



De meting der temperatuur in een gasontlading met behulp van röntgenstralen

<https://hdl.handle.net/1874/346471>

A. qu. 192, 1940

DE METING DER TEMPERATUUR IN EEN
GASONTLADING MET BEHULP VAN
RÖNTGENSTRALEN

H. A. VREEDENBERG

s.
at

DE METING DER TEMPERATUUR IN EEN
GASONTLADING MET BEHULP VAN
RÖNTGENSTRALEN

PROEFSCHRIFT

ter verkrijging van het diploma van Doctor in de Wetenschappen, in de afdeling der Natuurwetenschappen, van de Universiteit van Amsterdam, te verdedigen op vrijdag 14 april 1911, ten overstaan van de Promotor, de Heer Dr. J. van't Hoff, door
J. H. VAN DER WOUDE

DE METING DER TEMPERATUUR IN EEN
GASONTLADING MET BEHULP VAN
RÖNTGENSTRALEN

A. H. VAN DER WOUDE, VULLKOMENDE

Amsterdam, uitgeverij van de Universiteit, 1911.

DE WERKING DER VERBODENDE WET
OP HET VERBODENDE WET
OP HET VERBODENDE WET

RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT



2299 717 9

Diss. Utrecht, 1940

DE METING DER TEMPERATUUR IN EEN GASONTLADING MET BEHULP VAN RÖNTGENSTRALEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS DR. H. R. KRUYT, HOOG-
LERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DE SENAAT DER
UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VER-
DEDIGEN OP MAANDAG 23 SEPTEMBER 1940, DES
NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

HANS ARMAND VREEDENBERG

GEBOREN TE AMSTERDAM



1940

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

Hier is het een puntje om het de volkomen van het
werkzaam, om dat het allen die het de volkomen
aan te brengen hebben, te kunnen zien.

De Hoogleraar, Dr. J. J. van der Waerden, van de
Faculteit der Wet. en Letteren, heeft de mijne van
deze van het gewone werk.

In het jaar 1900 is de heer J. J. van der Waerden
afgegaan, maar hij is nu terug, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu

De Hoogleraar, Dr. J. J. van der Waerden, van de
Faculteit der Wet. en Letteren, heeft de mijne van
deze van het gewone werk.

In het jaar 1900 is de heer J. J. van der Waerden
afgegaan, maar hij is nu terug, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu

De Hoogleraar, Dr. J. J. van der Waerden, van de
Faculteit der Wet. en Letteren, heeft de mijne van
deze van het gewone werk.

In het jaar 1900 is de heer J. J. van der Waerden
afgegaan, maar hij is nu terug, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu
in de omgeving van de stad, en hij is nu

Aan mijn Ouders.

Het is mij een genoegen om, bij de voltooiing van dit proefschrift, mijn dank aan allen, die tot de totstandkoming ervan bijgedragen hebben, te kunnen uiten.

U, Hoogleraren, Oud-Hoogleraren en Lectoren van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, betuig ik mijn oprechte dank voor het genoten onderricht.

In bijzondere mate richt ik deze dank tot U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor. Steeds sterker ben ik tot de overtuiging gekomen, dat het in velerlei opzichten een bijzonder voorrecht is, om onder Uw leiding werkzaam te mogen zijn.

Hooggeleerde Kramers en Uhlenbeck, het verheugt mij zeer, dat mijn studietijd in een zodanig tijdvak gevallen is, dat ik van U beiden zo heldere en den physicus boeiende colleges heb kunnen volgen.

Jouw voortdurende steun, beste Milatz, is voor het wel-slagen van het in dit proefschrift beschreven onderzoek van grote betekenis geweest. Speciaal dank ik je voor de prettige wijze, waarop je mij deze altijd verleend hebt.

Beste Brinkman en Ter Horst, ik ben zeer erkentelijk voor jullie veelzijdige medewerking tot het verkrijgen van een bruikbare apparatuur.

Het spijt mij, Endt, dat aan je aangename hulp bij de voorlopige metingen een ontijdig einde komen moest.

INHOUD.

	Bladz.
HOOFDSTUK I. INLEIDING.	
§ 1. Overzicht	3
§ 2. Rechtstreekse meting der temperatuur . . .	4
a. <i>Met behulp van sonden</i>	4
b. <i>Uit spectrale intensiteitsmetingen</i>	5
c. <i>Uit de voortplantingssnelheid van geluidsgolven</i> . .	7
§ 3. Meting der temperatuur door middel van bepaling der dichtheid	9
a. <i>Met behulp van een berekende radiale temperatuur- verdeling</i>	11
b. <i>Met behulp van de interferometer</i>	12
c. <i>Uit de dracht van α-stralen</i>	14
d. <i>Uit de absorptie van electronenstralen</i>	15
e. <i>Uit de absorptie of de verstrooiing van Röntgenstralen</i>	16
§ 4. Voorlopige metingen met Röntgenstralen .	17
a. <i>Fotografische metingen</i>	17
b. <i>Verstrooiingsmetingen</i>	19
c. <i>Absorptiemetingen</i>	23
HOOFDSTUK II. DE GEBRUIKTE TOESTELLEN.	
§ 1. De Röntgenbuis	25
a. <i>Schakeling</i>	25
b. <i>Golflengte en intensiteit</i>	30
§ 2. De ontladingsbuis	33
a. <i>Voorlopige metingen aan methyljodide</i>	33
b. <i>De definitieve buis</i>	36
c. <i>Hulptoestellen</i>	38
§ 3. De ionisatiekamers en de electrometer . . .	40

