216 \text{ \AA}$ ) levert de temperatuur  $6550^\circ \text{K}$ , eveneens uit de oppervlakte-intensiteiten van de in 2de orde onopgeloste doublets (fig. 20, kromme V).

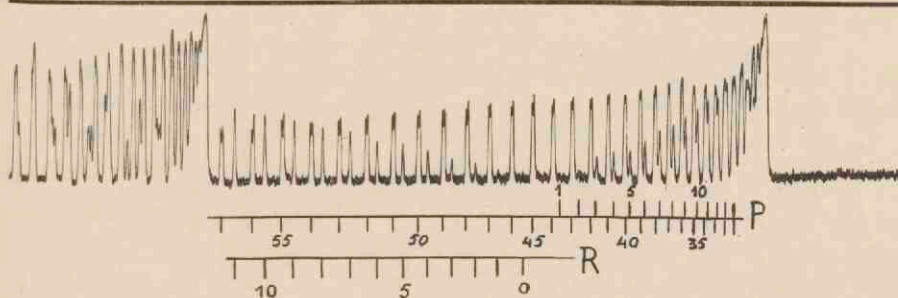


Fig. 21. Photogram van de CN-band 0—1 ( $\lambda 4216 \text{ \AA}$ ) in 2de orde van de roosterspectrograaf.

De systematische afwijkingen bij kleine rangnummers zijn nu ook verdwenen. De gemiddelde meetfout blijkt bij deze oppervlakte-intensiteitsmeting groter te zijn dan bij meting der topintensiteiten.

Daar het meten der oppervlakte-intensiteiten zeer bewerkelijk en tijdrovend is en de resultaten overeenstemmen met degene, die verkregen zijn uit de topintensiteiten van de roosteropnamen in 3de orde, zijn de meeste waarden van de temperatuur in de hierna volgende tabellen uit opnamen in 3de orde afgeleid.

De roosteropnamen in 3de orde vertoonen een duidelijke ondergrond tusschen de lijnen, die geheel aan de roostergeesten te wijten is. Wanneer de gemeten topintensiteiten verminderd worden met het gemiddelde van de intensiteit van deze ondergrond, blijkt door de meetpunten in de graphiek voor de bepaling van  $T$  een rechte lijn goed te zijn vastgelegd. De systematische afwijking bij de kleine rangnummers is vrijwel geheel verdwenen (fig. 22, kromme I; koolboog met  $\text{Al}_2\text{O}_3$  in de anode; in deze boog is de temperatuur lager dan in de boog tusschen homogene koolstaven (§ 1. e)).

We hebben de invloed van een storende ondergrond nog eens berekend

<sup>54</sup>) In 1ste orde worden de  $P$ -lijnen met kleine en groote  $K$  in de 0—0-band niet meer voldoende gescheiden.

voor het geval de temperatuur  $6500^{\circ}$  K bedraagt en de storende ondergrond onder de lijnen dezelfde intensiteit heeft als de  $P(1)$ -lijn. We krijgen dan, indien we bij de meting niet corrigeren, de berekende punten . . . , waardoor kromme II (zie fig. 22) is getrokken.

De rechte lijn, door de intensiteiten der rotatielijnen met groote  $K$  en door  $P(10)$  t/m  $P(15)$  bepaald, levert een temperatuur van  $6400^{\circ}$  K.

Aan de hand van de formules (12) is te zien, dat iedere ondergrond in het spectrum van de CN-band in de hier gebezigde enkel-logarithmische graphische voorstelling zich het sterkst doet voelen bij de rotatielijnen met laag rangnummer. Op de exponentieele functie wordt een hyperbolische gesuperponeerd.

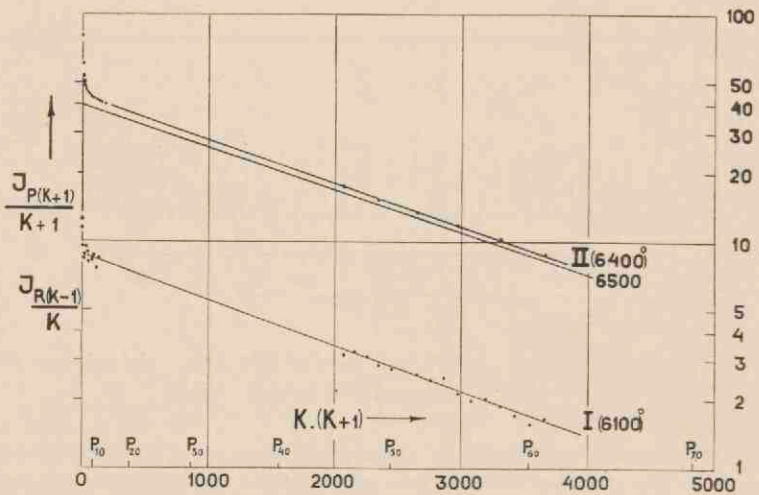


Fig. 22.

Op grond van de uitvoerige onderzoekingen betreffende de geldigheid van de intensiteitsformules (11) en de nauwkeurigheid van de temperatuurbeoordeling uit de CN-banden, kunnen we besluiten, dat de meting der topintensiteiten van de rotatielijnen in 3de orde van het door ons gebruikte rooster (dispersie  $0,8 \text{ \AA}$ , 80.000 groeven) de waarde van de temperatuur met een speling van  $500^{\circ}$  vastlegt. Om het temperatuurverschil van  $6000^{\circ}$  en  $6500^{\circ}$  K te constateeren is het noodig een verschil van 8% in de helling der rechte lijn vast te stellen; de intensiteiten der  $P(50) - P(60)$  lijnen veranderen dan met ongeveer 10% t.o.v. die der  $P(1) - P(11)$  lijnen. Indien ook de intensiteiten van hogere rotatielijnen ( $K > 61$ ) gemeten konden worden, zou de nauwkeurigheid der temperatuurbeoordeling toenemen.

We zullen op deze plaats volstaan met te vermelden dat de relatieve intensiteiten der rotatielijnen niet door zelfabsorptie in de lichtende gaszuil, noch door omkeering in koudere lagen zijn vertekend (zie § 3).

In § 1. g. zullen we zien, dat de temperatuur over de doorsnede van de violette



kern van de koolboog practisch constant is. In dit gebied, waar de CN-banden worden uitgezonden, is de radiale temperatuurdaling minder dan  $300^{\circ}$ . Men moet dus in de enkel-logarithmische graphiek inderdaad een rechte lijn verwachten.

1. e. *De temperatuur in de violette kern van de koolboog.*

De resultaten van de temperatuurmeting in de violette zuil van de boog tusschen homogene koolstaven zijn in tabel II verzameld en in de figuren 23 en 24 voorgesteld.

TABEL II.

Temperatuurmeting uit CN-banden in het midden van de boog met homogene koolstof-electroden (12 mm. diameter).

| Meet-serie | Stroom-sterkte Amp. | Boog-spanning Volt | Boog-lengte cm. | $T$     | Meet-serie | Stroom-sterkte Amp. | Boog-spanning Volt | Boog-lengte cm. | $T$    |
|------------|---------------------|--------------------|-----------------|---------|------------|---------------------|--------------------|-----------------|--------|
| I          | 1.0                 | 113                | 0.5             | 6620 °K | V          | 12.3                | 69                 | 0.9             | 7000°K |
|            | 7.0                 | 58                 | 0.5             | 6950    |            | 9.9                 | 70                 | 0.9             | 6650   |
|            | 1.0                 | 113                | 0.5             | 6280    |            | 7.8                 | 72                 | 0.9             | 6500   |
|            | 1.0                 | 113                | 0.5             | 6240    |            | 6.0                 | 75                 | 0.9             | 6650   |
| II         | 6.0                 | 79                 | 1.0             | 6460    | VI         | 4.32                | 80                 | 0.9             | 6650   |
|            | 6.1                 | 79                 | 1.0             | 6550    |            | 3.0                 | 87                 | 0.9             | 6450   |
|            | 6.0                 | 79                 | 1.0             | 6800    |            | 1.74                | 105                | 0.9             | 6100   |
| III        | 11.4                | 56                 | 0.54            | 7250    | VI         | 7.0                 | 50                 | 0.26            | 6420   |
|            | 6.25                | 65                 | 0.64            | 7050    |            | 7.0                 | 55                 | 0.4             | 6680   |
|            | 4.9                 | 68                 | 0.63            | 6900    |            | 7.0                 | 58                 | 0.5             | 6500   |
|            | 3.6                 | 71                 | 0.58            | 6750    |            | 7.0                 | 62                 | 0.6             | 6500   |
|            | 2.5                 | 78                 | 0.55            | 6450    |            | 7.0                 | 65                 | 0.68            | 6520   |
| IV         | 1.2                 | 98                 | 0.46            | 6450    | VII        | 7.0                 | 69                 | 0.8             | 6470   |
|            | 12.6                | 61.5               | 0.5 à 0.6       | 6950    |            | 7.0                 | 72                 | 0.89            | 6570   |
|            | 9.45                | 63                 | 0.5 à 0.6       | 6860    |            | 7.0                 | 76                 | 1.00            | 6520   |
|            | 7.48                | 64.5               | 0.5 à 0.6       | 6800    |            | 7.0                 | 84                 | 1.2             | 6350   |
|            | 6.21                | 65                 | 0.5 à 0.6       | 6300    |            | 7.0                 | 93                 | 1.49            | 6300   |
|            | 4.9                 | 69                 | 0.5 à 0.6       | 6520    |            | 7.0                 | 98                 | 1.61            | 6230   |
|            | 3.64                | 73                 | 0.5 à 0.6       | 6300    |            | 7.0                 | 104                | 1.8             | 6220   |
|            | 2.28                | 83                 | 0.5 à 0.6       | 6260    |            | 2.5                 | 67                 | 0.37            | 6400   |
|            | 1.05                | 107                | 0.5 à 0.6       | 5980    |            |                     |                    |                 |        |

In tabel III zijn de resultaten voor de koolboog, waarvan de anode met  $Al_2O_3$  gevuld is, gegeven.

TABEL III.  
Temperatuur midden tusschen de electroden in koolboog met Aluminiumvulling.

| Kathode | Anode         | Stroomsterkte | Lengte  | T                   |
|---------|---------------|---------------|---------|---------------------|
| C       | $C + Al_2O_3$ | 6-6.5 Amp.    | 19 mm.  | 6090°               |
| C       | $C + Al_2O_3$ | 6-6.5 "       | 19 "    | 5860°               |
| Al      | C             | 9 "           | 10-15 " | 5700 <sup>55)</sup> |

De temperatuurmeting uit de  $AlO$ -banden wordt in § 1. h. behandeld.

In fig. 23 zijn alle resultaten, voor de homogene koolboog, verkregen voor booglengten kleiner dan 1,0 cm, uitgezet tegen de stroomsterkte  $i$  in de boog. Het blijkt, dat in de ligging der punten

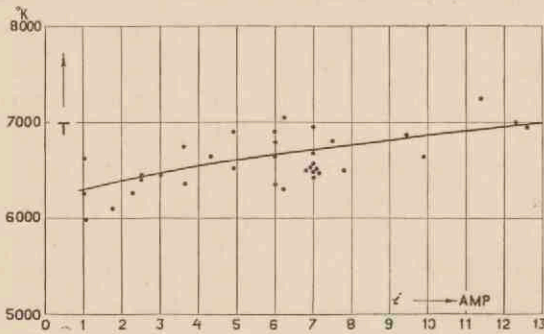


Fig. 23. Temperatuur in de violette kern van de koolboog als functie van de stroomsterkte.

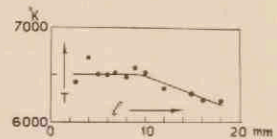


Fig. 24. Temperatuur in het midden van de violette zuil van de koolboog als functie van de booglengte bij constante stroomsterkte (7,0 Amp.)

(speciaal in degene, die afkomstig zijn van één meetreeks) in de figuur een geringe stijging van de temperatuur met de stroomsterkte tot uiting komt. De nauwkeurigheid bedraagt niet meer dan  $\pm 250^\circ$ . De temperatuur van de zuil van de boog kan door omstandigheden een weinig varieren (tengevolge van inhomogeniteiten in de samen-

<sup>55)</sup> Temperatuur berekend uit de figuur, gepubliceerd door L. S. ORNSTEIN en W. R. VAN WIJK, Proc. Amsterdam 33, 44, 1930.

stelling der koolstaven, luchtstrooming, e.d.). Zien we af van de onderlinge spreiding der meetpunten, dan besluiten we uit de waarnemingen tot een geleidelijke toename van de temperatuur van het gas van  $6300^{\circ} \text{K}$  bij 1 Amp. tot  $7000^{\circ} \text{K}$  bij 13 Amp.

In fig. 24 is de temperatuur van het gas als functie van de booglengte, bij constante stroomsterkte ( $i = 7,0$  Amp.), voorgesteld.

Voor booglengten kleiner dan 1 cm blijkt  $T$  niet van  $l$  af te hangen, terwijl voor booglengten groter dan 1 cm een langzame daling van de temperatuur van  $6500^{\circ} \text{K}$  ( $l \leq 1$  cm) tot  $6200^{\circ} \text{K}$  bij 1,8 cm optreedt.

Het ware gewenscht geweest over een uitgebreider materiaal te beschikken om het  $T(i, l)$ -diagram voor een groot gebied van  $i$  en  $l$  vast te leggen, in verband met de interpretatie van de karakteristiek van de boogontlading (hoofdstuk VI).

In het licht van de beschouwingen, die in de volgende hoofdstukken ontwikkeld worden, is het van belang de afhankelijkheid van de temperatuur van  $i$  en  $l$  in samenhang met de karakteristiek van de boog nog eens ter hand te nemen.

### 1. f. De temperatuur langs de as van de boog.

Om de temperatuur in de violette zuil op verschillende afstand van de elektroden te onderzoeken, hebben we de volgende opstelling gebruikt.

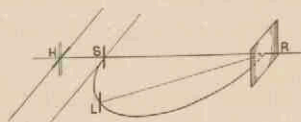


Fig. 25. Schematische voorstelling van een rooster-spectrograaf in astigmatische ROWLAND-opstelling.

Bij een hol reflectie-rooster in de ROWLAND-opstelling is de afbeelding van de spleet in de spectraallijn astigmatisch. Doorloopt men de stralengang in omgekeerde richting, dan correspondeert met één punt van de spectraallijn ( $L$ ) een verticale beeldlijn, die in de spleet  $S$  valt en een horizontale beeldlijn ( $H$ ), die ergens op de verbindingslijn van roostermiddelpunt ( $R$ ) en spleet valt (fig. 25).

We ontwerpen nu een beeld van de boog op het verticale vlak door  $H$ , d.i. het vlak door de horizontale beeldlijnen, corresponderend met de punten van de spectraallijnen nabij  $\lambda 3880 \text{ \AA}$  in 3de orde <sup>55a</sup>). De spectraallijnen vertoonen dan dezelfde verticale intensiteitsverdeling als de lichtboog.

<sup>55a</sup>) Het bleek, dat in dit geval de horizontale beeldlijnen circa 7 meter vóór de spleet  $S$ , buiten de spectrograaf, gelegen waren. Door een lens werd nu de boog afgebeeld op een verticale wijde spleet (tusschen  $H$  en  $S$  (fig. 25) geplaatst) terwijl door een tweede lens een virtueel beeld daarvan in  $H$  werd gevormd.



Op de plaats van de horizontale beeldlijn  $H$  plaatsen we een verticale spleet (1 mm wijd), waarop het beeld van de zuil van de boog valt (de elektroden zijn verticaal geplaatst). Op deze wijze verkrijgen we slechts licht uit een nauw gebied van de violette zuil. Twee garendraadjes, die horizontaal over deze spleet gespannen zijn, teekenen zich in het spectrum af als twee onderbrekingen van de spectraallijnen. Daaruit kan gemakkelijk de vergrooting van de boog in de spectraallijn worden bepaald. De afbeelding is quasi-stigmatisch. Voor andere plaatsen op de ROWLAND-cirkel is de afbeelding van de boog op de plaat natuurlijk niet meer quasi-stigmatisch.

Het onderzoek van een boog van 5 mm lengte (kathode onder, anode boven, 12 mm  $\varnothing$ ) leverde het volgende resultaat:

| Booglengte 5 mm.       | 1.0 Amp. | 7.0 Amp. |
|------------------------|----------|----------|
| 0.4 mm. van de kathode | 6710 °K  | —        |
| 0.7 " " " "            | 6620     | 6710 °K  |
| 1.9 " " " "            | 6660     | 6810     |
| 2.5 " " " "            | 6620     | 6950     |
| 3.7 " " " "            | —        | 7000     |

De temperatuur van de zuil van de boog tusschen homogene koolectroden blijkt bij kleine booglengte (0,5 cm) langs de zuil zeer weinig te veranderen.

RIGHINI<sup>56)</sup> vond in de koolboog, met zouten van gemakkelijk ioniseerbare elementen in de elektroden, een axiaal temperatuurverval; dit werd bepaald uit de bandenkoppen van CN (hoofdstuk II, § 2). Nabij de elektroden is de temperatuur 600° hoger dan midden tusschen de elektroden, waar de temperatuur 4000° K bedraagt. De zuil is in de lengte-richting niet homogeen. De karakteristiek van dergelijke bogen wijkt ook sterk af van die van de homogene koolboog<sup>57)</sup>.