HOOFDSTUK III. HET METEN.

Bladz.

§ 1. Instellen	45
§ 2. Ontgassen	46
§ 3. Registreren en uitwerken	47
a. <i>De dichtheidsijking</i>	48
b. <i>Metingen als functie van de stroomsterkte</i>	50
c. <i>Metingen als functie van de straal</i>	51
d. <i>Tijdmerken</i>	53
§ 4. Corrigeren voor de uiteinden	54
§ 5. Nauwkeurigheid en bruikbaarheid der methode	55

HOOFDSTUK IV. OPTISCHE INTENSITEITSMETINGEN.

§ 1. Het gasmengsel	59
§ 2. De spectrale intensiteitsmetingen	59
§ 3. De metingen met behulp van Röntgenstralen	64

HOOFDSTUK V. DE RESULTATEN EN CONCLUSIES.

§ 1. De temperatuur als functie van de stroomsterkte, de energieproductie en de druk	66
§ 2. De temperatuur als functie van de straal	70
§ 3. De temperatuur aan de wand	72
§ 4. De energievergelijking	73

SUMMARY	81
--------------------------	----

LITERATUUR	82
-----------------------------	----

HOOFDSTUK I.

INLEIDING.

§ 1. Overzicht.

In een ontlading door een gas van bekende samenstelling en van bekende druk wordt de toestand van het gas gekarakteriseerd door een aantal gegevens van elektrische aard en door de temperatuur van het gas. Evenals de gasdruk zijn enige elektrische grootheden, zoals de stroomsterkte, de spanning tussen de elektroden en in sommige gevallen ook de gradiënt, in het algemeen eenvoudig te bepalen. De methoden, die ontwikkeld zijn of zouden kunnen worden voor de meting der temperatuur zijn echter alle slechts bruikbaar voor ontladingen in een beperkt aantal gassen en veelal slechts in beperkte gebieden van druk. Deze methoden zullen in de §§ 2 en 3 van dit hoofdstuk nader besproken worden, en wel in § 2 de methoden, die de temperatuur rechtstreeks bepalen en in § 3 de methoden, die de dichtheid van het gas bepalen, waaruit bij gegeven druk de temperatuur kan worden berekend. Tot de laatste groep behoort de methode, die gebruik maakt van de absorptie van Röntgenstralen door het gas.

In dit proefschrift zal aangetoond worden, dat deze methode, die tot dusver slechts was toegepast voor lichtbogen bij een druk van 1 atmosfeer, ook bruikbaar is voor ontladingen in bepaalde gassen bij een druk van slechts enige cm. Hierbij zullen we ons beperken tot het bepalen van de temperatuur in de positieve zuil van een niet gestriëerde ontlading, dus daar, waar de toestand van het gas over een lengte van enige

cm dezelfde blijft. Wel zullen we de meting van de radiale verdeling van de temperatuur in de zuil behandelen.

In de hoofdstukken IV en V zullen resultaten van deze methode vergeleken worden met die van een rechtstreekse optische meting der temperatuur van dezelfde ontlading.

§ 2. Rechtstreekse meting der temperatuur.

In een gasontlading kan de temperatuur met behulp van de volgende methoden direct bepaald worden:

a. *Met behulp van sonden.*

In de ontlading wordt een metaaldraadje, de z.g. sonde, aangebracht; langs bolometrische weg kan de temperatuur, die dit draadje aanneemt, worden gemeten. De methode kan in elk gas en bij iedere druk worden toegepast.

Om de ontlading zo weinig mogelijk te beïnvloeden, moet de metalen sonde natuurlijk in een equipotentiaalvlak worden aangebracht. Hierdoor kan de methode slechts bij zeer brede ontladingen — met een straal, groot t.o.v. de lengte van het werkzame deel der sonde — worden gebruikt om de radiale verdeling van de temperatuur te meten; anders wordt slechts een over de diameter gemiddelde temperatuur bepaald.

Het grootste bezwaar van de methode is echter, dat reeds de aanwezigheid van de sonde de ontlading in de omgeving ervan verstoort. Zowel de temperatuur als de snelheid en de concentratie der electronen en der ionen kan door de sonde worden beïnvloed.

Volgens Von Fragstein en Arndt¹⁾ is de invloed op de temperatuur het sterkst. Rudolph²⁾ heeft deze echter weten te elimineren. Hij zond dezelfde stroom door de sonde in de ontlading en door een aan de sonde gelijke platinadraad in een tweede buis, gelijk aan de ontladingsbuis, doch ledig gepompt. De straling naar de wand was in beide buizen gelijk; convectie speelde bij de lage, in de ontladingsbuis gebruikte gasdrukken geen rol. Alleen door de warmtegeleiding, die in de ontladingsbuis wel en in de vacuumbuis niet optrad, namen beide draadjes verschillende temperaturen aan, wan-

neer de temperatuur der sonde niet gelijk was aan die van het gas er omheen. Door nu met de stroomsterkte, waarbij de weerstand — dus ook de temperatuur — van beide draadjes gelijk was, die weerstand te meten, bepaalde Rudolph de temperatuur in de ontlading.

Door het toepassen van een hulpstroom door de sonde is de methode weliswaar verbeterd, doch de storende invloed van de aanwezigheid der sonde op de electricische eigenschappen van de ontlading is blijven bestaan. Ook is de met een sonde gemeten temperatuur altijd te hoog in verband met het feit, dat warmte op de sonde vrij komen kan door de volgende oorzaken:

1. er botsen electronen en ionen op de sonde;
2. er botsen metastabiele atomen op de sonde;
3. er recombineren electronen en ionen;
4. er associëren gedissociëerde moleculen.

Al deze bezwaren gelden natuurlijk evenzeer bij gebruik van thermoëlementen i.p.v. bolometerdraadjes ³⁾.

Thans zullen wij enige methoden behandelen, die de bezwaren niet vertonen en derhalve de voorkeur verdienen boven de methoden met sonden.

b. *Uit spectrale intensiteitsmetingen.*

Bij ontladingen in een groot aantal gassen kan men de temperatuur bepalen, door intensiteitsverhoudingen in het uitgezonden spectrum te meten. De methode kan bij iedere druk worden toegepast. Een uitvoerige literatuuropgave, alsmede een overzicht van de toepassingen der methode voor de studie van de lichtboog, heeft Brinkman ⁴⁾ gegeven.

Het geschiktst zijn ontladingen in gassen, waarvan de moleculen op eenvoudige wijze zijn samengesteld uit twee of eventueel meer atomen. Dan kunnen we n.l. de intensiteiten der *rotatielijnen van één band* gebruiken om de temperatuur te bepalen; hoe dit kan geschieden wordt in hoofdstuk IV, § 2 beschreven. De aldus bepaalde temperatuur beschrijft de Boltzmannse verdeling der moleculen over de rotatieniveau's

van het bovenniveau van de beschouwde band. Zelfs bij ontladingen met aanslag door electronen, zooals die bij lagere druk steeds optreedt, is, mits de traagheidsmomenten van het molecule in de aangeslagen toestand en in de grondtoestand slechts weinig verschillen, deze temperatuur die van het niet aangeslagen molecuulengas. Immers, bij de aanslag wordt dan weliswaar de electronentoestand, doch niet het rotatie-impulsmoment veranderd, zodat de concentraties der moleculen in de rotatieniveau's van de aangeslagen toestand evenredig zijn met die in de niveau's met gelijke rotatie-energie van de grondtoestand. Hoewel deze methode in een groot aantal gevallen voortreffelijke resultaten heeft geleverd, zal in de hoofdstukken IV en V blijken, dat er bij stikstof, waarbij het traagheidsmoment van het aangeslagen molecule slechts 10% groter is dan dat van het molecule in de grondtoestand, onjuiste resultaten mee bereikt worden, wanneer de electronen, die de aanslag bewerkstelligen, daartoe slechts juist voldoende energie bezitten. Brinkman⁴⁾ vindt volgens deze methode in de as van een koolboog uit de CN-banden een temperatuur van $6500^{\circ} \pm 250^{\circ}$ K, enigszins afhankelijk van de booglenkte (0,3—1,8 cm) en van de stroomsterkte (1—13 A). De methode is ook geschikt voor stroboscopische waarneming van boogontladingen met wisselstroom⁵⁾.