Voor een koolboog van 1,0 cm lengte (tusschen homogene koolstaven,  $\varnothing = 0,5$  cm,  $i = 3,0$  Amp.) beschikken we over nauwkeurige

<sup>56)</sup> G. RIGHINI, *Physica* 2, 585, 1935.

<sup>57)</sup> R. SEELIGER, *Hdb. d. Exp. Phys.* XIII (3), 673, 1929.  
A. VON ENGEL en M. STEENBECK, *Elektr. Gasentl.* II.

waarnemingen van de intensiteitsverhouding van de bandenkoppen van de  $\Delta v = 0$  groep van CN. Daaruit blijkt dat de temperatuur in het midden tusschen de electroden circa  $250^\circ$  lager is dan 0,1 cm van de electroden verwijderd.

De bepaling van het temperatuurverloop langs de as van de zuil van een koolboog in lucht is voor de verklaring van vele verschijnselen van belang, waarop we in hoofdstuk VI terugkomen.

1. g. *Temperatuurverdeeling over de doorsnede van de violette kern.*

In dezelfde „quasi-stigmatische” opstelling (3de orde) als we boven beschreven is de radiale temperatuurverdeeling in de violette zuil, loodrecht op de electrodenrichting, onderzocht. Daar de zuil van de boog tijdens de lange belichting beweegt, is deze waarneming niet nauwkeurig. We vonden in de zuil van de boog (2,5 Amp.,  $l=0,4$  cm) een radiaal verval van de temperatuur van  $6600^\circ$  K in de as tot circa  $6200^\circ$  K in de rand van de violette kern.

Nauwkeuriger metingen om het radiale intensiteitsverloop der CN-band en de temperatuurverdeeling te vinden, zijn geschied uit de intensiteiten der bandenkoppen, opgenomen met een prismaspectrograaf en uit de oppervlakte-intensiteiten in 1ste orde van het rooster (in een quasi-stigmatische opstelling) van de rotatie-lijnen van de CN-band 0—0 (korte belichtingstijden).

Deze metingen (bij lage gasdruk) zijn verricht tezamen met J. GENARD<sup>58</sup>).

Zoowel voor koolbogen in lucht van 10 en 15 cm Hg als voor koolbogen in lucht van 1 atm. is de intensiteitsverhouding van de bandenkoppen binnen de meetfouten constant over de doorsnede van de zuil en is het niet gelukt een radiaal temperatuurverval uit de opnamen in de 1ste orde van de roosterspectrograaf te vinden. De nauwkeurigheid der meting liet toe een temperatuurverval van  $300^\circ$  met zekerheid te constateeren.

*De violette kern van de boog tusschen homogene koolstaven blijkt een gebied te zijn, waarin het radiale temperatuurverval, evenals het axiale temperatuurverloop, zeer gering is.*

<sup>58</sup>) H. BRINKMAN en J. GENARD, Communication au Congrès Assoc. Français p. avanc. des sciences, Chambéry 1933, pag. 118.

Het radiale temperatuurverval bedraagt minder dan  $300^\circ$  over de doorsnede van de violette kern. Deze conclusie is in overeenstemming met de resultaten van SUITS (hoofdstuk II, § 4) en met die van RIGHINI <sup>56</sup>).

1. h. *Temperatuurbepaling uit de AlO-banden in de zoom van de boog-ontlading.*

De temperatuur in de groene zoom van de koolboog (met  $Al_2O_3$  gevulde anode) kan geschieden uit de banden van AlO (zie hoofdstuk I, § 3).

De  $0 \rightarrow 0$  band ( $\lambda 4842 \text{ \AA}$ ) en  $1 \rightarrow 0$  band ( $\lambda 4648 \text{ \AA}$ ) van de  $2\Sigma^+ \rightarrow 2\Sigma^+$  overgang zijn gefotografeerd in tweede orde van de roosterspectrograaf (dispersie  $1.6 \text{ \AA/mm}$ ), terwijl tegelijkertijd de CN-banden  $0-0$  in de derde orde zijn opgenomen. De temperatuur van de violette kern bedraagt gemiddeld  $6000^\circ \text{ K}$  (zie Tabel III, pag. 38), de AlO-banden geven echter een veel lagere temperatuur. Uit de verdeling van de moleculen over de rotatietermen <sup>59</sup>) met  $K=32$  t/m  $K=66$  voor de  $1-0$  band en  $K=42$  t/m  $K=69$  voor de  $0-0$  band berekenen we uit beide banden <sup>60</sup>) voor de temperatuur  $4000^\circ \text{ K} (\pm 300^\circ)$  (zie fig. 13).

$4000^\circ \text{ K}$  is de temperatuur in de cilindrische lagen van de zuil van de boog met de sterkste emissie van de AlO-banden. Deze temperatuur hangt niet af van de stroomsterkte en de lengte van de boog en is praktisch dezelfde op iedere afstand tot de elektroden <sup>61</sup>). Alleen de diameter van de aureool, waarin de AlO-banden worden uitgezonden, hangt af van de stroomsterkte, van de

<sup>59</sup>) We meten de intensiteiten van  $P(33)$  t/m  $P(37)$  en  $R(40)$  t/m  $R(65)$  van de  $1-0$  band en  $R(41)$  t/m  $R(68)$  van de  $0-0$  band.

Een temperatuurverschil van  $300^\circ$  komt overeen met een verandering in de intensiteitsverhouding van  $R(65)$  tot  $R(40)$  van 5%.

<sup>60</sup>) De lagere  $T$ -waarden uit de AlO-banden, medegedeeld door L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Proc. Amsterdam **34**, 498, 1931 zijn onjuist. Het oplossend vermogen in de 1ste orde opnamen was iets te klein; bovendien moet bij de  $4842 \text{ \AA}$  band ( $0 \rightarrow 0$ ) voor de verandering der plaatgevoeligheid met de golflengte gecorrigeerd worden. Beide effecten hebben tengevolge, dat destijds de temperatuur  $800^\circ$  te laag is gemeten en er verschillende  $T$ -waarden voor de  $1-0$  en  $0-0$  band zijn gevonden.

<sup>61</sup>) L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Proc. Amsterdam **34**, 498, 1931.



booglenkte en van de afstand tot de electroden (vergelijk fig. 1 en fig. 5).

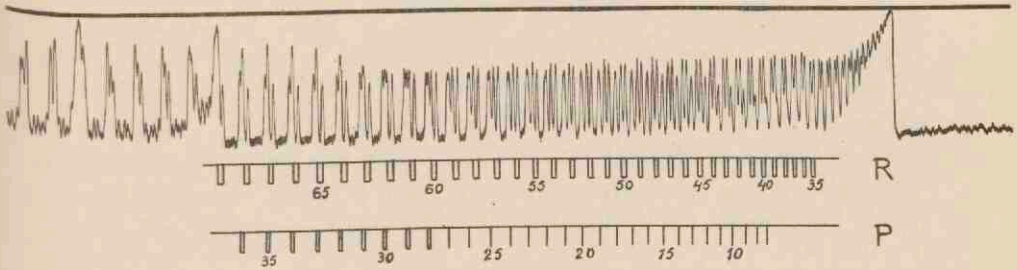


Fig. 26. Photogram van de AIO-band  $0 \rightarrow 0$  ( $2\Sigma^+ \rightarrow 2\Sigma^+$ )  
(in 2de orde van de roosterspectrograaf).

Bij de temperatuurmeting uit de opnamen der AIO-banden in de 2de orde is niets gebleken van een temperatuurgradiënt in de buitenste lagen. Om deze te vinden is het noodig om ook de intensiteiten van de rotatielijnen met klein rotatiequantengetal te meten, waartoe echter het oplossend vermogen nog niet groot genoeg is.

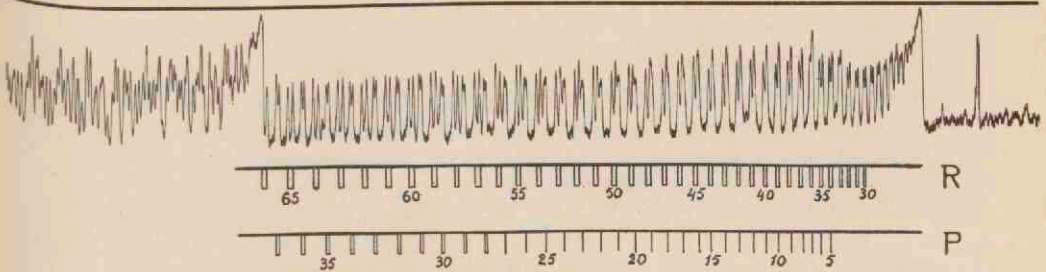


Fig. 27. Photogram van de AIO-band  $1 \rightarrow 0$  ( $2\Sigma^+ \rightarrow 2\Sigma^+$ )  
(in 2de orde van de roosterspectrograaf).

Daar de cilindrische lagen van de boogzuil met verschillende temperaturen de AIO-banden verschillend sterk emitteren, is het begrijpelijk dat één goed gedefinieerde temperatuur van  $4000^\circ$  K is gemeten. Dit is de temperatuur in een cylinderlaag met een  $1\frac{1}{2}$  maal grootere diameter dan die van de violette kern.

§ 2. INTENSITEITSVERDEELING DER CN-BANDEN OVER DE DOORSNEDE VAN DE VIOLETTE KERN.

In fig. 28 is het radiale intensiteitsverloop  $I(r)$  over de doorsnede van de violette kern voor een koolboog in lucht van 1 atm.,  $i = 3.0$  Amp., lengte 1.0 cm op verschillende afstand van de elektroden uitgezet (de zuil van de boog staat verticaal, anode onder, de diameter der koolstaven bedraagt 0.5 cm).

Deze functie is afgeleid uit de waarneming van het intensiteitsverloop over het geprojecteerde beeld van de boog, voorgesteld in fig. 29. Zooals we in hoofdstuk I, § 3 reeds vermeldden, is het

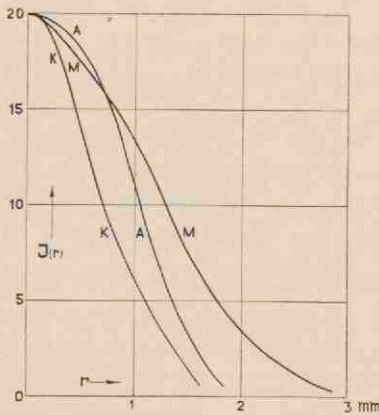


Fig. 28

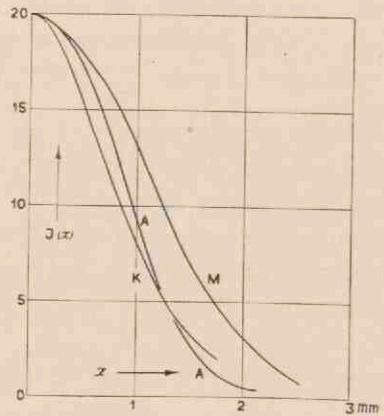


Fig. 29.

Intensiteitsverdeling der CN-banden over de doorsnede van de violette kern van de koolboog. Booglengte 10 mm. Kromme K op 0,7 mm van de kathode; kromme A op 0,8 mm van de anode; kromme M op 3,8 mm van de anode. Relatieve intensiteiten der maxima ( $I(x=0)$ ) in fig. 29:  $A = 100$ ,  $M = 56$ ,  $K = 35$ .

mogelijk door een wiskundige analyse de intensiteit in iedere cylinderzône van de zuil, als functie van de straal uit  $I(x)$  te bepalen (appendix, pag. 85).

Aangezien de radiale temperatuurvariatie gering is, stellen de krommen in fig. 28 practisch het radiale verloop van de concentratie der CN-moleculen voor. Indien echter de temperatuur met  $300^\circ$  gedaald is in de rand van de violette kern, vinden we de relatieve concentratie van CN aan de rand, door de intensiteit aldaar met 1.3 te vermenigvuldigen.

Het gedrag der krommen in fig. 28 wijst erop, dat buiten de violette kern practisch geen *CN* meer aanwezig is.

Uit de geringe temperatuurdaling, die even buiten de violette kern t.o.v. de temperatuur in de as van de ontlading is opgetreden, kan ook op grond der chemische evenwichtsvergelijking (vergelijk hoofdstuk V) geen verklaring van de afname der concentratie van de *CN*-moleculen worden gegeven.

De verklaring van het radiale concentratieverval van *CN* moet dan ook gezocht worden in het radiale concentratieverval der koolstofatomen. De stroom van koolstofatomen, die door verdamping van anode en kathode in de boog komen, heeft de radiale dichtheidsverdeling, die door de *CN*-banden wordt aangegeven (zie verder § 4).

De intensiteitsverdeling over de violette kern in bogen bij 10 en 15 cm druk heeft dezelfde gedaante als de krommen van fig. 28 en 29. Ook RIGHINI<sup>56)</sup> vond analoge concentratieverdelingen in de door hem gebruikte koolboog.

### § 3. ABSOLUTE INTENSITEITSMETING DER VIOLETTE *CN*-BANDEN IN DE KOOLBOOG.

In een gewone koolboog zijn de absolute intensiteiten van de rotatielijnen van de sterkste *CN*-band (0—0) gemeten, met het doel de afwezigheid van zelfabsorptie in de emitteerende laag te constateeren. Indien de partieele druk der *CN*-moleculen in de boog bekend was, zouden hieruit de absolute overgangswaarschijnelijkheden van de violette *CN*-banden berekend kunnen worden.

Om deze absolute intensiteitsmeting uit te voeren zijn de intensiteiten der *CN*-banden  $\Delta v = 0$  ( $\lambda$  3883 Å, etc.) vergeleken met de straling van een absoluut geijkte wolfram-bandlamp<sup>62)</sup> <sup>63)</sup>. We hebben een prismaspectrograaf (HILGER *E* 1) gebruikt en de temperatuur van de boog uit de intensiteitsverhouding der bandenkoppen bepaald (hoofdstuk II, § 2). Voor de temperatuur (boog-lengte 0.5 cm,  $i = 6$  Amp.) vinden we 6900° K ( $\pm 200^\circ$ ).

<sup>62)</sup> Op deze plaats wil ik DR. D. VERMEULEN en zijn medewerkers danken voor de ijking van zoovele lampen, die in de loop van mijn werk zijn gebezigd.

<sup>63)</sup> D. VERMEULEN, dissertatie Utrecht 1935.



Daar we oppervlakte-intensiteiten meten, vinden we de som van de absolute intensiteiten van een bepaalde groep van rotatielijnen. Daar  $T$  bekend is, kan men met de formules (11) de absolute intensiteit van iedere rotatielijijn vinden. In de volgende tabel zijn de resultaten van drie metingen samengevat, waarbij voor drie rotatielijnen gegeven is: het aantal ergen/sec., geïntegreerd over alle richtingen, uitgezonden in één rotatielijijn door een cilindrisch volume met 1 cm<sup>2</sup> doorsnede (homogeen lichtend over de doorsnede), met de asrichting loodrecht op de zuil van de boog (de axiale intensiteitsverdeling in dit cilindrische volume is zooals in fig. 28 is weergegeven).

TABEL IV.

| Diameter der electroden | $i$ , $V$ en $l$ van de koolboog (onderste koolstaaf is anode) | Diameter van violette kern | Absolute intensiteiten |                   |                   |
|-------------------------|--|----------------------------|------------------------|-------------------|-------------------|
|                         |  |                            | $P_{00}(10)$           | $P_{00}(36)$      | $P_{00}(60)$      |
| 1,2 cm.                 | 5,8 Amp.; 60 Volt; 0,5 cm.                                     | 5,3 ( $\pm 1$ ) mm.        | $3,90 \cdot 10^5$      | $8,76 \cdot 10^5$ | $5,8 \cdot 10^5$  |
| 1,2 ..                  | 6,0 .. ; 62 .. ; 0,5 ..  | 6,0 ( $\pm 1$ ) ..         | $4,07 \cdot 10^5$      | $9,15 \cdot 10^5$ | $6,06 \cdot 10^5$ |
| 1,2 ..                  | 6,4 .. ; 62 .. ; 0,5 ..  | 6,8 ( $\pm 1$ ) ..         | $4,31 \cdot 10^5$      | $9,7 \cdot 10^5$  | $6,42 \cdot 10^5$ |

Om de invloed van de zelfabsorptie na te gaan, moeten we de grootheden  $\frac{N'' \cdot f \cdot l}{b}$  en  $a = \frac{\omega'}{b}$  kennen (vergelijk voor hun definitie en beteekenis de dissertatie van E. F. M. VAN DER HELD, Utrecht, 1932, en *Zs. f. Phys.* **70**, 508, 1931, of het overzicht in de dissertatie van H. VAN DRIEL, Utrecht 1935). Het aantal absorbeerende CN-moleculen per cm<sup>3</sup> ( $= N''_K$ ) is voor de diverse rotatielijnen verschillend en wordt gegeven door:

$$N''_K = \frac{N}{u_{12}(T)} \cdot e^{-\frac{\varepsilon''_K}{kT}} \cdot 2(2K + 1).$$

$N$  is het totale aantal CN-moleculen per cm<sup>3</sup>,  $u_{12}(T)$  de toestandsfunctie van het molecule,  $\varepsilon''_K$  de rotatie-energie van het molecule in de grondtoestand.