Ornstein en Brinkman^{4) 6)} hebben aangetoond, dat de concentraties der moleculen in de *verschillende trillingstoestanden van een electronenniveau* bij CN beschreven kunnen worden met behulp van een Boltzmannse verdeling van dezelfde temperatuur als uit de intensiteiten der rotatielijnen gevonden wordt. Door de totale intensiteit van elke trillingsband te delen door de Boltzmann-factor zijn nu de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de trillingsbanden in een bandensysteem te bepalen. Voor verschillende bandensystemen van CN⁶⁾ en van C₂⁷⁾ is dit geschied. Door de verhouding der intensiteiten van trillingsbanden uit zo een bandensysteem te meten, is nu, gebruik makend van deze overgangswaarschijnlijkheden, de temperatuur van het gas in de boog te

bepalen, mits het ontladingsmechanisme thermisch is⁴⁾. De onnauwkeurigheid in de resultaten dezer methode is ongeveer 2 maal zo groot als die in de uit rotatielijnen bepaalde temperaturen; men kan echter volstaan met een spectraal-apparaat van geringer oplossend vermogen.

Ook uit de verhouding der intensiteiten van *trillingsbanden uit verschillende bandensystemen* is de temperatuur te bepalen, mits men de verhouding der overgangswaarschijnlijkheden kent en het ontladingsmechanisme wederom thermisch is. Hetzelfde geldt voor de verhouding der intensiteiten van *lijnen uit een atoomspectrum*; deze methode is voor bogen, waarbij een metaaldamp in het gas aanwezig is, geschikt gebleken. De onnauwkeurigheid bedroeg bij Ornstein en Sambursky⁸⁾, die multipletintensiteiten van Au maten, $\pm 400^\circ$; bij Key⁹⁾, die enige K-lijnen gebruikte, $\pm 150^\circ$.

c. Uit de voortplantingssnelheid van geluidsgolven.

Suits^{10) 11)} heeft de temperatuur van het gas in een groot aantal verschillende lichtbogen bepaald, door de voortplantingssnelheid van geluidsgolven te meten.

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

$$c = \sqrt{\frac{RT}{M} \left(1 + \frac{R}{C_v}\right)} \dots \dots \dots 12),$$

waarin R de gasconstante is. M en C_v zijn functies van T , daar beide van de dissociatie van het gasmengsel afhangen. Tussen 3000° en 6000° blijkt c in lucht ongeveer evenredig met T te zijn.

In fig. 1 is de apparatuur schematisch voorgesteld. De geluidsgolf, afkomstig van een gecondenseerde vonkontlading A tussen de ene koperelectrode en een wolframdraadje, doorloopt de boog axiaal. De spanning van een tweede ge-

condenseerde vonkontlading B verandert, wanneer het golf-front daar passeert¹⁰⁾. De tijd, die het golf-front nodig heeft om zich door de boog voort te planten, wordt met een kathodestraal-oscillograaf bepaald. Dit wordt herhaald bij verschillende booglengten, om aldus c in de zuil van de boog te bepalen, zonder dat het noodzakelijk is voor de inhomogene gebieden nabij de elektroden te corrigeren.

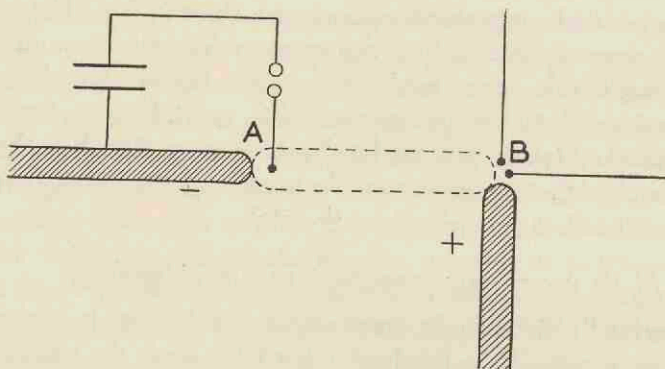


Fig. 1.

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

In een koperboog tussen met water gekoelde elektroden, gestabiliseerd door luchtwerveling in een glazen buis, vindt Suits $c = 1,39 \cdot 10^5$ cm/sec. Hierbij is de booglengte 4–14 cm en de stroomsterkte 3–26 A. De temperatuur, die hieruit volgt, $4100^\circ \pm 300^\circ$ K, moet volgens Brinkman⁴⁾ nog gecorrigeerd worden voor de verhoging van C_p in het temperatuurgebied, waar de dissociatiegraad sterk van de temperatuur afhangt. Hierdoor wordt het resultaat gewijzigd in ongeveer 4500° K.

Suits¹¹⁾ heeft ook nog een tweede methode toegepast om de geluidssnelheid in het gas van lichtbogen te meten. Hierbij wordt de voortplanting van het geluidsfrent, opgewekt door een gecondenseerde vonk, enige cm terzijde van de boog,

gefotografeerd met behulp van een camera met een snel draaiende spiegel.

De geluidsgolf is zichtbaar door een toename van de intensiteit van de boog, ten gevolge van de hogere druk in het zich voortplantende golffront. De draaiende spiegel kan $0,5 \cdot 10^{-6}$ sec oplossen; hierbij zijn lichtsterke bogen, d.w.z. grote stroomsterkten (5—100 A) vereist.

Suits vindt over de diameter van de kern van de boog een constante voortplantingssnelheid, dus een constante temperatuur met een speling van $\pm 150^\circ$. Dit is in overeenstemming met de resultaten van Brinkman⁴⁾ en van Righini¹³⁾ volgens de methode van § 2b. Ook de waarden der gemeten temperatuur komen bij deze beide methoden goed overeen⁴⁾.

Het is denkbaar, dat het principe van de eerste methode van Suits ook op gasontladingsbuizen kan worden toegepast. Men zal zich daarbij moeten beperken tot het meten van de temperatuur in de as van de buis.

§ 3. Meting der temperatuur door middel van bepaling der dichtheid.

Wanneer we het aantal deeltjes per cm^3 , N , van een gas meten, terwijl de druk, p , bekend is, volgt daaruit de temperatuur, T , met behulp van de betrekking:

$$p = N k T \dots \dots \dots (1),$$

waarin k de constante van Boltzmann is. Dit is de grondslag van de volgende methoden, die gebruikt zijn of zouden kunnen worden om de temperatuur in een gasontlading te bepalen.

Als maat voor de dichtheid kan men hierbij achtereenvolgens gebruiken:

- a. de gewichtshoeveelheid gas, die in de ontladingsbuis aanwezig is;
- b. de brekingsindex;

- c. de dracht van α -stralen;
- d. de absorptie van electronenstralen;
- e. de absorptie en de verstrooiing van Röntgenstralen.

Men zou in principe bovendien gebruik kunnen maken van de absorptie door het gas in de ontladingsbuis van licht, dat de golflengte heeft van een spectraallijn naar het grondniveau van dat gas. De resonantielijnen van kwik zou hiervoor in aanmerking kunnen komen. Deze methode zal echter in de practijk bezwaren opleveren wegens de volgende twee redenen:

1. de betreffende spectraallijnen liggen bij de in ontladingen gebruikelijke gassen in het verre ultraviolet;
2. de absorptie zal veelal reeds bij geringe dichtheid van het gas groot zijn.

Men heeft wel de absorptie in kwikontladingen van licht, dat de golflengte heeft van spectraallijnen naar hogere niveau's, gemeten ¹⁴⁾ ¹⁵⁾.

Wanneer men een van de bovengenoemde methoden toepast op ontladingen in gassen, die bij de heersende temperatuur dissociëren, moet men hiervoor corrigeren, door de gemeten temperatuur te delen door $1 + x$, waarin x de dissociatiegraad is. Immers, bij de ijking van de als maat voor de dichtheid te gebruiken grootte als functie van de dichtheid wordt bij kamertemperatuur de druk gevariëerd en treedt dus geen dissociatie op. Wanneer nu dit gas ook een dissociatiegraad x had gehad en verder uit evenveel atomen had bestaan, dus — zoals bij studie der te bespreken methoden duidelijk zal worden — dezelfde waarde van onze maat voor de dichtheid ten gevolge had gehad, dan was het aantal deeltjes per cm^3 $1 + x$ maal zo groot geweest. Ook in de ontlading is dit aantal dus $1 + x$ maal het bedrag, dat gevonden wordt, zonder met de dissociatie rekening te houden.

Zoals Brinkman ⁴⁾ opmerkt, is deze wijze van corrigeren bij de onder c en e te bespreken bogen, die door Von Engelen en Steenbeck gebruikt zijn, aanvechtbaar, omdat daarbij waarschijnlijk electronenaanslag boven thermische aanslag over-

heerst. De thermische dissociatievergelijking mag dan niet worden toegepast, zodat de waarde van x onzeker is.

Bespreken wij thans kort de genoemde methoden.

a. *Met behulp van een berekende radiale temperatuurverdeling.*

Elenbaas¹⁶⁾ heeft de temperatuur bepaald in een boog in kwikdamp. De boog brandt in een 14,5 cm lange afgesloten buis met een binnendiameter van 2 cm. De buis is met een bekende hoeveelheid kwik gevuld, zodat de gemiddelde dichtheid bekend is. Omdat het glas van de buis bij de gebruikte elektrische energieontwikkeling van 44 W per cm juist zacht wordt en toch op zijn plaats blijft, is de druk juist 1 atm. De temperatuur is nu te berekenen, wanneer slechts de vorm der radiale verdeling van de temperatuur bekend is. Deze verdeling is uit de energievergelijking te vinden. De energievergelijking gebruikt het feit, dat het gedeelte van de door de elektrische stroom ontwikkelde energie, dat als warmte vrij komt, door warmtegeleiding naar de wand wordt afgevoerd (vgl. hoofdstuk V, § 4). Waren nu de warmtegeleidingscoëfficiënt als functie van de temperatuur en de warmteproductie als functie van de straal bekend, dan zou met behulp van de bekende wandtemperatuur de radiale verdeling van de temperatuur volkomen te berekenen zijn. Men moet zich echter, wat deze beide functies betreft, met onderstellingen tevreden stellen, waar tegenover staat, dat ook slechts de vorm der radiale verdeling van de temperatuur gevraagd is. Om die te berekenen heeft men ook slechts het gedrag, en niet de absolute waarden van beide functies nodig. Met behulp van de bekende dichtheid en druk is dan de absolute waarde van de temperatuur — en tevens die van de warmtegeleidingscoëfficiënt — te vinden.