Voor  $T = 6900^\circ \text{K}$  is  $N''_K$  maximaal voor  $K = 36$ .

We berekenen:  $N_K'' fl = 9,34 \cdot 10^4 \times$  de „zelfabsorptie-vrije intensiteit” van een emitterende laag van dikte  $l$ .

Indien er geen zelfabsorptie is, wordt deze „zelfabsorptie-vrije intensiteit” dus waargenomen en in ons geval gegeven door de getallen in tabel IV.

Voor de waarden van  $\frac{N_K'' \cdot f \cdot l}{b}$  vinden we voor de koolboog ( $T=6900^\circ \text{ K}$ ) uit de laatste regel van tabel IV:

|                 | $P_{00}(10)$ | $P_{00}(36)$ | $P_{00}(60)$ |
|-----------------|--------------|--------------|--------------|
| $\frac{Nfl}{b}$ | 1.19         | 2.68         | 1.77         |

Uit de krommen, die aangeven hoe de waargenomen intensiteit, uitgezonden door een laag van dikte  $l$  en van constante temperatuur  $T$ , samenhangt met de zelfabsorptie-vrije intensiteit van een dergelijke laag (zie dissertatie E. F. M. VAN DER HELD, Utrecht, 1932; fig. 1) vinden we, dat in ons geval, zelfs voor de rotatielijijn  $P_{00}(36)$ , die het sterkst geabsorbeerd wordt, *de zelfabsorptie volkomen te verwaarlozen is*, zelfs indien de parameter  $a = \frac{\omega'}{b}$  ( $\omega'$  dempingsconstante,  $b$  DOPPLERbreedte der lijn) klein is.

De temperatuurbepaling uit de CN-banden geschiedde dus uit zelfabsorptie-vrije lijnintensiteiten, waarvoor de formules (11) gelden. De temperatuurbepaling is dus correct.

#### § 4. RADIALE TEMPERatuur- EN INTENSITEITSVERDEELING IN DE ZUIL VAN DE BOOG.

De temperatuurmetingen uit CN- en AIO-banden kunnen ons een beeld van de radiale temperatuurverdeling verschaffen. In fig. 30 is de temperatuurverdeling, tegelijk met de radiale intensiteitsverdeling der CN- en AIO-banden weergegeven (voor een stroomsterkte van circa 3 Amp. in de boog). De intensiteitsverdeling der AIO-banden over de doorsnede van de zuil is niet kwantitatief gemeten.

Ook de radiale verdeling van de emissie van spectraallijnen, uitgezonden door het neutrale en het geïoniseerde atoom geeft ons een beeld van het radiale temperatuurverloop in de zuil van de boog<sup>64</sup>).

Uit de spectraalopname, die ons de intensiteitsverdeling over de doorsnede van het geprojecteerde beeld van de zuil levert, blijkt,

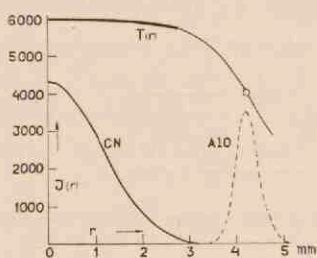


Fig. 30. Radiaal temperatuurverloop en intensiteitsverdeling der CN en AlO-banden in een boog tusschen koolstaven (anode met  $Al_2O_3$  gevuld).

dat de lijnen van het ion uitsluitend in de centrale zônes van de zuil, waarin de temperatuur slechts weinig met de straal verandert, worden gemitteerd, terwijl de lijnen van het atoom juist in de aureool van de boog grotere intensiteit hebben dan in het centrum. Duidelijk treedt dit verschijnsel op bij de resonantielijnen van atoom en ion (bijvoorbeeld van Ca in de gewone koolboog); voor atoomlijnen, die van hogere energietoestanden dan die waaruit de resonantielijnt ontstaat, worden uitgezonden, is de

intensiteitsverhooging in de aureool minder uitgesproken of geheel afwezig.

Voor een quantitative meting is het noodzakelijk, dat de zuil van de boog gedurende de opname volkomen stil staat. De aureool van de boog is bijzonder beweeglijk en gevoelig voor veranderingen in de convectie van het gas. Dientengevolge is bij de meting een groote intensiteit noodzakelijk, om in korte tijd ( $\approx 0.1$  sec.) de opname te kunnen maken. Het bleek nu, dat bij onze metingen de intensiteitsverdelingen over de zuil door absorptie en zelfomkeering der spectraallijnen vertekend zijn. Enkele der verkregen resultaten zijn de volgende (zie fig. 31 en 32).

In fig. 31 is de intensiteitsverdeling  $I(x)$  over de doorsnede van de projectie van de zuil van een verticale boog tusschen met  $BaCl_2$  gevulde koelelectroden voorgesteld. De intensiteitsverdeling is symmetrisch t.o.v. de projectie van de as van de zuil; in fig. 31 is de helft aangegeven. Voor de resonantielijnt van het atoom-

<sup>64</sup>) L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Naturwissenschaften* 19, 462, 1931.



spectrum ( $\lambda 5535 \text{ \AA}$ ) is het resultaat door de kromme aangeduid met *Ba I*, voor een lijn van het ion ( $\lambda 5854 \text{ \AA}$ ) door kromme *Ba II* voorgesteld.

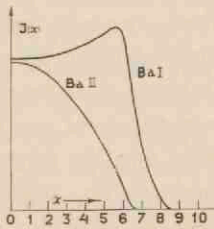


Fig. 31.

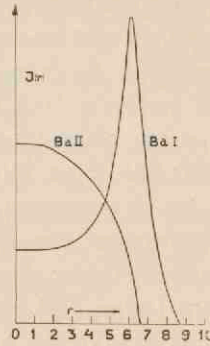


Fig. 32.

Intensiteitsverdeling van een atoom- en een ionlijn dwars over de zuil van de boog (beide kool-electroden met  $BaCl_2$  gevuld, booglengthe 5 mm, stroomsterkte 5 Amp., boogspanning 40 Volt). Twee eenheden in de schaal voor  $x$  en  $r$  corresponderen met 1 mm in de zuil.

Na toepassing van de graphische analyse, beschreven op pag. 85, vinden wij de radiale intensiteitsverdeling  $I(r)$  voor deze lijnen, voorgesteld in figuur 32.

Deze figuur is een typisch voorbeeld van de radiale verdeling der spectrale emissie in de boog, die in fig. 1 reeds tot uiting kwam en die geruime tijd geleden ook door andere onderzoekers kwalitatief is bestudeerd<sup>65</sup>).

Doordat wij een boog met een vrij groote *Ba*-concentratie hebben gebruikt, is de centrale temperatuur in de zuil (circa  $4500^\circ \text{K}$ ) belangrijk lager dan in de gewone koolboog, waardoor de ionisatiegraad van *Ba* niet bijzonder groot is.

De verklaring van deze verschijnselen, die in de literatuur bekend staan als de „holle vlammen” van de zuil van de boog, volgt direct uit het radiale verloop van de temperatuur en de toepassing van de relaties, die in geval van thermisch evenwicht bestaan. Behalve de verdeelingswet van MAXWELL-BOLTZMANN (formule (4)) geldt de ionisatieformule van SAHA (zie hoofdstuk IV en V), die

<sup>65</sup>) Overzicht en literatuur: R. SEELIGER, Hdb. d. Exp. Phys., Bd. XIII (3), pag. 638—644, 1929.

in geval van thermische ionisatie aangeeft hoe de concentratie van de geïoniseerde atomen afhangt van de temperatuur, de partieele druk van het gas (in ons geval *Ba*), de ionisatiepotentiaal der atomen en de electronendruk.

We beginnen met te onderstellen, dat over de geheele doorsnede van de zuil van de boog en ook in de koude, niet lichtgevende, mantel de partieele druk van *Ba* dezelfde is. In de koude mantel is de temperatuur zóó laag, dat wij van thermische aanslag der *Ba*-atomen niets bemerken. In de verschillende cilindrische zônes van de zuil stijgt de temperatuur van het gas naarmate de straal kleiner wordt. Bij afnemende waarden van  $r$  zien we dus eerst een toename van de intensiteit der *Ba* I-lijnen tengevolge van de toename der BOLTZMANN-factor. Bij verdere temperatuurstijging, dus bij nog kleinere waarden van  $r$ , neemt echter de concentratie der neutrale *Ba*-atomen, tengevolge van de thermische ionisatie van het gas, zoo sterk af, dat de intensiteit der *Ba* I-lijnen daalt, ondanks de toename der BOLTZMANN-factor met de temperatuur. Tegelijk daarmee stijgt de intensiteit der *Ba* II-lijnen.

Wij vonden, dat de plaats van het maximum in de radiale intensiteitsverdeling der *Ba* I-lijnen verschuift naar kleinere waarden van  $r$ , dus hoogere temperatuur, en ook steeds minder uitgesproken wordt, wanneer de spectraallijn van hoogere energie-toestanden uitgaat. Deze verschuiving is echter gering, hetgeen op een groote temperatuurgradiënt in de zoom van de boog wijst.

De verschijnselen, die zich in de boog in de opeenvolgende cilindrische zônes van de zuil voordoen <sup>66)</sup>, zijn volgens de voorgaande interpretatie geheel analoog aan degene, die tot uiting komen in de absorptiespectra der sterren, wanneer we achtereenvolgens sterren met een omkeerende laag van steeds hoogere temperatuur beschouwen <sup>67)</sup>.

Door de toepassing der genoemde thermische relaties op de radiale intensiteitsverdelingen van atoom- en ionlijnen in de zuil van de boog, is het mogelijk het radiale verloop van temperatuur, electronendruk en ionisatiegraad te bepalen. Wij kunnen onze expe-

<sup>66)</sup> Evenals de verandering in de intensiteitsverhouding van atoom- en ionlijnen in de verschillende fasen van een wisselstroomboog (hoofdstuk I, § 3).

<sup>67)</sup> Zie het overzicht in: R. H. FOWLER, *Statistical Mechanics* (Cambridge 1929), Ch. XV. A. PANNEKOEK, *Hdb. d. Astrophysik* III (1), 256, 1930.

rimenteele gegevens daarvoor echter niet gebruiken, daar uit de verandering van de intensiteitsverhouding van lijnen met hetzelfde beginniveau over de doorsnede van de boog is gebleken, dat door absorptie in de zuil en in de koude mantel de gemeten intensiteitsverdeling is vertekend.

Nieuwe experimenten kunnen de quantitative toetsing van de gegeven beschouwingen geven.

We hebben de onderstelling gemaakt, dat de partieele druk van *Ba* over de geheele doorsnede van de zuil dezelfde is. Het is echter te verwachten, dat deze partieele druk met de straal een analoog verloop heeft als wij voor koolstof vonden (fig. 28), met dit verschil, dat de kromme in de richting der abscis veel breeder is.

Beschouwen we een koolboog, waarvan de zuil precies in de hartlijn van de verticale electroden (anode onder) brandt, dan moet men zich voorstellen, dat tengevolge van de ontladingsprocessen de centrale kern van de electroden een zeer hoge temperatuur ( $\approx 4000^\circ\text{K}$ ) bezit.

Door de warmtegeleiding van de koolstaaf en mede door de warmte-afgifte aan de koude gasstroom, die langs de anode opstijgt, en de warmtetoevoer van het warme gas, dat langs de kathode strijkt, stelt zich een temperatuurverdeling over het uiteinde van de electroden in, waarbij de temperatuur in het centrum een maximum heeft<sup>68)</sup>. De anode heeft in het centrum de hoogste temperatuur en vertoont daar een sterke verdamping (kratervorming).

De stroom van koolstof-atomen en -moleculen, die van de anode opstijgt, uit zich in de violette kern van de boog door de emissie der *CN*-banden (§ 2 van dit hoofdstuk)<sup>69)</sup>. Het radiale concentratieverloop van de koolstof in de zuil is, afgezien van een verbreding tengevolge van diffusie, een afbeelding van de verschillende mate van verdamping van de ringvormige zônes op het eindvlak der anode. In zônes, waarin de temperatuur zoo laag is, dat de verdamping der koolstof onbelangrijk geworden is, vindt echter nog wel een verdamping van verontreinigingen in de koolstaaf, zooals ver-

<sup>68)</sup> Met vereenvoudigde onderstellingen zijn hierover berekeningen uitgevoerd door R. SEELIGER, *Phys. Zs.* 27, 22, 1926.

<sup>69)</sup> De radiale intensiteitsverdeling van *C<sub>2</sub>*-banden en *C*-lijnen is kwalitatief dezelfde als die der *CN*-banden.



bindingen van *Na*, *Ca*, *Fe*, etc. plaats. Zelfs de zijwanden van de koolectrode kunnen nog merkbaar van deze dampen afstaan. Met de opstijgende strooming der gassen, die ongeveer parallel aan de as van de zuil geschiedt<sup>70)</sup>, worden deze elementen in de boog gebracht en veroorzaken de aureool van de lichtboog, die buiten de violette kern aanwezig is en waarin wij de radiale intensiteitsverdeling door toepassing van thermische evenwichtsbeschouwingen kwalitatief hebben kunnen verklaren.

Dezelfde beschouwing verklaart o.a. ook de emissie der banden van *AlO* in de zoom van een boog, waarvan de anode  $Al_2O_3$  bevat. Naast andere ontledingsproducten van  $Al_2O_3$  verdampt *Al* van het uiteinde van de anode en wordt door de gasstrooming in de boog gebracht. In de zoom van de ontlading is de temperatuur voldoende hoog (4000° K, zie fig. 30) voor de thermische emissie der *AlO*-banden. Echter in het centrale deel van de zuil zijn verbindingen als *AlO* volledig gedissocieerd (dissociatie-energie 4,5 eV).

De emissie van *CN* buiten de violette kern vindt niet plaats, daar er zich geen koolstof bevindt. In de violette kern is de concentratie van *CN* naar schatting  $10^{0/100}$  van die der *C*-atomen; tengevolge van de hoge temperatuur is het dissociatie-evenwicht  $CN \rightleftharpoons C + N$  zeer ver naar rechts verschoven. (De dissociatie-energie van *CN* is overigens niet nauwkeurig bekend).

De emissie van  $C_2$ -banden in de violette kern is zwak, daar de dissociatie van  $C_2$  nog vollediger is dan die van *CN*.

$N_2$ - en *CO*-banden worden niet geëmitteerd, daar de temperatuur niet hoog genoeg is om een voldoende aantal  $N_2$ - en *CO*-moleculen in de hoge energietoestanden ( $\approx 8$  eV) te brengen, van waaruit zichtbare banden worden geëmitteerd.

$O_2$ -moleculen zijn in de violette kern volledig gedissocieerd. Waarschijnlijk worden  $O_2$ -banden in de zoom van de boog uitgezonden.

<sup>70)</sup> Uit de snelheid waarmee de koolectroden verbruikt worden (1 mg per sec. voor de anode van een koolboog in lucht, diameter der electroden 5 mm, booglengte 10 mm, stroomsterkte 3,0 Amp.) en de onderstelling, dat dicht voor het heetste deel van de anode de dampspanning der *C*-atomen 1 atm. bedraagt, volgt, dat de orde van grootte van de snelheid der opstijgende gasstroom in de zuil  $10^3$  cm. sec<sup>-1</sup> bedraagt.

## HOOFDSTUK IV.

### Het thermische mechanisme in de zuil van de boogontlading.

Door de optische studie van de elektrische lichtboog, waarvan in de voorgaande hoofdstukken een overzicht is gegeven, uit het onderzoek van wisselstroombogen <sup>7)</sup> en uit dat van koolbogen in lucht bij lagere gasdrukken dan 1 atmosfeer <sup>6)</sup> is gebleken, dat in lichtbogen tusschen koolstaven in lucht de spectrale emissie, de ionisatie en de stroomgeleiding in de zuil (zie ook hoofdstuk VI) verklaard kunnen worden door de thermische processen, die optreden bij de hoge temperatuur, die het gas bezit. Daarbij worden de verdeelingswetten van MAXWELL-BOLTZMANN, de ionisatieformule van SAHA en de vergelijking voor het dissociatie-evenwicht, die in geval van thermodynamisch evenwicht gelden, toegepast.

Van de analyse van het thermische mechanisme in de zuil van de boog, dat elders uitvoerig is gepubliceerd <sup>71)</sup>, zullen wij een kort overzicht geven.

#### *Het partieele evenwicht in de zuil van de boog.*

In het gas van de boog hebben wij te doen met:

1. elektrisch neutrale deeltjes (atomen en moleculen in verschillende energietoestanden);
2. elektrisch geladen deeltjes (electronen en ionen, de laatste eveneens in verschillende aangeslagen toestanden);
3. lichtquanta.