Men meet hier dus slechts de gemiddelde dichtheid, terwijl de radiale verdeling van de temperatuur door berekeningen wordt bepaald. Het resultaat der meting van Elenbaas is $6000^{\circ} \pm 800^{\circ}$ K in de as van de buis bij een stroomsterkte van 5,5 A en een gradiënt van 8,8 V/cm. De onnauwkeurig-

heid is het gevolg van onzekerheid omtrent de onderstellingen aangaande het gedrag van beide benodigde functies, in het bijzonder van de warmtegeleidingscoëfficiënt in afhankelijkheid van de temperatuur.

Deze indirecte methode ter bepaling van de temperatuur kan in principe ook op andere ontladingsbuizen worden toegepast, mits men zich daarbij steeds vergewist van de invloed op het resultaat van wijzigingen in de te maken onderstellingen en van de aanwezigheid van ruimten nabij de electroden, waar andere temperaturen heersen dan in de zuil.

b. *Met behulp van de interferometer.*

De interferometrische methoden zijn nog niet toegepast om de dichtheid in gasontladingen te meten. Wel heeft Pupp¹⁷⁾ op de principiële bruikbaarheid van de interferometer voor dichtheidsbepalingen in gasontladingen gewezen. We zullen de grondslagen van twee verschillende methoden bespreken; een schatting van de te bereiken gevoeligheid leert, dat zij de aandacht verdienen. Beide zijn het geschiktst bij gassen met hoge brekingsindex; voor glimontladingen bij zeer lage druk is er geen resultaat van te verwachten. Zij zijn zeer geschikt om de radiale verdeling der dichtheid, d.w.z. der temperatuur te meten. De bedoelde methoden zijn:

1. meting van de straalkromming;
2. rechtstreekse meting van de brekingsindex.

De eerste methode berust op het feit, dat een lichtstraal, die zich voortplant in een medium, waarin de brekingsindex loodrecht op de voortplantingsrichting een gradiënt vertoont, wordt afgebogen naar de kant van grotere brekingsindex. In de zuil van een gasontlading neemt deze van de as naar de wand van de ontladingsbuis toe. Een lichtstraal, die evenwijdig met de as door de zuil wordt gezonden, zal dus een afbuiging ondergaan. De lichtstraal zal een golflengte moeten hebben, die niet in het spectrum van de ontladingsbuis voorkomt, zodat we het uit de ontlading afkomstige licht, dat

storend zou werken, kunnen uitschakelen met behulp van filters.

In het algemeen is de afbuiging zo klein, dat het bezwaarlijk wordt deze rechtstreeks te meten. De „lichtstraal” moet natuurlijk een evenwijdige bundel zijn; we kunnen deze nu achter de ontladingsbuis begrenzen door een spleet en de verplaatsing van het Fraunhoferse buigingsbeeld van deze spleet meten als functie van de straal. Deze verplaatsing is evenredig met de dichtheidsgradiënt; we kunnen dus de dichtheid vinden door integratie. Dit komt de nauwkeurigheid der meting natuurlijk ten goede; deze methode is de enige, die dat voordeel biedt. Een nadeel is, dat we, om de integratieconstante te bepalen, een afzonderlijke meting in de as moeten doen. Het ligt voor de hand, hiervoor de interferometer van Jamin te gebruiken. Dit is de reden, waarom we ook deze eerste methode bij de rubriek „Interferometrische methoden” hebben behandeld.

Bij de tweede methode wordt een ontladingsbuis van hetzelfde type doorlopen door een der interfererende lichtstralen tussen de twee platen van een interferometer van Jamin. De andere lichtstraal kan een dergelijke buis, waarin geen ontlading plaats vindt, doorlopen; door de druk, dus ook de dichtheid in deze buis te variëren, kan de methode tot een compensatiemethode worden uitgewerkt. Met behulp van filters achter de tweede interferometerplaat kunnen we het uit de ontlading afkomstige licht weer uitschakelen.

Wanneer men zich er rekenschap van geeft, dat ook bij deze tweede meetmethode straalkromming optreedt, ziet men, dat in een ontlading in een gegeven gas bij gegeven druk in een buis van gegeven lengte slechts boven een bepaalde diameter van de buis de tweede methode kan worden toegepast; bij kleinere diameter kan men juist succes van de eerste methode verwachten. Bij een xenonbuis van de afmetingen, zoals die bij de metingen met behulp van de absorptie van Röntgenstralen worden gebruikt, bevinden we ons juist in het gebied, waar beide methoden bruikbaar zijn;

we kunnen dan namelijk bij beide methoden een verplaatsing van het interferentiebeeld verkrijgen, die ongeveer gelijk aan de afstand tussen twee opeenvolgende interferentiemaxima is.

Omdat van verschillende gassen, zoals kwikdamp, xenon, stikstof en argon de brekingsindex minder sterk uiteenloopt dan de absorptiecoëfficiënt voor Röntgenstralen, zijn de interferometrische methoden voor een groter aantal gassen bruikbaar, dan de methode met behulp van de absorptie van Röntgenstralen.

c. *Uit de dracht van α -stralen.*

Wanneer α -deeltjes, b.v. van polonium, een gedeelte van hun baan in het gas, waarin een ontlading plaats vindt, afleggen, is de dichtheid van het gas te bepalen door de dracht te meten. Von Engel en Steenbeck¹⁸⁾ hebben op deze wijze voor de temperatuur in de as van een lange gelijkstroomboog in lucht bij een stroomsterkte van $2,0 \text{ A } 4500^\circ \pm 400^\circ \text{ K}$ gevonden.

Door metingen bij verschillende booglengten is de invloed van de gebieden nabij de elektroden geëlimineerd. De ioniserende werking der α -stralen heeft geen invloed op de boogontlading; daarvoor is de totale ionenproductie per sec veel te gering. Von Engel en Steenbeck hebben de methode ook toegepast voor stroboscopische waarneming van wisselstroombogen.

In principe is de methode ook bij gasontladingsbuizen bij lagere druk toe te passen. De α -stralen zullen dan echter totaal niet meer dan ca 10μ mica- of aluminiumfolie mogen doorlopen, omdat hun dracht daardoor reeds tot op ongeveer de helft vermindert. Omdat althans één afscheidingsfolie, tussen ontladingsbuis en detectieapparaat, b.v. een ionisatiekamer, wel aangebracht moet worden — het Po-preparaat kan in de ontladingsbuis aangebracht worden — zal de technische uitvoering van zulk een opstelling moeilijker zijn dan die, welke bij de methode met behulp van absorptie van Röntgenstralen vereist zal blijken. Ook het onderzoek naar de radiale ver-

deling van de temperatuur is met behulp van α -stralen bezwaarlijk uit te voeren.

d. *Uit de absorptie van electronenstralen.*

Ramsauer¹⁹⁾ heeft de absorptie van een electronenbundel met een snelheid van 100 kV, die de as van een lichtboog doorliep, met een ionisatiekamer gemeten en daarmee de dichtheid van het booggas bepaald. In een 15 cm lange wisselstroomboog met een effectieve stroomsterkte van 20 A, gestabiliseerd door luchtwerveling, vond hij temperatuurschommelingen tussen 5200° en 4000° K. Deze waarden moeten nog gecorrigeerd worden wegens de dissociatie van het gas.

Wanneer men deze methode ook voor ontladingsbuizen bij lage druk zou willen toepassen, zou men de electronenbron in de ontladingsbuis kunnen aanbrengen; omdat de te meten dichtheid van het gas dan zoveel kleiner is dan bij Ramsauer, zou men met een lagere snelheid der electronen kunnen volstaan. Ook nu is een folie tussen ontladingsbuis en detectieapparaat noodzakelijk; men kan de snelheid der electronen echter zo regelen, dat de invloed hiervan minder bezwaar oplevert dan bij de methode met behulp van α -stralen het geval is. Omdat de verhouding tussen de absorptiecoëfficiënten van aluminium of mica, waarvan we de folies kunnen vervaardigen, en van gassen als xenon, die we in de ontladingsbuis kunnen gebruiken, voor α -stralen en voor electronenstralen groter is dan voor Röntgenstralen — bij 1,54 Å is de massa-absorptiecoëfficiënt $\frac{\mu}{\rho}$ van Al slechts $\frac{1}{5}$ van die van X, terwijl hij bij α -stralen en electronenstralen nauwelijks van het atoomnummer afhangt — kunnen we bij gebruik van Röntgenstralen ons nog meer vrijheid veroorloven, wat betreft het aanbrengen van folies. Vooral wanneer we de radiale verdeling van de temperatuur wensen te meten, is dit een voordeel van belang voor de methode met behulp van Röntgenstralen.

e. *Uit de absorptie of de verstrooiing van Röntgenstralen.*

Behalve met behulp van α -stralen hebben Von Engel en Steenbeck²⁰⁾ ook door middel van de absorptie van Röntgenstralen, die een 15 cm lange lichtboog in lucht of in stikstof van 1 atm druk wederom axiaal doorliepen, de dichtheid van het gas gemeten. De electroden bestonden uit messing en werden met water gekoeld; zij waren doorboord. Door de opening in de ene electrode kwamen de Röntgenstralen in de boog; de intensiteit ervan werd gemeten met behulp van een Geiger-teller in de andere holle electrode. Om deze intensiteit als functie van de dichtheid van het gas te ijken, werd weer de druk bij kamertemperatuur gevariëerd.