In dit mengsel, dat men volgens LANGMUIR het „plasma” van de ontlading noemt, staan de bovengenoemde bestanddeelen in voortdurende energie-uitwisseling met elkaar en met de omgeving. Indien een dergelijk plasma in een ruimte is ingesloten, waarvan de waarden éézelfde constante temperatuur  $T$  bezitten, stelt zich een kinetisch

---

<sup>71)</sup> L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* 1, 797, 1934.

evenwicht in, waarbij voor de atomen, moleculen, ionen en electronen de bovengenoemde thermodynamische relaties gelden, terwijl de stralingsdichtheid aan de wet van PLANCK voldoet.

In het algemeen is in een elektrische ontlading van thermodynamisch evenwicht tusschen de verschillende bestanddeelen van het plasma en met de omgeving geen sprake. Toch kan men in bepaalde gevallen — en dat geldt bijvoorbeeld voor de koolboog — als goede benadering van de werkelijkheid evenwichtsbeschouwingen op een deel van de onder 1—3 gespecificeerde groepen toepassen, onder verwaarloozing van de wisselwerking met de andere bestanddeelen van het plasma (partieel evenwicht).

*De snelheidsverdeling van gasdeeltjes en van electronen.*

De *gasdeeltjes* in de boog bezitten de MAXWELLSche snelheidsverdeling, behoorend bij de temperatuur, die het gas ter plaatse heeft:

$$F(V) dV = 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi k T} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\mu V^2}{2kT}} \cdot V^2 dV \quad (14)$$

Hierin stelt  $F(V)dV$  de fractie van alle gasdeeltjes met een relatieve snelheid tusschen  $V$  en  $V+dV$  voor;  $\mu$  is de gereduceerde massa van de deeltjes.

De dichtheid- en temperatuurgradiënten in de zuil van de boog zijn niet groot genoeg om afwijkingen van de snelheidsverdeling, die voor het ontladingsmechanisme van belang zijn, te veroorzaken.

De snelheidsverdeling der *electronen* ( $f(v)dv$ ) verschilt in eerste benadering niet van de MAXWELLSche snelheidsverdeling, behorende bij de temperatuur van het gas, indien  $Ee\lambda_e \ll kT$  (waarbij  $E$  de axiale veldsterkte in de zuil,  $e$  de lading van het electron,  $\lambda_e$  de gemiddelde vrije weglengte van het electron is).

In koolbogen is  $E$  van de orde van grootte van 10 tot 100 Volt/cm. In bogen tusschen koolstaven, die met zouten van gemakkelijk ioniseerbare elementen zijn gevuld, is de veldsterkte kleiner (1 tot 10 Volt/cm). In bogen tusschen metaalelectroden is de veldsterkte van dezelfde grootte of grooter dan in koolbogen.



De gemiddelde vrije weglengte der electronen bedraagt bij 1 atmosfeer en  $6000^\circ\text{K}$  ongeveer  $10^{-3}\text{ cm}$ ; de waarde van  $\lambda_e$  hangt van de aard van het gas in de boog en van de gemiddelde snelheid der electronen af (RAMSAUER-effect). De waarde van  $Ee\lambda_e$  kan daardoor in sommige lichtbogen (metaalbogen met weinig verdampende elektroden en bogen in waterstof) vergelijkbaar met  $kT$  of zelfs grooter zijn en in deze gevallen wijkt de snelheidsverdeling der electronen aanmerkelijk van de MAXWELLSche behorende bij de temperatuur van het gas af, zooals uit de optische studie dezer bogen is gebleken<sup>15) 16)</sup>. In koolbogen is een dergelijke afwijking in de optische verschijnselen niet tot uiting gekomen. Het is in dit verband interessant op te merken, dat de gemiddelde vrije weglengte  $\lambda_e$  in gassen, die alkalidamp bevatten, zeer klein is, wegens de bijzonder groote werkzame doorsnede der alkaliën voor langzame electronen<sup>72)</sup>. In dergelijke bogen is de snelheidsverdeling der electronen een MAXWELLSche verdeling met de temperatuur van het gas. In koolbogen is dit waarschijnlijk ook het geval, waarbij het feit, dat de electronen bewegen in een (gedeeltelijk gedissocieerd) gas van moleculen met ongelijke kernen ( $\text{CO}$ ,  $\text{CN}$ ,  $\text{NO}$ ), waarin zij door aanslag der trillingstoestanden<sup>73)</sup> geen groote snelheden kunnen bereiken, een rol speelt.

Bij lage gasdruk zal de afwijking der snelheidsverdeling der electronen van die der gasdeeltjes steeds belangrijker worden en nu treden, evenals bij groote waarden van de veldsterkte in lichtbogen bij hoogere druk, in het mechanisme der ontlading de specifieke electronenprocessen op de voorgrond (zie hieronder).

#### *De vorming en vernietiging van aangeslagen toestanden.*

De processen, waarbij dit geschiedt, zijn:

1. aanslag uit energietoestanden  $\epsilon_i < \epsilon_a$  door botsingen met neutrale gasdeeltjes en het omgekeerde proces:

vernietiging van aangeslagen toestanden door botsingen van de tweede soort;

<sup>72)</sup> R. B. BRODE, Rev. Mod. Phys. 5, 257, 1933.

<sup>73)</sup> Vergel.: W. DE GROOT en F. M. PENNING, Hdb. d. Phys. XXIII (1), pag. 40 en 113, 1933.

2. aanslag door electronen en het omgekeerde proces:

botsingen van de tweede soort met electronen, waarbij deze de aanslagenergie ( $\epsilon_a$ ) geheel of gedeeltelijk als kinetische energie verkrijgen;

3. aanslag door absorptie van straling en het verdwijnen van de energietoestand  $\epsilon_a$  door spontane en geïnduceerde emissie.

Denken we ons ter vereenvoudiging een verdund gas ( $n$  atomen per  $\text{cm}^3$ ), dat vermengd is door een ander gas ( $N$  atomen per  $\text{cm}^3$ , waarbij  $n \leq N$ ), dan luidt de voorwaarde, die uitdrukt, dat de concentratie van de atomen in een bepaalde aangeslagen toestand (aanslagenergie  $\epsilon_a$ ; aantal per  $\text{cm}^3$   $n_a$ ) in de stationnaire ontlading constant is:

$$\left. \begin{aligned} aNn_0 - \beta Nn_a + a_e n_e n_0 - \beta_e n_e n_a + \\ + B\varrho n_0 - (A + B'\varrho)n_a = 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

waarbij wij alleen de aanslag uit de grondtoestand beschouwd hebben.

De grootheden  $a$  en  $\beta$  stellen voor:

$$a = \int_{\sqrt{\frac{2\epsilon_a}{\mu}}}^{\infty} V \cdot Q(V) \cdot F(V) dV; \quad \beta = \int_0^{\infty} V' \cdot Q'(V') \cdot F(V') dN'. \quad (16)$$

Daarin is:  $Q(V)$  de werkzame doorsnede voor aanslag door de botsing met een atoom met de relatieve snelheid  $V$ ,  $Q'(V')$  de werkzame doorsnede voor een botsing van de tweede soort met een atoom met relatieve snelheid  $V'$ .

Tusschen  $Q(V)$  en  $Q'(V')$  bestaat de betrekking:

$$g_0 \cdot V^2 \cdot Q(V) = g_a \cdot V'^2 \cdot Q'(V')$$

<sup>74)</sup> Notaties:  $n_e$ : aantal electronen per  $\text{cm}^3$ .

$\varrho$ : stralingsdichtheid van de frequentie  $\nu = \frac{\epsilon_a}{h}$

$A$ ,  $B'$  en  $B$ : de statistische waarschijnlijkheden voor emissie en absorptie der straling volgens EINSTEIN.

$n_0$ : aantal atomen in de grondtoestand per  $\text{cm}^3$ .

wanneer

$$\frac{1}{2} \mu V^2 = \frac{1}{2} \mu V'^2 + \varepsilon_a \quad 75)$$

Voor  $\alpha_e$  en  $\beta_e$ , die op de processen betrekking hebben, die onder 2. zijn genoemd, gelden analoge uitdrukkingen (werkingsdoorsneden  $q(v)$  en  $q'(v')$ ).

Indien de snelheidsverdeling der gasdeeltjes  $F(V)dV$  en die der electronen  $f(v)dv$  de MAXWELLSche van de temperatuur  $T$  is, vindt men:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\alpha_e}{\beta_e} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\frac{\varepsilon_a}{kT}} \dots \dots \dots (17)$$

De vergelijking (15) geldt voor een verdund gas, dat temidden van een ander gas aanwezig is. De beschouwingen, die aan verg. (15) worden vastgeknoopt, hebben echter geenszins een beperkte geldigheid. Voor de uitbreiding van verg. (15) voor het geval van een meer samengesteld gasmengsel en van aanslag uit andere energietoestanden dan de grondtoestand verwijzen we naar het uitvoeriger artikel van ORNSTEIN en BRINKMAN <sup>71)</sup>.

Uit vergelijking (15) volgt:

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{\alpha N + \alpha_e n_e + B \varrho}{\beta N + \beta_e n_e + A + B' \varrho} \dots \dots \dots (18)$$

Deze algemeene vergelijking <sup>76)</sup> kan in lichtbogen in gassen van voldoende hooge druk aanzienlijk worden vereenvoudigd. Zoowel de termen, die op de stralingsprocessen betrekking hebben als de termen, die de electronenprocessen beschrijven, zijn klein t.o.v. de termen  $\alpha N$  en  $\beta N$ . Deze laatste drukken uit hoe de aangeslagen atoomtoestanden door botsingen der atomen met neutrale gasdeeltjes ontstaan en door botsingen van de 2de soort met diezelfde deeltjes weer verdwijnen.

<sup>75)</sup> O. KLEIN en S. ROSSELAND, Zs. f. Phys. 4, 46, 1921.

R. H. FOWLER, Statistical Mechanics (1929), pag. 431 e.v.

Notaties:  $\mu$  is de gereduceerde massa der met elkaar botsende deeltjes,  $g_a$  en  $g_0$  zijn de statistische gewichten der betreffende energietoestanden.

<sup>76)</sup> Toepassing op glimontladingen in de dissertatie van P. J. HARINGHUIZEN, Utrecht 1935.



Voor de motiveering van deze vereenvoudiging verwijzen we naar het geciteerde artikel van ORNSTEIN en BRINKMAN.

Bij botsingen van de tweede soort tusschen aangeslagen deeltjes en andere atomen en moleculen treedt niet alleen het proces op, waarbij de aanslagenergie van het getroffen deeltje in kinetische energie der met elkaar botsende deeltjes wordt omgezet, doch ook wordt de aanslagenergie geheel of gedeeltelijk gebruikt om het andere deeltje in een aangeslagen toestand te brengen, waarbij typische resonantie-effecten een rol spelen<sup>77</sup>). De beteekenis van  $\beta$  (vergelijking (16)) moet dan ook dienovereenkomstig worden verruimd, terwijl ook in  $\alpha$  de omgekeerde processen (waarbij de energie voor aanslag geheel of gedeeltelijk verkregen wordt uit de inwendige energie van het botsende deeltje) mede in aanmerking moeten worden genomen.

In verg. (18) overwegen bij drukken van ongeveer 1 atmosfeer en hooger de termen  $\beta N$  en  $\alpha N$ . De vorming en de 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<sup>78</sup>). Daar deze de MAXWELLSche verdeling van de temperatuur  $T$  van het gas is, geldt (zie (17)):

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\frac{\epsilon_a}{kT}} \dots \dots \dots (19)$$

In dit geval ondervindt een aangeslagen atoom gedurende zijn levensduur zeer vele botsingen met andere gasdeeltjes. De aanslagenergie wordt door de botsingen van de tweede soort in kinetische energie der deeltjes omgezet en slechts een kleine fractie der aangeslagen deeltjes straalt energie uit.

Indien geen zelfabsorptie optreedt, is de waargenomen stralingsintensiteit evenredig met de BOLTZMANN-factor van het aanvangs-

<sup>77</sup>) Overzicht in: Hdb. d. Radiologie, Bd. VI, 2. Aufl., Teil 1 (1933): Kap. 2: *Anregung und Ionisierung*, W. HANLE und K. LARCHÉ.

<sup>78</sup>) Hebben de electronen de MAXWELLSche snelheidsverdeling behoorend bij de temperatuur  $T$  van het gas, dan is, ook als  $\alpha_e n_e$  en  $\beta_e n_e$  niet verwaarloosd mogen worden, de uitkomst (19) exact.

niveau. Wij hebben een dergelijke lichtbron een *Boltzmann-straler* genoemd, in tegenstelling met een zwart lichaam, waarbij de straling in evenwicht met de materie is en die een zwarte straler of *Planck-straler* genoemd kan worden.

Boogontladingen, waarin aan (19) voldaan is en -vlammen zijn dus *Boltzmann-stralers* (als zelfabsorptie verwaarloosd kan worden). Op grond daarvan is eenerzijds de in vorige hoofdstukken beschreven temperatuurbepaling uit de relatieve intensiteiten van spectraallijnen mogelijk, anderzijds kan men in dergelijke bogen op eenvoudige wijze uit de relatieve intensiteiten de overgangswaarschijnlijkheden der spectraallijnen afleiden (zie hoofdstuk II, § 2).

Afwijkingen van de BOLTZMANNsche verdeling der atomen en moleculen over de aangeslagen toestanden kan men verwachten:

- 1<sup>o</sup>. wanneer de aanslag door snelle electronen een rol gaat spelen (lage drukken, sterke velden);
- 2<sup>o</sup>. wanneer  $A$  zeer groot is (toestanden met zeer korte levensduur);
- 3<sup>o</sup>. wanneer het booggas een kleine werkzame doorsnede voor botsingen van de tweede soort heeft (edelgassen).

#### *De ionisatie- en dissociatie-processen.*

Ook bij de ionisatie- en dissociatie-processen kunnen de electronen in het mechanisme worden verwaarloosd. Zooals in het uitvoerige artikel van ORNSTEIN en BRINKMAN is uiteengezet, gelden in dit geval dezelfde relaties als in geval van thermodynamisch evenwicht.

De ionisatievergelijking van SAHA en de vergelijking voor het dissociatie-evenwicht zijn in hoofdstuk V gegeven en voor een aantal gassen toegepast.

We willen hier nog opmerken, dat voor de geldigheid der ionisatieformule van SAHA noodzakelijk is, dat de electronen, de ionen en de neutrale atomen de MAXWELLSche snelheidsverdeling behorend bij de temperatuur van het gas bezitten. In geval van een afwijkende snelheidsverdeling der electronen geldt de formule van SAHA niet meer exact, ook al vindt de ionisatie door onderlinge botsing der moleculen en atomen plaats.

*Bogen bij lage druk. Verschijnselen dicht bij de electroden in gewone bogen en in de zuil van sommige metaalbogen.*

Wanneer bij lage druk ( $10^{-1}$  tot  $10^{-2}$  atm.) de snelheidsverdeling der electronen belangrijk van de MAXWELLSche verdeling bij de temperatuur  $T$  verschilt, kan de aanslag, ionisatie en dissociatie door botsingen met electronen gelijk worden aan die door botsingen met moleculen of deze zelfs overtreffen. Bovendien kan dit het geval zijn in de nabijheid der electroden. Reeds in gewone bogen in lucht van 1 atmosfeer zijn de potentiaalgradiënten nabij de electroden zoo groot, dat de snelheidsverdeling der electronen (en ionen) sterk asymmetrisch en hun gemiddelde energie veel grooter dan die der gasdeeltjes wordt.

In enkele bogen tusschen metaalelectroden doen zich analoge verschijnselen voor, zooals door de optische studie van deze lichtbogen duidelijk is gebleken <sup>15)</sup> <sup>16)</sup>.

Terwijl voor de aanslag van de energietoestanden met kleine aanslagenergie de botsingsprocessen der neutrale deeltjes nog van overwegend belang zijn (mits de temperatuur van het gas zéér hoog blijft), worden de hoge energietoestanden van de atomen ( $\epsilon_a > 5 eV$ ) in stijgende mate door botsingen met snelle electronen aangeslagen. Deze snelle electronen komen relatief meer voor, naarmate de gemiddelde energie van de electronen die van de gasdeeltjes meer overtreft.

In bogen met een overwegende invloed der electronen in het mechanisme der ontleding worden ook de ionisatie- en dissociatieprocessen niet meer exact door de thermodynamische betrekkingen beschreven.

Afwijkingen van het thermische ontledingsmechanisme zijn dus het eerst merkbaar in de afwijking van de BOLTZMANNsche verdeelingswet voor de hoge energietoestanden, van de ionisatieformule van SAHA voor de moeilijk ioniseerbare elementen en van de dissociatievergelijking voor de moleculen met groote dissociatie-energieën.

*Definitie van een boogontleding.*

Op grond van de analyse van het ontledingsmechanisme in lichtbogen is de volgende definitie van een boogontleding te geven:



*Een boogontlading is iedere ontlading in een gas met Maxwell-sche snelheidsverdeling der gasdeeltjes, waarin aanslag, ionisatie en dissociatie evenals de omgekeerde processen overwegend door de onderlinge botsingen der moleculen geschieden.*

In een dergelijke boogontlading is de temperatuur van het gas en die der electronen practisch dezelfde. Vlammen van verschillende soort, waarin geen electricch veld van buiten af is veroorzaakt, die dus geen eigenlijke ontladingen zijn, zijn van deze boogontladingen principieel niet verschillend.

In een boogontlading dient de toevoer van electriche energie voornamelijk ter dekking van de energieverliezen van het gas door warmtegeleiding en -convectie. De energieverliezen door straling bedragen slechts enkele procenten van de energie, die aan het gas wordt toegevoerd <sup>79)</sup>.

In een vlam zijn het de chemische reacties welke de energie leveren, die de energieverliezen compenseeren.

#### *Boogontlading en glimontlading.*

Zoodra het mechanisme van de ontlading niet meer aan de definitie van boogontlading voldoet, doordat de invloed der electronen in het mechanisme gaat overwegen, spreken we van een *glimontlading*. De omstandigheden zijn steeds zóó dat dan de energieverdeling van electronen en van neutrale deeltjes verschilt en de gemiddelde energie der electronen grooter is dan die der gasdeeltjes.

Bepaalde lichtbogen tusschen metaalelectroden (n.l. die met niet of weinig verdampende electroden) en bogen in waterstof zijn dus als *glimontladingen in het heete gas tusschen de electroden* te beschouwen. Men is gewoon deze ontladingen ook boogontladingen te noemen en ter onderscheiding van de boogontlading volgens de door ons gegeven definitie, zullen we spreken van *thermische boogontladingen* (de koolboog in lucht en stikstof) en van *niet-thermische*

<sup>79)</sup> In de gewone koolboog in lucht is de energie, die door een deel van de zuil van de boog (dus zonder de electroden) uitgestraald wordt, bij 5 Amp. 0,8 %, bij 10 Amp. 1,4 %, bij 14 Amp. 3,0 % van de toegevoerde energie (volgens metingen tezamen met D. TH. J. TER HORST verricht).

*boogontladingen* (de koperboog in stikstof en lucht<sup>15</sup>) (de z.g.n. glimbogen), de door luchtwervels gestabiliseerde lange lichtbogen en de bogen in waterstof<sup>16</sup>).

We hebben hiermede de boogontladingen onderscheiden op grond van het mechanisme in de zuil van de ontleding. (Het onderscheiden van lichtbogen naar het al of niet thermisch emitteren van electronen uit de kathode voert tot een andere klassificatie.)

---

## HOOFDSTUK V.

### Eigenschappen van gassen op zeer hoge temperatuur.

De *thermische dissociatie* en *ionisatie* van een gas heeft tengevolge, dat bij iedere temperatuur en druk bepaalde evenwichtsconcentraties van de moleculen, atomen, ionen en electronen behooren. In een dissociërend en ioniseërend gas blijken de *coëfficiënt van de warmtegeleiding* en de *soortelijke warmte* een merkwaardige afhankelijkheid van de temperatuur te vertoonen, die in de theorie van de boogontlading een belangrijke rol speelt. Wordt de concentratie der electronen groot genoeg, dan moet zelfs met de *bijdrage der electronen tot de coëfficiënt van de warmtegeleiding* rekening worden gehouden.

Voor de strooming van gassen in boogontladingen is de wijze, waarop de *inwendige wrijving* van de temperatuur en de samenstelling van een gasmengsel afhangt, van belang.

#### § 1. DE THERMISCHE IONISATIE.

De thermische ionisatie van een atoom of molecule (aantal per  $\text{cm}^3$   $n$ ) in een ion (aantal per  $\text{cm}^3$   $n_i$ ) en een electron (aantal per  $\text{cm}^3$   $n_e$ ) wordt beschreven door de *ionisatie formule van SAHA*<sup>80)</sup>:

$$\frac{n_i n_e}{n} = \frac{(2\pi m k)^{3/2}}{h^3} \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{\chi}{kT}} \cdot \frac{2u_i(T)}{u(T)} \cdot \dots \quad (20)$$

<sup>80)</sup> R. H. FOWLER, *Statistical Mechanics* (1929, Cambridge), pag. 370.

A. PANNEKOEK, *Hdb. d. Astrophysik*, Bd III (1), pag. 278.

Notaties:  $m$ : massa van het electron.

$k$ : constante van BOLTZMANN.

$h$ : constante van PLANCK.

$\chi$ : ionisatieënergie van atoom of molecule.

$$u(T) = \sum_0^i g_l \cdot e^{-\frac{\epsilon_l}{kT}}, \text{ waarbij } \epsilon_l \text{ de energie, } g_l \text{ het statistisch}$$

gewicht der  $l$ de energietoestand (grondtoestand  $l=0$ ) is.

Formule (20) geldt ook voor hogere ionisatietrappen; dan is  $n_i$  de concentratie van het  $s$ -voudig geïoniseerde atoom,  $n$  de concentratie van het  $(s-1)$ -voudig geïoniseerde atoom,  $\chi$  de betreffende ionisatieënergie.



In de laatste factor van deze formule is de 2 het statistisch gewicht van het vrije electron;  $u_i(T)$  is de toestandssom van het ion,  $u(T)$  de toestandssom van het ongeïoniseerde deeltje.

Is  $x$  de fractie van alle deeltjes, die geïoniseerd is (de *ionisatiegraad*), dan geldt:

$$\frac{n_i n_e}{n} = \frac{x}{1-x} \cdot n_e = \frac{x}{1-x} \cdot \frac{P}{kT} \quad \dots \quad (21)$$

wanneer we onder  $P$  de *partieele druk der electronen* verstaan.

De formules (20) en (21) gelden alleen wanneer atomen (of moleculen), ionen en electronen bij de temperatuur  $T$  in thermodynamisch evenwicht zijn. Ze kunnen worden toegepast wanneer de werkelijke omstandigheden dit ideale geval voldoende benaderen (o.a. in thermische boogontladingen).

Berekenen we de numerieke waarde van de eerste factor<sup>81)</sup> in (20), meten we *de electronendruk  $P$  in atmosferen en de ionisatie-energie  $V_i$  in electronvolts*, dan luidt de formule van SAHA:

$$\frac{x}{1-x} \cdot P = 2 \frac{u_i(T)}{u(T)} \cdot T^{3/2} \cdot 10^{-6,480 - \frac{5040}{T} V_i} \quad \dots \quad (22)$$

De waarde van de toestandssom voor het atoom is, evenals die voor het atoom-ion, practisch gelijk aan het statistisch gewicht van de grondtoestand van het deeltje, behalve wanneer de temperatuur zoo hoog wordt, dat een belangrijk percentage der atomen en ionen zich in hogere energietoestanden bevindt. Voor de berekening der toestandssommen in geval van moleculen en molecuul-ionen verwijzen we naar § 2.

Bij de *thermische ionisatie van één enkel gas* met de druk  $p$  atm. geldt:

$$P = \frac{x}{1+x} \cdot p \quad \dots \quad (23)$$

<sup>81)</sup> R. T. BIRGE, *Astrophys. Journ.* **77**, 63, 1933.

<sup>82)</sup> Waarden van  $V_i$  en van  $\epsilon_i$  en  $g_i$  zijn te vinden in:

R. F. BACHER en S. A. GOUDSMIT, *Atomic Energy States* (McGraw-Hill, 1932).

H. SPONER, *Molekülspektren* (Springer, 1935).

De ionisatie-energie der gevormde éénwaardige ionen is steeds zóóveel grooter dan die der atomen, dat de vorming van twee- en meerwaardige ionen pas belangrijk tot de totale electronendruk  $P$  bijdraagt, wanneer de atomen vrijwel volledig geïoniseerd zijn.

Wanneer  $x \ll 1$  kunnen we voor formule (22) in goede benadering schrijven:

$$P^2 = p \cdot \frac{u_i}{u} \cdot T^{1/2} \cdot 10^{-6,18 - \frac{5040}{T}} V_i \dots (24)$$

Deze formule geldt exact wanneer  $p$  de partieele druk der ongeïoniseerde atomen voorstelt, die bij kleine ionisatiegraad praktisch gelijk aan de totale gasdruk is. Bij benadering is dus  $P(\cdot) \sqrt{p}$ .

In fig. 33 is voor kwikdamp de electronendruk als functie van de temperatuur voor eenige waarden van de druk berekend.

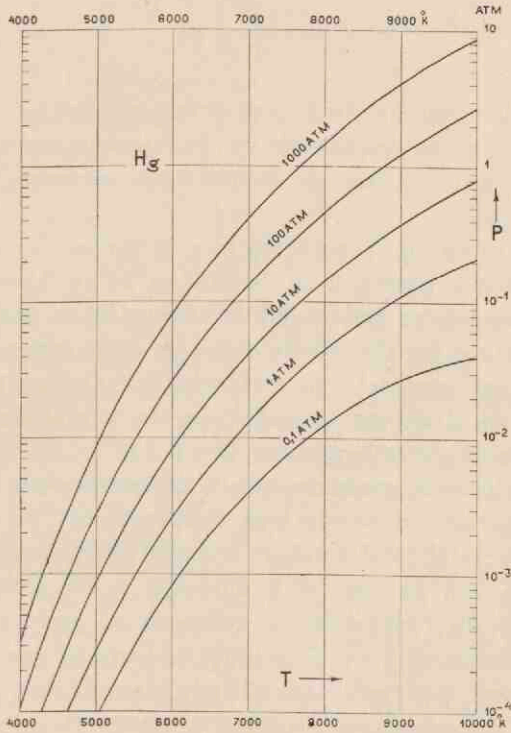


Fig. 33. Thermische ionisatie van Hg-damp. De electronendruk  $P$  in atm. als functie van de temperatuur  $T$  ( $^{\circ}$ K) bij eenige waarden van de druk  $p$  (som der partieele drukken van Hg, Hg $^{+}$  en electronen).

$$V_i = 10.39 \text{ eV}; u_i/u = 2.$$

Wanneer we met een mengsel van gassen te doen hebben, moeten de formules (20), (21) en (22) op elk der bestanddeelen van het mengsel, die zich in de waarde van de ionisatie-energie  $V_i$  en van  $u_i(T)/u(T)$  onderscheiden, afzonderlijk worden toegepast.

De relatieve concentraties van de gassen in het mengsel stellen we voor door  $a_l$  ( $l=1, 2, 3, \dots$ ); is verder  $x_l$  de ionisatiegraad van één der gassen, dan is de gemiddelde ionisatiegraad  $\bar{x}$ :

$$\bar{x} = \frac{\sum_i a_l x_l}{\sum_i a_l} \dots \dots \dots (25)$$

en

$$P = \frac{\bar{x}}{1 + \bar{x}} p \dots \dots \dots (26)$$

( $P$  is de totale electronendruk,  $p$  de totale gasdruk).

De berekening van de ionisatie van het gasmengsel is dus slechts dan mogelijk, wanneer men de quantitative samenstelling van het gasmengsel kent.

De resultaten van de berekening van de thermische ionisatie van eenige moleculaire gassen is in de figuren 34 en 35 weergegeven.  $H_2$  en  $N_2$  dissociëren gedeeltelijk in atomen bij de hoge temperaturen waarbij ons de thermische ionisatie interesseert. De samenstelling van het mengsel van moleculen en atomen is bij iedere temperatuur en druk met behulp van de vergelijking voor het dissociatie-evenwicht te berekenen (zie § 2).

Bij de beschouwde gassen verschilt de ionisatie-energie van het molecule (maatgevend bij de lage temperaturen) en die van het atoom (maatgevend bij de hoogste temperaturen) niet zooveel, dat de dissociatie van het gas zich duidelijk in de kromme, die de electronendruk als functie van de temperatuur geeft, afteekent.

In fig. 36 berekenden we de thermische ionisatie van een mengsel van twee gassen met sterk verschillende ionisatie-energieën (15 eV en 7 eV) en in een extreme, constante, mengverhouding ( $10^4 : 1$ ). Het gas met de lage ionisatiepotentiaal is als een verontreiniging van het andere gas te beschouwen.

Een dergelijk gasmengsel kan als een schematisering van het



gasmengsel in de zuil van een gewone koolboog worden beschouwd <sup>83)</sup>. De thermische ionisatie hiervan kan niet door de

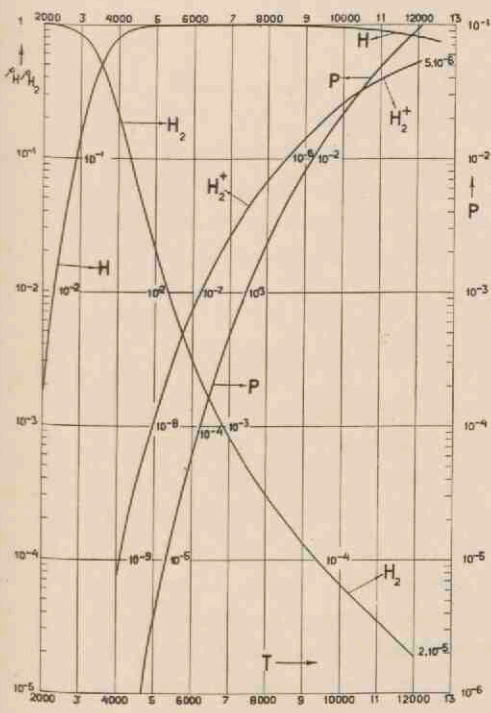


Fig. 34. Thermische ionisatie en dissociatie van waterstof. Totale druk van het gas 1 atm. De partiele druk van  $H_2$ ,  $H$ ,  $H_2^+$  en van de electronen ( $P$ ) is in atmosferen uitgedrukt. De partiele druk van  $H^+$ -ionen is practisch gelijk aan die der electronen ( $P$ ). Voor  $H_2$  is  $V_i = 15,37$  eV en  $D = 4,454$  eV. Voor  $H$  is  $V_i = 13,53$  eV en  $u_i/u = 1/2$ . Voor  $H_2^+$  is  $D = 2,62$  eV.

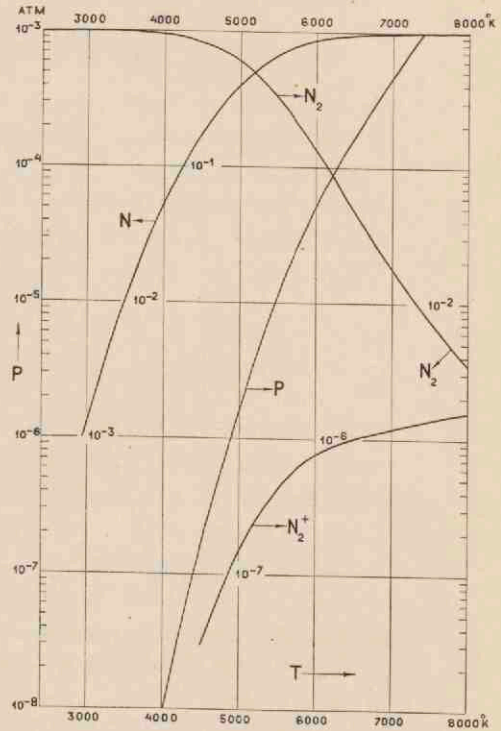


Fig. 35. Thermische ionisatie en dissociatie van stikstof. Totale druk van het gas 1 atm. De partiele druk van  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2^+$  en van de electronen ( $P$ ) is in atmosferen uitgedrukt. De partiele druk van  $N^+$ -ionen verkrijgt men door de electronendruk ( $P$ ) met de partiele druk der  $N_2^+$ -ionen te verminderen. Voor  $N_2$  is  $V_i = 15,6$  eV en  $D = 7,40$  eV. Voor  $N$  is  $V_i = 14,46$  eV en  $u_i/u = 2,25$  ( $T < 4000^\circ$ ),  $u_i/u = 2,14$  ( $T = 8000^\circ$ ). Voor  $N_2^+$  is  $D = 6,26$  eV.

<sup>83)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, Zs. f. Phys. 77, 72, 1932. Vergelijk ook hoofdstuk VI.

formule van SAHA (22) beschreven worden, indien men daarin een — voor het gasmengsel karakteristieke — constante „effectieve ionisatie-energie” invoert.

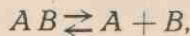


Fig. 36. Thermische ionisatie van een mengsel van twee gassen met  $V_i = 15$  resp.  $7$  eV en in de mengverhouding  $10^4 : 1$ , bij drie drukken.

## § 2. DE THERMISCHE DISSOCIATIE.

We zullen ons tot gassen met twee-atomige moleculen beperken.

Voor het dissociatie-evenwicht:



waarin  $A$  en  $B$  ook atomen van hetzelfde element kunnen voorstellen, geldt <sup>84)</sup>:

$$\frac{n_1 n_2}{n_{12}} = \frac{(2\pi \mu k)^{3/2}}{h^3} \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{\Phi}{kT}} \cdot \frac{u_1(T) \cdot u_2(T)}{u_{12}(T)} \quad . \quad (27)$$

<sup>84)</sup> R. H. FOWLER, Statistical Mechanics (1929), Chapt. V.

P. EHRENFEST en V. TRKAL, Ann. de Phys. **65**, 609, 1921.

G. E. GIBSON en W. HEITLER, Zs. f. Phys. **49**, 465, 1928.

(Zie voor vervolg van noot <sup>84)</sup> volgende pag.).

De dissociatie-energie, gemeten in electronvolts, stellen we voor door  $D$ . De waarde van de toestandssom van het molecule

$$u_{12}(T) = \sum_0^l g_l \cdot e^{-\frac{\epsilon_l}{kT}}$$

is te berekenen, als de statistische gewichten en de energieën der rotatie-, vibratie- en electronentoestanden van het molecule bekend zijn. Deze gegevens zijn door de analyse van de molecuulspectra verkregen. In de onderstelling, dat de inwendige energie van het molecule is samengesteld uit de energie der electronenconfiguratie, de trillingsenergie en de rotatie-energie, kunnen we voor  $u_{12}(T)$  schrijven:

$$u_{12}(T) = \sum_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} \cdot r_n(T) \cdot v_n(T) \cdot \omega_n(T) \cdot \nu_0(T) \quad (28)$$

waarin  $\epsilon_n$  de energie van de electronentoestand t.o.v. de grondtoestand van het molecule,  $r_n(T)$  de toestandssom voor de rotaties van het molecule (de statistische gewichten der rotatietoestanden worden mede bepaald door het type van de electronentoestand),  $v_n(T)$  de toestandssom voor de vibraties is. In de praktijk is in vele gevallen  $u_{12}(T)$  gelijk aan de eerste term van de reeks. Zien we verder af van de anharmoniceit van de kerntrilling en de koppeling tusschen vibratie en rotatie, die in de afhankelijkheid van de rotatieconstante  $B$  van het trillingsquantengetal tot uiting komt, dan geldt:

$$u_{12}(T) = \frac{kT}{hcB_0} \frac{1}{1 - e^{-hc\nu_0/kT}} \quad (29)$$

(Vervolg van noot <sup>84</sup>).

Notaties: (vergelijk noot <sup>80</sup>)

- $n_1$  resp.  $n_2$  het aantal atomen  $A$  resp.  $B$  per  $\text{cm}^3$ ,
- $n_{12}$  het aantal moleculen  $AB$  per  $\text{cm}^3$ ,
- $\mu$  de gereduceerde massa van het molecule,
- $\Phi$  (of  $D$ ) de dissociatie-energie van molecule  $AB$ ,
- $u_1(T)$  en  $u_2(T)$  de toestandssommen der atomen,
- $u_{12}(T)$  de toestandssom van het molecule.

<sup>85</sup>) Vergelijk: FOWLER, l.c.; GIBSON en HEITLER, l.c. (noot 84).

H. SPONER, Molekülspektren II (SPRINGER 1936), pag. 281 e.v.

Notaties:  $B_0 = \frac{h}{8\pi^2 c I}$ , waarin  $I$  het traagheidsmoment van het molecule,

$hc\nu_0$  = het energiequantum der kernvibratie.

$h$  constante van PLANCK,  $c$  lichtsnelheid.



In geval van moleculen met twee gelijke kernen treedt in (29) nog een extra factor  $\frac{1}{2}$  op <sup>84)</sup>.

We hebben de thermische dissociatie van *stikstof* en *waterstof* volgens de voorgaande formules berekend. Voor deze gassen is  $n_1 = n_2 = n$  (het aantal atomen  $H$  resp.  $N$  per  $\text{cm}^3$ ). Noemen we  $X$  de gedissocieerde fractie van alle aanvankelijk ongedissocieerde moleculen, dan is:

$$\frac{n^2}{n_{12}} = \frac{4X^2}{1-X^2} \cdot \frac{p}{kT} \cdot \dots \dots \dots (30)$$

$p$  is de totale druk van het gas,  $X$  is de *dissociatiegraad*. In de figuren 37 en 38 is  $X$  als functie van  $T$  voor waterstof en stikstof voorgesteld.

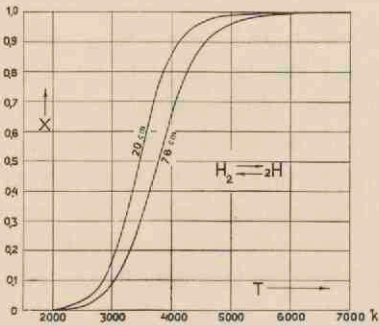


Fig. 37. Thermische dissociatie van waterstof voor  $p = 20$  cm en  $p = 76$  cm.  $D = 4,454$  eV.

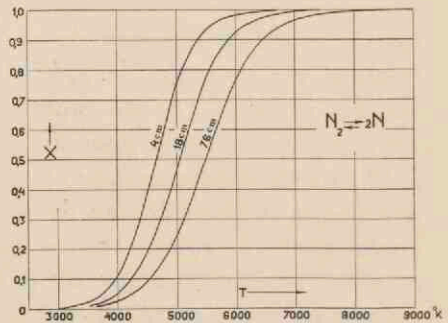


Fig. 38. Thermische dissociatie van stikstof voor  $p = 4$ ; 18 en 76 cm.  $D = 7,40$  eV.

De gelijktijdige toepassing van de vergelijking voor het dissociatie-evenwicht en van de ionisatieformule van SAHA (§ 1) levert ons het verloop van de partieele drukken van  $H_2$ ,  $H$ ,  $H_2^+$  en  $H^+$  met de temperatuur (fig. 34;  $p = 1$  atm.) en de analoge functies voor  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2^+$  en  $N^+$  (fig. 35).

### § 3. DE WARMTEGELEIDING IN EEN GEDISSOCIEERD EN GEÏONISEERD GAS.

De *coëfficiënt van de warmtegeleiding*  $\lambda$ <sup>86)</sup> is een functie van de temperatuur, die echter in een gedeeltelijk gedissocieerd gas een

<sup>86)</sup> Het energietransport per sec. door een vlakje van  $1 \text{ cm}^2$ , loodrecht op de

zeer merkwaardige vorm heeft. De wijziging in de samenstelling van het gas uit zich in de waarde van  $\lambda$ . Veel belangrijker is echter het volgende effect, waarvan de ontdekking aan NERNST <sup>87)</sup> te danken is. Behalve met het transport van de kinetische energie der deeltjes moet in het gebied van de temperatuur, waarin de dissociatiegraad sterk met de temperatuur verandert, met het transport van de dissociatie-energie rekening worden gehouden. Volgens NERNST is deze extra bijdrage  $\lambda_X$  tot de coëfficiënt van de warmtegeleiding:

$$\lambda_X = -\vartheta D \frac{dn_{12}}{dT} = \vartheta D \frac{2p}{kT(1+X)^2} \frac{dX}{dT} \dots (31)$$

waarin:  $\vartheta$  de diffusieconstante;  
 $D$  de dissociatie-energie;  
 $n_{12}$  het aantal moleculen per  $\text{cm}^3$ ;  
 $X$  de dissociatiegraad;  
 $p$  de totale druk van het gas.

De coëfficiënt van de warmtegeleiding van het gas is dus nu een som van drie termen, n.l. de bijdrage van de moleculen (overwegend bij lage temperatuur), de bijdrage van de atomen (overwegend bij hoge temperatuur) en de bijdrage  $\lambda_X$ .

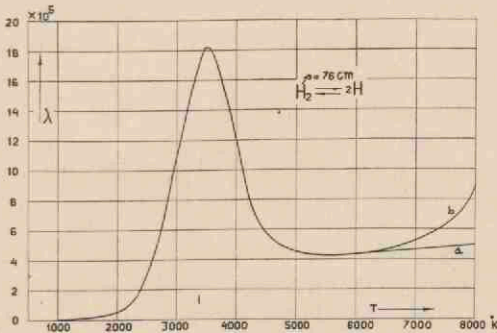


Fig. 39. Coëfficiënt van de warmtegeleiding van waterstof bij  $p = 1$  atm. als functie van de temperatuur. ( $\lambda$  in ergen/sec. cm graad.)

stof hebben wij de waarde van de coëfficiënt van de warmtegeleiding als functie van de temperatuur voor deze beide gassen berekend (figuren 39, 40, 41 en 42).

Gebruik makend van de berekeningen der thermische dissociatie van waterstof en stikstof hebben wij de waarde van de coëfficiënt van de warmtegeleiding als functie van de temperatuur voor deze beide gassen berekend (figuren 39, 40, 41 en 42).

richting van de temperatuurgradiënt  $\frac{dT}{dr}$ , bedraagt  $\lambda \frac{dT}{dr}$ . De eenheid waarin wij  $\lambda$  uitdrukken is  $\text{erg. sec.}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ graad}^{-1}$ .

<sup>87)</sup> W. NERNST, BOLTZMANN-Festschrift, Leipzig, 1904, pag. 904.

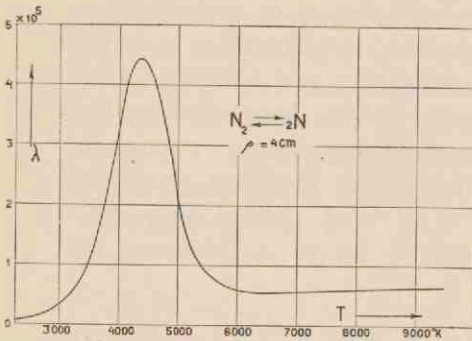


Fig. 40.

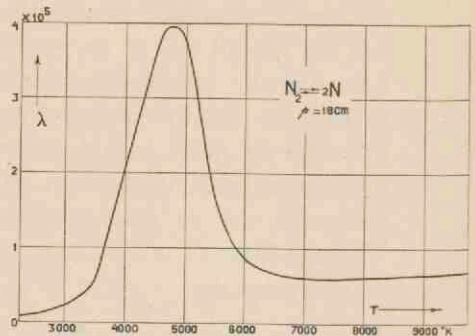


Fig. 41.

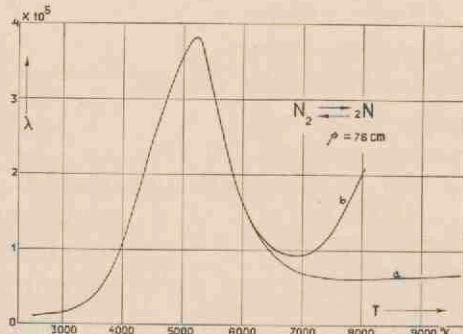


Fig. 42.

Coëfficiënt van de warmtegeleiding van stikstof bij drie drukken als functie van de temperatuur. ( $\lambda$  in ergen/sec. cm graad.)

In sterk geïoniseerde gassen moet met de bijdrage van de vrije electronen tot de warmtegeleiding rekening worden gehouden. We vinden deze bijdrage door toepassing van de formule voor de coëfficiënt van de warmtegeleiding van een mono-atomair gas<sup>88)</sup>:

$$\lambda_{el} = 1,1 \bar{v}_e \lambda_e n_e k . . . . . (32)$$

waarin:  $n_e$  het aantal electronen per  $\text{cm}^3$ ;

$$\bar{v}_e \text{ de gemiddelde snelheid der electronen} = 4 \cdot \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}};$$

$$\lambda_e \text{ de gemiddelde vrije weglengte der electronen} = \frac{1}{n \cdot \pi \sigma^2}$$

<sup>88)</sup> J. H. JEANS, Dynamical Theory of gases (Cambridge, 1925), pag. 290, e. v.



- $n$  het aantal gasdeeltjes per  $\text{cm}^3$ ;  
 $\pi\sigma^2$  de werkzame doorsnede der gasdeeltjes voor botsingen met electronen.

De formule (32) is voor een electronengas van hooge dichtheid niet exact geldig, o.a. daar de electrostatische wisselwerking verwaarloosd is. We nemen echter aan, dat zij de goede orde van grootte van  $\lambda_{ei}$  zal geven. Vergelijken we dan de bijdrage der electronen tot de coëfficiënt van de warmtegeleiding met die der atomen, dan vinden we:

$$\frac{\lambda_{ei}}{\lambda_{at}} = \frac{P}{p} \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2} \cdot 4\sqrt{2} \dots \dots \dots (33)$$

- waarin:  $P$  de electronendruk;  
 $p$  de totale druk van het gas;  
 $M$  de massa van een atoom;  
 $m$  de massa van een electron.

In formule (33) is van het RAMSAUER-effect afgezien. Voor zware atoomgassen is dus reeds bij een ionisatiegraad van 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub> de warmtegeleiding door de electronen van dezelfde orde van grootte als die door de atomen.

We hebben formule (33) in geval van waterstof en van stikstof toegepast, daar het RAMSAUER-effect voor de atomen  $H$  en  $N$  niet bekend is. Voor *waterstof* en *stikstof* vinden we dan voor de totale coëfficiënt van de warmtegeleiding de kromme  $b$  in fig. 39 resp. fig. 42. Het verschil met de kromme  $a$  (waarbij met  $\lambda_{ei}$  geen rekening gehouden is) komt eerst bij temperaturen boven 6000° K tot uiting. De kromme  $b$  stijgt verder ongeveer exponentieel.

In geval van kwikdamp voorspelt formule (33) een bijzonder groote invloed der electronen op de warmtegeleiding. Echter voor langzame electronen heeft kwik een zeer groote werkzame botsingsdoorsnede <sup>89)</sup>, die vermoedelijk voor zeer kleine snelheden der electronen weer kleiner wordt <sup>90)</sup>. Met een gemiddelde werkzame doorsnede der kwikatomen voor de electronen in het heete gas ten bedrage van  $5,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$  vinden we:  $\lambda_{ei}/\lambda_{at} = 220 \cdot P/p$ .

<sup>89)</sup> R. B. BRODE, Rev. Mod. Phys. 5, 265, 1933.

<sup>90)</sup> W. P. ALLIS en P. M. MORSE, Zs. f. Phys. 70, 567, 1931.

De warmtegeleiding der kwikdamp berekenen wij uit de metingen der viscositeitscoëfficiënt van BRAUNE c.s.<sup>91)</sup> tusschen 500° K en 900° K en we extrapoleren vervolgens met behulp van de formule voor de coëfficiënt van de warmtegeleiding voor een mono-atomair gas (kromme A in fig. 43).

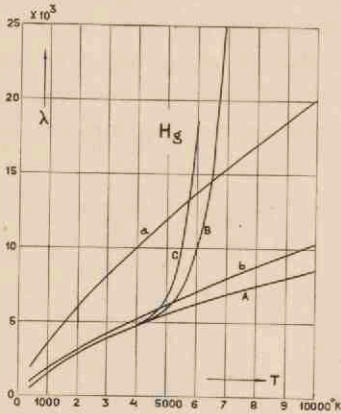


Fig. 43. Coëfficiënt van de warmtegeleiding van kwikdamp als functie van de temperatuur. Kromme A: warmtegeleiding door atomen. Kromme B: warmtegeleiding door atomen en electronen bij 1 atm. Kromme C: totale warmtegeleiding bij 0,1 atm.

Voor twee drukken is de totale warmtegeleiding berekend ( $\lambda = \lambda_{el} + \lambda_{at}$ ), voorgesteld door de krommen B en C in fig. 43.

Uit de ionisatieformule van SAHA (zie bijv. formule (24)) blijkt, dat de verhouding van de electronendruk tot de gasdruk toeneemt, wanneer de gasdruk afneemt. Dit heeft tengevolge dat de bijdrage der electronen tot de coëfficiënt van de warmtegeleiding steeds belangrijker wordt, naarmate de druk afneemt (zie bijv. fig. 43).

Nog een ander effect in sterk geïoniseerde gassen veroorzaakt een toename der coëfficiënt van de warmtegeleiding. Dit is geheel analoog aan de verhooging der warmtegeleiding tengevolge van de dissociatie van een uit moleculen bestaand gas. Eerst bij zeer hoge temperaturen, waarbij de ionisatiegraad  $x$  grooter dan 0,1 is, speelt dit effect een rol. Bij dergelijke temperaturen is echter de warmtegeleiding door de electronen reeds zóó overwegend, dat het effect van het transport van ionisatie-energie relatief onbelangrijk wordt.

#### § 4. SOORTELIJKE WARMTE. INWENDIGE WRIJVING.

De soortelijke warmte van een dissociërend gas vertoont een dergelijk merkwaardig verloop met de temperatuur als de coëfficiënt

<sup>91)</sup> H. BRAUNE, R. BASCH en W. WENTZEL, Zs. f. phys. Chem. (A) 137, 447, 1928.

van de warmtegeleiding<sup>92)</sup>. De bijdrage der electronen is te verwaarloozen. Bij extreem hoge temperaturen komt in de kromme, die de soortelijke warmte als functie van de temperatuur voorstelt, opnieuw een maximum, wegens de ionisatie van het gas, voor. Daar de soortelijke warmte alleen van belang is in de theorie van de wisselstroomboog, verwijzen we naar de betreffende literatuur<sup>92)</sup>.

De coëfficiënt van de inwendige wrijving  $\eta$  neemt volgens de kinetische theorie der gassen evenredig met de wortel uit de temperatuur toe. In een gedeeltelijk gedissocieerd gas moet met de wijziging in de samenstelling van het gas als functie van de temperatuur rekening worden gehouden.

Het gedrag van de functie  $\eta(T)$  is voor kwikdamp hetzelfde als van de functie  $\lambda(T)$  (kromme A in fig. 43). De vrije electronen spelen in  $\eta$  (die een maat is voor het transport van hoeveelheid van beweging) géén rol.

In *stikstof* met een druk van 1 atm. hebben we  $\eta(T)$  berekend, waarbij de dissociatie van het gas in aanmerking is genomen (fig. 44).

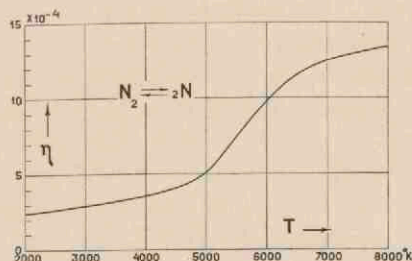


Fig. 44. Coëfficiënt van de inwendige wrijving van stikstof als functie van de temperatuur ( $p = 1$  atm.) ( $\eta$  in gram/sec. cm.)

<sup>92)</sup> D. TH. J. TER HORST, H. BRINKMAN en L. S. ORNSTEIN, *Physica* 2, 652, 1935.



## HOOFDSTUK VI.

### Theorie van de radiale structuur van de zuil van de thermische boogontlading.

We onderstellen, dat de zuil van een thermische boogontlading in de cilindrische schillen, evenwijdig aan de as, homogeen is en dat de verschillende grootheden, die voor de zuil van belang zijn, uitsluitend een functie van de straal zijn.

De stroomdichtheid  $I(r)$  wordt voor meer dan 99 % door de elektronenstroom bepaald, zoodat geldt:

$$I(r) = n_e(r) \cdot e \cdot \bar{w}_e(r) \dots \dots \dots (34)$$

waarin  $n_e$  het aantal electronen per  $\text{cm}^3$ ;

$\bar{w}_e$  de gemiddelde snelheid waarmede de electronen tegen het elektrische veld in diffundeeren.

Is verder  $E$  de elektrische veldsterkte, dan is de bewegelijkheid  $\mu_e$  der electronen gegeven door:  $E \mu_e = \bar{w}_e$ . Volgens COMPTON en LANGMUIR<sup>93</sup>) geldt:

$$\mu_e = \frac{0,921 \cdot e \cdot \lambda_e}{\sqrt{3kT \cdot m}} \dots \dots \dots (35)$$

waarin:  $m$  de massa van het electron;

$\lambda_e$  de gemiddelde vrije weglengte der electronen.

<sup>93</sup>) K. T. COMPTON en I. LANGMUIR, Rev. Mod. Phys. 2, 218, 1930.

Formule (35) geldt alleen voor de diffusie van electronen in zeer zwakke velden. In boogontladingen wordt de snelheidsverdeling en de bewegelijkheid der electronen door de elastische en onelastische botsingen van de 1ste en 2de soort tusschen electronen, atomen en moleculen, alsmede door de electrostatische wisselwerking tusschen de geladen deeltjes bepaald. Theoretisch is het probleem niet opgelost. Indien de electronen de MAXWELLSche snelheidsverdeling, behoorende bij de temperatuur van het gas, bezitten (zie hoofdstuk IV), is te verwachten dat de bewegelijkheid  $\mu_e$  door formule (35) goed benaderd wordt.

Daar verder:  $n_e = \frac{P}{kT}$ , wordt de uitdrukking voor de stroomdichtheid in de boog:

$$I = \frac{0,921 \cdot e^2}{k \cdot \sqrt{3km}} \cdot \frac{P \lambda_e E}{T^{3/2}} \text{ CGS-eenheden} \dots (36)$$

Wanneer wij de electronendruk  $P$  in atmosferen,  $\lambda_e$  in cm,  $E$  in Volt/cm en  $T$  in  $^{\circ}\text{K}$  aangeven, geldt:

$$I = 2,82 \cdot 10^{12} \cdot \frac{P \lambda_e E}{T^{3/2}} \text{ Amp./cm}^2 \dots (37)$$

In een artikel van ORNSTEIN, BRINKMAN en BEUNES<sup>94)</sup> is aange-  
toond, dat de thermische ionisatie van het gas in de koolboog,  
brandende in lucht bij verschillende drukken, groot genoeg is om de  
optredende stroomdichtheden te verklaren<sup>95)</sup>. De temperatuur van  
het gas is volgens de optische methode (zie hoofdstuk II, § 2)  
gemeten. Zoo is bijvoorbeeld in de gewone koolboog in lucht van  
1 atm. de temperatuur van de violette kern, waarin de stroomdicht-  
heid het grootst is,  $6500^{\circ}\text{K}$ .

Nemen we de vrije weglengte der electronen  $\lambda_e = 1,2 \cdot 10^{-3}$   
cm ( $\lambda_e$  in stikstof van 1 atm. bij  $6500^{\circ}\text{K}$ ) en de waarde der electro-  
nendruk in het gedeeltelijk gedissocieerde stikstofgas (fig. 35;  
 $P = 1,7 \cdot 10^{-4}$  atm. bij  $6500^{\circ}\text{K}$ ), dan berekenen wij bij  
 $E = 45$  Volt/cm ( $i = 4$  Amp.) voor de stroomdichtheid in de zuil  
 $50 \text{ Amp./cm}^2$ . Dit bedrag is van de goede grootte.

Het gas in de zuil van de koolboog is een mengsel van stikstof,  
zuurstof, koolstof en andere elementen (waaronder gemakkelijk  
ioniseerbare, die uit de koolstaven verdampen) en van hun reactie-  
producten (vergelijk hoofdstuk III, § 4).

Bij een druk lager dan 1 atmosfeer moet men, om de stroom-  
dichtheid bij de waargenomen temperatuur van het gas te verklaren,

<sup>94)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, Zs. f. Phys. 77, 72, 1932.

<sup>95)</sup> K. T. COMPTON (Phys. Rev. 21, 266, 1923) heeft het eerst door de  
thermische ionisatie van het gas de waarde van de stroomdichtheid in de kool-  
boog trachten te verklaren. Daar hij een te lage temperatuur ( $4500^{\circ}$ ) in de  
zuil onderstelde, vond hij, dat het gas een lage effectieve ionisatiepotentiaal  
(8 eV) moest bezitten.

onderstellen, dat een geringe fractie (0,1%) van de gasdeeltjes gemakkelijk ioniseerbaar is. Het gas in de zuil van de koolboog hebben wij geschematiseerd door het gasmengsel, waarvoor in fig. 36 de thermische ionisatie is berekend. De waarde van de electronendruk is in dit mengsel bij temperaturen van 6000° tot 7000° K weinig verschillend van die in zuivere stikstof (fig. 35). Voor lagere temperaturen wordt het verschil echter zeer groot, hetgeen in de nu volgende berekening van het radiale verval van de temperatuur een belangrijke rol speelt.

Voor de homogene zuil van een thermische boogontlading is het mogelijk het radiale verloop van de temperatuur en de stroomdichtheid te berekenen, waardoor een betere toetsing van de theorie aan de waarnemingen mogelijk is.

In de koolboog in lucht is de energie, die als straling wordt uitgezonden, slechts een onbeduidende fractie van de totale energie, die in het homogene deel van de zuil van de ontleding wordt ontwikkeld (79). We onderstellen daarom, dat de energie, die in ieder volume-element tengevolge van de doorgang van de elektrische stroom vrijkomt, geheel dient om het energieverlies door de warmtegeleiding, die het gevolg is van het radiale verval van de temperatuur, te compenseeren. Derhalve geldt:

$$2\pi r \cdot EI \cdot dr = -2\pi \frac{d}{dr} \left( r\lambda \frac{dT}{dr} \right) \cdot dr \dots \dots (38)$$

waarin  $\lambda$  de coëfficiënt van de warmtegeleiding is.

We hebben in hoofdstuk III, § 4 gezien, dat in de verticale zuil van een koolboog een sterke, omhoog gerichte, strooming van het gas bestaat. In het homogene deel van de zuil heeft deze axiale strooming geen invloed op het radiale verloop van de temperatuur. Van een energieverlies tengevolge van radiale convectie van het gas kan in het centrale deel van de zuil geheel worden afgezien.

In vergelijking (38) is de stroomdichtheid  $I$ , indien we de samenstelling van het gas in de zuil kennen, een door formule (37) en de ionisatie-formule van SAHA (formule (22)) bepaalde functie van de temperatuur.

De coëfficiënt van de warmtegeleiding  $\lambda$  is eveneens een bekende functie van de temperatuur (hoofdstuk V, § 3).



We hebben nu de differentiaalvergelijking (38) voor de functie

$T(r)$  grafisch opgelost, met als begincondities: voor  $r=0$  is  $T=T_0$  en  $\frac{dT}{dr}=0$ .

De veldsterkte  $E$  kan iedere waarde hebben.

Het resultaat is in fig. 45 voorgesteld voor bogen in gassen van 1 atmosfeer, waarvan de coëfficiënt van de warmtegeleiding als functie van de temperatuur door fig. 42 (stikstof, 1 atm., kromme a) wordt gegeven<sup>96)</sup>. De krommen a en b gelden voor een gas met een gemakkelijk ioniseerbaar bijmengsel; de krommen A en B gelden voor een thermische boog in zuivere stikstof. Kiest men  $E$  dan wordt daardoor de eenheid van de straal in fig. 45 vastgelegd. Indien  $E=20$  Volt/cm genomen wordt, is in fig. 45  $r$  in mm uitgedrukt. De totale stroomsterkte door de zuil is dan voor het geval van kromme a 24 Amp., van kromme b 26,6 Amp., van

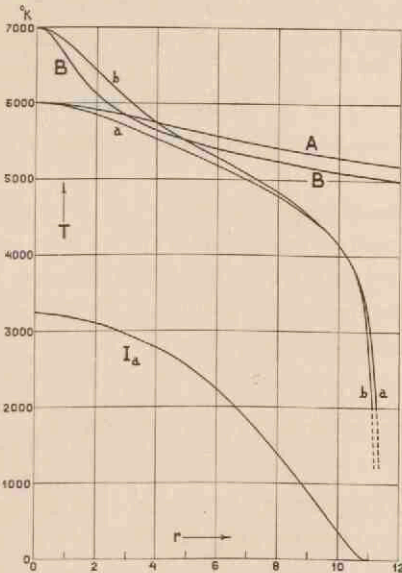


Fig. 45. Het radiale verloop van de temperatuur, berekend voor de zuil van een thermische boogontlading. De kromme a ( $T_0=6000^\circ\text{K}$ ) en de kromme b ( $T_0=7000^\circ\text{K}$ ) gelden voor het mengsel van een moeilijk ioniseerbaar en een gemakkelijk ioniseerbaar gas (zie fig. 36). De krommen A en B stellen in geval van zuivere stikstof (zie fig. 35) een gedeelte van  $T(r)$  voor.

De kromme  $I_a$  geeft het radiale verloop van de stroomdichtheid (in willekeurige eenheden) behoorend bij kromme a.

kromme A 10,1 Amp. en van kromme B 8,6 Amp.

Daarbij dient nog opgemerkt te worden, dat voor het geval van zuivere stikstof door de krommen A en B slechts een klein deel van de functie  $T(r)$  wordt voorgesteld. De daling van de temperatuur

<sup>96)</sup> Voor bogen in lucht moet ook met de toename van de warmtegeleidingscoëfficiënt wegens de dissociatie van  $\text{O}_2$  worden rekening gehouden (dissociatie-energie 5,1 eV).



[ $Ei = q \cdot i^{3/2}$ ; voor kromme *a* is  $q = 96$ , voor kromme *b* is  $q = 103$ , voor kromme *A* is  $q = 63,6$  en voor kromme *B* is  $q = 58,7$ .]

Voor iedere stroomsterkte *i* in de zuil kunnen we dus uit fig. 45 het radiale verloop van de temperatuur vinden, door de eenheid waarin *r* gemeten wordt volgens de zoo juist gegeven regels te kiezen.

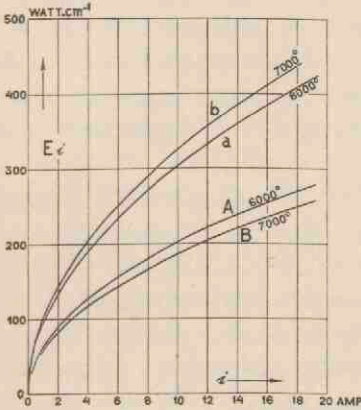


Fig. 46. Het berekende verband tusschen de energie-ontwikkeling per lengte-eenheid van de zuil (Watt/cm) en de stroomsterkte in een thermische boogontlading. De krommen *a* en *b* gelden voor het gasmengsel, de krommen *A* en *B* voor zuivere stikstof ( $p = 1$  atm.).

vrij goed overeen met die in de gewone koolboog in lucht.

De thermische bogen in zuivere stikstof<sup>97)</sup> daarentegen (*A* en *B* in de figuren 45 en 46) zouden een diameter van 80 mm moeten bezitten, terwijl de veldsterkte kleiner is dan in homogene koolbogen gevonden wordt. Het is dan ook noodzakelijk om gemakkelijk ioniseerbare bijmengselen aan te nemen om het bestaan van de koolboog in lucht en stikstof met een thermisch ontladingsmechanisme te begrijpen.

Tengevolge van de groote waarde van de coëfficiënt van de warmtegeleiding in het gedeeltelijk gedissocieerde gas is de radiale

Beschouwen we een boog, die door de krommen *a* en *b* gekarakteriseerd is, terwijl  $i = 10$  Amp. is, dan moet volgens fig. 46 de veldsterkte in de zuil 32,6 resp. 30,3 Volt/cm bedragen, zoodat 3 eenheden van *r* in fig. 45 gelijk zijn aan 2 mm. De zuil van de boog heeft dus een straal van 7 mm. De doorsnede ( $\text{cm}^2$ ) van de zuil neemt evenredig met de stroomsterkte toe. De kromme  $I_a$  in fig. 45 stelt het radiale verloop van de stroomdichtheid (formule (37)) in het geval *a* (centrale temperatuur 6000° K) voor.

Deze uitkomsten voor de theoretische gevallen *a* en *b* stemmen

<sup>97)</sup> Voor thermische bogen in waterstof zou hetzelfde gelden.



gradiënt van de temperatuur in het centrum van de boog zeer gering. De ontlading is door het steile verval van de temperatuur aan de rand (waarmee een groote toename van de dichtheid van het gas overeenkomt) begrensd. Dit stemt ongeveer overeen met het radiale verloop van de temperatuur, zooals dat door de optische studie van de zuil van de koolboog in lucht gevonden is (zie hoofdstuk III, § 4). Het radiale temperatuurverval in het centrum van de boog is in de theoretische gevallen *a* en *b* echter toch nog te groot, zoodat van een goede overeenstemming met het experiment niet gesproken mag worden.

Volgens onze beschouwing moet  $E$  ( $\cdot$ )  $1/i^{1/2}$  zijn, terwijl in de zuil van de gewone koolboog gevonden wordt:  $E = b + \frac{d}{i}$  (formule (2)). De parabolen *a* en *b* en de rechte lijn, voorgesteld door  $Ei = 20 \cdot i + 100$  (zie pag. 4), die volgens de formule van AYRTON voor kleine booglengte moet gelden, vallen in figuur 46 door elkaar heen. In het gebied, waarin de formule van AYRTON voor de zuil geldt, moet dus de centrale temperatuur van de boog met de stroomsterkte toenemen, indien de hier ontwikkelde beschouwing juist is. Het is opmerkelijk, dat een dergelijke temperatuurstijging met de stroomsterkte in de koolboog experimenteel is gevonden (hoofdstuk III, fig. 23).

Ook de daling van de centrale temperatuur in de zuil van de koolboog bij toename der booglengte boven 1 cm (fig. 24) kunnen we met de karakteristiek van de boog in verband brengen. Fig. 2 toont, dat voor koolbogen langer dan 8 mm de veldsterkte in de zuil geringer is dan voor korte bogen bij dezelfde stroomsterkte. De energie-ontwikkeling per lengte-eenheid van de zuil is dus in de lange boog geringer dan in de korte boog. Onderstellen we dat de samenstelling van het gas in de zuil voor korte en lange bogen dezelfde is, dan beteekent dit, zooals uit figuur 46 blijkt, dat de centrale temperatuur lager wordt.

Het is zeer waarschijnlijk mogelijk het gasmengsel in de zuil van de koolboog door een mengsel van andere samenstelling dan het door ons gebruikte beter te beschrijven. De gegevens daarvoor kunnen aan een optische studie van de radiale verdeling van de elementen in de boog worden ontleend (zie hoofdstuk III, § 4).

Om een betere overeenstemming van het berekende radiale verval van de temperatuur in het midden van de zuil en het experimentele resultaat in de zuil van de gewone koolboog te verkrijgen, is noodig dat de coëfficiënt van de warmtegeleiding bij de temperatuur in het centrum van de boog nog grooter is dan in fig. 42 voor stikstof is berekend. De verhooging van de warmtegeleiding door de vrije electronen, voorgesteld door kromme  $b$  in fig. 42, is bij  $6500^\circ$  en  $7000^\circ$  K nog te gering om een merkbare verbetering in de overeenstemming tusschen theorie en experiment te geven. Het is echter mogelijk, dat de bijdrage van de vrije electronen tot de warmtegeleiding van het geïoniseerde gas veel grooter is dan de door ons berekende, wat het gevolg zou kunnen zijn van een eenige malen grootere gemiddelde vrije weglengte van de electronen in het gas. Ook kan de dissociatie van moleculen  $CO$ , waarvoor de dissociatie-energie grooter is dan voor  $N_2$ , nog een rol spelen.

Radiale convectie van het gas in het centrum van de boog en de daardoor plaats hebbende grootere warmte-overdracht, meenen we echter te mogen blijven uitsluiten.

We hebben gezien, dat het mogelijk is de, in de karakteristiek tot uiting komende, elektrische eigenschappen van de koolboog en de temperatuur van het gas in de zuil met elkaar in verband te brengen. De vraag waarom de centrale temperatuur in de zuil nu juist  $6500^\circ K$  bedraagt (waardoor dus uit de parabolen  $a$ ,  $b$ , ..... in fig. 46 één bepaalde wordt gekozen) kan in verband gebracht worden met andere invloeden, die de diameter van de zuil begrenzen. Indien er nl. een oorzaak te vinden is, waardoor de waarde van de straal van de zuil beperkt wordt, is een „natuurlijke” grensconditie van de differentiaalvergelijking (38) gevonden, zoodat de waarde van  $T_0$  niet meer willekeurig kan worden gekozen. Het vermoeden ligt voor de hand in de strooming van het gas langs de electroden en de zuil van de ontlading deze begrenzing van de diameter te zoeken.

Tengevolge van de hooge temperatuur heeft het (gedeeltelijk gedissocieerde) gas in de zuil van de boog een groote viscositeitscoëfficiënt (zie fig. 44). Daaraan ontleent de heete gaszuil een zekere aerodynamische stabiliteit, waardoor de werveling in het gas buiten de boog niet daarbinnen doordringt. Een nader onderzoek zal moeten uitmaken hoe de axiale strooming van de gassen in de

zuil en de convectiestroomingen daarbuiten met elkaar samenhangen en de diameter van de zuil beperken. We gelooven echter hierin een belangrijk probleem voor de theorie der boogontlading te moeten zien. Door beschouwingen van deze aard kan o.a. worden begrijpelijk gemaakt, waarom thermische boogontladingen in zuivere stikstof en waterstof, die een buitengewoon breede ontladingsbaan zouden vergen (fig. 45), niet mogelijk zijn. Daardoor is te verklaren, dat thermische bogen tusschen weinig verdampende metaalelectroden niet bestaanbaar zijn.

---



## APPENDIX.

Indien de intensiteitsverdeeling dwars over het geprojecteerde beeld van de boog (afbeelding met kleine openingshoeken!) verkregen is, kunnen we langs graphische weg daaruit het radiale intensiteitsverloop afleiden.

In een punt van de spleet van de spectrograaf denken we ons een rechthoekig assenstelsel, waarvan de  $X$ -as evenwijdig aan de spleet, de  $Y$ -as loodrecht op het vlak van de spleet en de  $Z$ -as loodrecht op het  $XY$ -vlak staat. De  $Z$ -as loopt dus evenwijdig aan de as van de cilindrische zuil van de boog.

De gezochte functie van de straal stellen we voor door  $I(r)$ . De spectraalopname (de spectraallijnen zijn stigmatische beelden van de spleet!) levert ons de functie  $I(x)$  waarbij:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(r) dy = 2 \int_0^{\infty} I(r) dy.$$

De oplossing van deze integraalvergelijking van het ABELSche type luidt <sup>98)</sup>:

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{I'(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx = -\frac{1}{\pi} \int_{x=r}^{\infty} \frac{I'(x)}{x} dz$$

waarin  $z^2 = x^2 - r^2$ .

De graphische bepaling van  $I(r)$  verloopt nu als volgt. Men differentieert de gemeten functie  $I(x)$  en bepaalt het verloop van  $\frac{I'(x)}{x}$ . De waarde van  $I(r)$  voor zekere  $r$  verkrijgen we door de functie  $\frac{I'(x)}{x}$  voor alle waarden van  $x \geq r$  opnieuw uit te zetten tegen  $z = \sqrt{x^2 - r^2}$  en de verkregen figuur te plani-

<sup>98)</sup> Vergelijk GOURSAT, Cours d'Analyse I.

metreeren. Door dit procédé voor een aantal waarden van  $r \geq 0$  uit te voeren is het verloop van de functie  $I(r)$  spoedig gevonden.

Voorbeelden van deze graphische bepaling van  $I(r)$  uit  $I(x)$  zijn in de figuren 28 en 29 resp. 31 en 32 gegeven. De graphische analyse van de gemeten functie  $I(x)$  kan gemakkelijk met zoodanige nauwkeurigheid geschieden, dat de verschillen tusschen de gemeten  $I(x)$  en de uit  $I(r)$  door integratie teruggevonden kurve minder dan 1 % bedragen.

# INHOUD

## HOOFDSTUK I.

|  | Blz. |
|--|------|
| § 1. INLEIDING EN OVERZICHT VAN DE PROBLEMEN . . . . .                         | 1    |
| § 2. KENMERKEN VAN DE ELECTRICHE LICHTBOOG . . . . .                           | 2    |
| § 3. DE SPECTRALE EMISSIE VAN DE BOOG TUSSEN KOOLSTOF-<br>ELECTRODEN . . . . . | 7    |

## HOOFDSTUK II.

|  |    |
|--|----|
| § 1. METHODEN TER METING VAN DE TEMPERatuur VAN HET GAS IN<br>DE ZUIL VAN EEN BOOGONTLADING . . . . .        | 10 |
| § 2. DE OPTISCHE METHODE VAN TEMPERatuurBEPALING . . . . .   | 11 |
| a. <i>Temperatuurbe-paling uit molecuulspectra</i> . . . . .   | 12 |
| b. <i>Temperatuurbe-paling uit atoomspectra</i> . . . . .  | 19 |
| c. <i>Bepaling van de overgangswaarschijnlijkheden</i> . . . . .   | 20 |
| § 3. METING VAN DE DICHTHEID VAN HET GAS IN DE BOOG . . . . .  | 20 |
| a. <i>Uit de absorptie van Röntgenstralen</i> . . . . .  | 20 |
| b. <i>Uit de dracht van <math>\alpha</math>-stralen</i> . . . . .  | 23 |
| c. <i>Uit de absorptie van electronenstralen</i> . . . . .   | 23 |
| § 4. TEMPERatuurBEPALING UIT DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN<br>GELUIDSGOLVEN . . . . .                        | 24 |
| § 5. TEMPERatuurBEPALING UIT DE DICHTHEID EN DE DRUK BIJ BOOG-<br>ONTLADINGEN IN AFGESLOTEN BUIZEN . . . . . | 27 |

## HOOFDSTUK III.

|   |    |
|---|----|
| § 1. RESULTATEN DER TEMPERatuurMETING UIT MOLECUULSPECTRA<br>IN KOOLBOGEN . . . . .                   | 29 |
| 1. a. <i>Banden van CN en AlO</i> . . . . .   | 29 |
| 1. b. <i>Intensiteiten van rotatielijnen</i> . . . . .  | 30 |
| 1. c. <i>Graphische temperatuurbe-paling</i> . . . . .  | 31 |
| 1. d. <i>Beschrijving van experimenten</i> . . . . .  | 32 |
| 1. e. <i>De temperatuur in de violette kern van de koolboog</i> . . . . .                             | 37 |
| 1. f. <i>De temperatuur langs de as van de boog</i> . . . . .   | 39 |
| 1. g. <i>Temperatuurver-deeling over de doorsnede van de violette<br/>    kern</i> . . . . .          | 41 |
| 1. h. <i>Temperatuurbe-paling uit de AlO-banden in de zoom van<br/>    de boogontlading</i> . . . . . | 42 |



|   | Blz. |
|---|------|
| § 2. INTENSITEITSVERDEELING DER CN-BANDEN OVER DE DOORSNEDE<br>VAN DE VIOLETTE KERN . . . . . | 44   |
| § 3. ABSOLUTE INTENSITEITSMETING DER VIOLETTE CN-BANDEN IN DE<br>KOOLBOOG . . . . .           | 45   |
| § 4. RADIALE TEMPERATUUR- EN INTENSITEITSVERDEELING IN DE ZUIL<br>VAN DE BOOG . . . . .       | 47   |

#### HOOFDSTUK IV.

|   |    |
|---|----|
| HET THERMISCHE MECHANISME IN DE ZUIL VAN DE BOOGONTLADING . . . | 53 |
|---|----|

#### HOOFDSTUK V.

|   |    |
|---|----|
| EIGENSCHAPPEN VAN GASSEN OP ZEER HOOGTE TEMPERATUUR . . . . .   | 63 |
| § 1. DE THERMISCHE IONISATIE . . . . .                          | 63 |
| § 2. DE THERMISCHE DISSOCIATIE . . . . .                        | 68 |
| § 3. DE WARMTEGELEIDING IN EEN GEDISSOCIEERD EN GEIONISEERD GAS | 70 |
| § 4. SOORTELIJKE WARMTE. INWENDIGE WRIJVING . . . . .           | 74 |

#### HOOFDSTUK VI.

|   |    |
|---|----|
| THEORIE VAN DE RADIALE STRUCTUUR VAN DE ZUIL VAN DE THERMISCHE<br>BOOGONTLADING . . . . . | 76 |
| APPENDIX . . . . .  | 85 |

## STELLINGEN

---

### I.

De hoogste temperatuur, die het gas in de zuil van een elektrische lichtboog bereiken kan, is, wegens de groote warmtegeleiding door de vrije electronen, naar boven begrensd. De maximaal bereikbare temperatuur is grooter, naarmate de druk van het gas, waarin de boog brandt, toeneemt.

### II.

Het is mogelijk zeer kleine objecten (massa  $\approx 1$  mg) tot extreem lage temperaturen af te koelen volgens een methode, die geheel afwijkt van de gebruikelijke — thermodynamische en magnetische — methoden.

### III.

Van vele moleculen, waarvan het spectrum in de aureool van een thermische lichtboog of van een vlam wordt uitgezonden, kan de dissociatie-energie experimenteel worden bepaald door de temperatuur, waarbij de emissie maximaal is, te meten en vast te stellen op welke wijze in dit gebied van de grootste emissie de relatieve concentraties van de atomaire dissociatieproducten van de temperatuur afhangen.

### IV.

De gemiddelde fractie  $f$  van de kinetische energie  $\varepsilon$  ( $=\frac{1}{2} m v^2$ ), die de deeltjes met massa  $m$  en snelheid  $v$  verloren hebben na één

elastische botsing met de deeltjes met massa  $M$ , die de temperatuur  $T$  bezitten, bedraagt:

$$f = \frac{2mM}{(m+M)^2} \cdot \left[ 1 + \frac{kT}{\varepsilon} \frac{m}{M} \left\{ \frac{m-4M}{2m} - \frac{\Theta(x)}{\Psi(x)} \right\} \right]$$

waarin:

$$x = \sqrt{\frac{M}{m} \frac{\varepsilon}{kT}}$$

$$\Theta(x) = \int_0^x e^{-y^2} dy$$

$$\Psi(x) = xe^{-x^2} + (2x^2 + 1) \Theta(x).$$

Voor de afremming van neutronen in materie is deze grootheid van belang.

Voor electronen ( $m \ll M$ ), geschoten in een gas, vereenvoudigt zich deze uitdrukking tot:

$$f = \frac{2m}{M} \cdot \left( 1 - \frac{2kT}{\varepsilon} \right).$$

Vergelijk A. M. CRAVATH, Phys. Rev. 36, 248, 1930.

## V.

Van de methoden voor het meten van de optische aanslagfuncties van atomen en moleculen (aanslag door electronen) levert de methode, waarbij de electronenbundel loodrecht staat op een atoom- of molecuulstraal, de meest betrouwbare resultaten. De andere methoden (electronenbundels in ruimten, die homogeen met gas gevuld zijn) geven vaak belangrijk vertekende aanslagfuncties.

## VI.

Bij de waarneming van het STARK-effect volgens de kanaalstralen-methode en volgens de methode van LO SURDO zijn de ongelijke intensiteiten van de symmetrische componenten bij de STARK-



splitsing der BALMER-lijnen het gevolg van het aanslagmechanisme in deze ontladingen. Bij de meting van de intensiteiten van de gesplitste spectraallijnen moet met de verschillen in de aanslag van de gesplitste niveaus rekening worden gehouden.

R. L. THORNTON, Proc. Roy. Soc. London (A) **150**, 259, 1935.

## VII.

Bij de verbreding der atoomlijnen van waterstof in de absorptiespectra van sterren (in het bijzonder van de witte dwergen) hebben nog andere verschijnselen dan het STARK-effect een groote invloed op het lijnprofiel. De theorie van HOLTSMARK verantwoordt deze verschijnselen niet. De bepaling van  $g$  (de versnelling van de zwaartekracht) in de oppervlakte van de witte dwergen volgens PANNEKOEK en VERWEY is daardoor aanvechtbaar.

A. PANNEKOEK en S. VERWEY, Proc. Amsterdam **38**, 479, 1935.

S. VERWEY, dissertatie Amsterdam 1936.

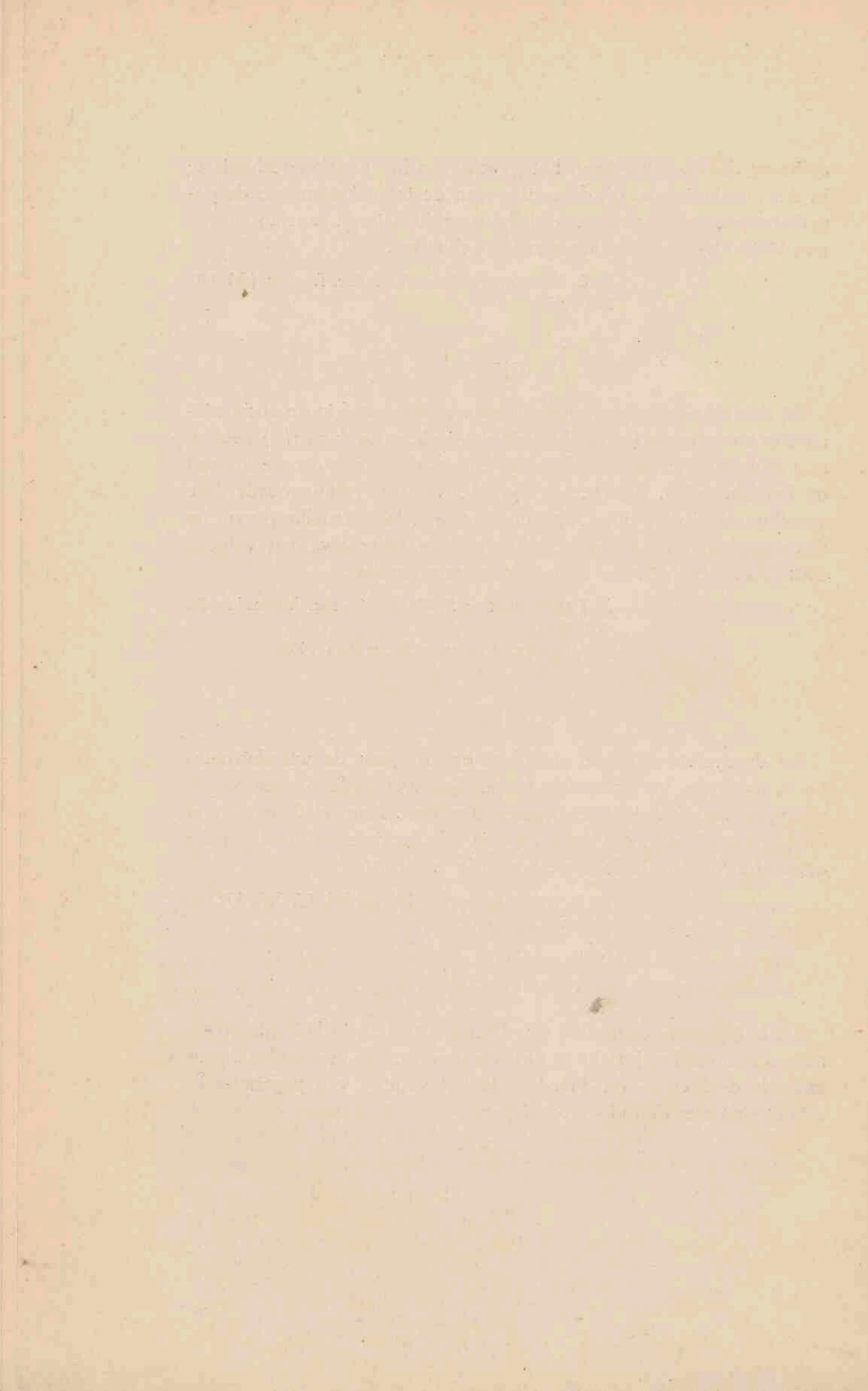
## VIII.

Bij de systematiek van complexe spectra kan de wisselstroomboog, waarvan het spectrum in de opeenvolgende fasen wordt waargenomen, belangrijke diensten bewijzen. Zoowel door de zeer hooge temperatuur, die bereikbaar is, als door de eenvoud van de apparatuur overtreft deze methode die van KING.

A. S. KING, Astrophys. Journal Bd. **55**, 380, 1922 en volgende jaargangen.

## IX.

De buigingsverschijnselen van Röntgenstraling in kolloïde oplossingen kunnen het inzicht in de structuur van de vloeistof nabij de kolloïde deeltjes — en daardoor in het verloop van peptisatie en uitvlokking met de tijd — verdiepen.













U  
18