De invloed van de gebieden nabij de electroden is wederom geëlimineerd door metingen bij verschillende booglengten. De Röntgenstraling beïnvloedde de aard van de boog niet, omdat de intensiteit ervan zeer klein was t.o.v. de energieontwikkeling per sec in de boog. Om de meting te beperken tot de temperatuur in de as van de boog, had de Röntgenbundel een diameter van 2 mm, terwijl de diameter der zuil 7 mm bedroeg. De golflengte der Röntgenstralen bedroeg 6 Å, zodat een aanzienlijke absorptie optrad. Voor de temperatuur van de gelijkstroomboog bij een stroomsterkte van 2,0 A en een veldsterkte van 27 V/cm²¹⁾ vonden Von Engel en Steenbeck nu $4650^\circ \pm 300^\circ$ K in lucht en $4720^\circ \pm 300^\circ$ K in stikstof. De gemeten waarden, niet gecorrigeerd voor de dissociatie, waren resp. $5270^\circ \pm 280^\circ$ K en $5460^\circ \pm 320^\circ$ K. Het resultaat voor de boog in lucht komt dus zeer goed overeen met dat van de methode met behulp van α -stralen. De intensiteit van de Röntgenstraling was te gering voor stroboscopische waarneming van wisselstroombogen.

De methode biedt, zoals reeds bij de behandeling van die met behulp van electronenstralen ter sprake kwam, ook goede kansen op resultaat bij gasontladingsbuizen bij lagere druk, zelfs om de radiale verdeling van de temperatuur te meten. Een en ander zal in dit proefschrift verder ontwikkeld worden.

Evenals de absorptie is ook de verstrooiing van Röntgen-

stralen, die een gas doorlopen, een maat voor de dichtheid. Ook hiervan zou men gebruik kunnen maken om de temperatuur in een gasontlading te meten. Een voorlopige poging daartoe wordt in § 4b beschreven.

§ 4. Voorlopige metingen met Röntgenstralen.

Wanneer men de radiale temperatuurverdeling in een gasontladingsbuis wenst te meten, komen daartoe blijkens het in de §§ 2 en 3 besprokene in het bijzonder de volgende methoden in aanmerking:

1. spectrale intensiteitsmetingen (§ 2b);
2. interferometrische methoden (§ 3b);
3. methoden met behulp van Röntgenstralen (§ 3e).

Om bij de discussie der meetresultaten complicaties te vermijden, die het gevolg zijn van dissociatie, verdient het aanbeveling de keuze te laten vallen op een ontlading in een gas, waarvan de moleculen uit slechts één atoom bestaan. Daar het ontladingsmechanisme in het algemeen niet thermisch zal zijn, moeten we dan echter afzien van de eerstgenoemde meetmethode, die bij dergelijke gasontladingen slechts kans op succes biedt, wanneer we gebruik kunnen maken van de rotatielijnen van één band.

In dit proefschrift is de laatstgenoemde methode nader uitgewerkt.

Met de beschikbare Röntgenbuis werden verschillende voorlopige metingen gedaan, om de definitieve meetmethode te kunnen kiezen.

a. Fotografische metingen.

Trouw aan de Utrechtse traditie op het gebied van intensiteitsmetingen werd allereerst getracht de absorptie van Röntgenstralen, die een ontladingsbuis evenwijdig met de as doorliepen, fotografisch te meten.

Hiervoor werd een 60 cm lange ontladingsbuis gebruikt. Als gas gebruikten we kwikdamp, welke een grote absorptiecoëfficiënt heeft. Om de dichtheid, dus de druk, zo groot te

verkrijgen, dat voldoende absorptie plaats vond, was het noodzakelijk de gehele ontladingsbuis in een oven te plaatsen. De druk in de buis was natuurlijk steeds de dampdruk van kwik bij de laagste temperatuur, die in de buis voorkwam; deze trad op in die gedeelten, waar geen ontlading plaats vond, en was dus gelijk aan de temperatuur van de oven. Zo was bij een temperatuur van de oven van 180° C de druk in de buis 8,8 mm.

De ontladingsbuis was met de oven geplaatst op een slede, zodat zij loodrecht op de richting van de Röntgenbundel verschoven konden worden. Zodoende kon ook de absorptie nabij de wand van de buis bepaald worden.

De zwarting der gebruikte Agfa Laue-Röntgenfilm werd met een fotometer bepaald. Deze zwarting kon rechtstreeks als functie van de dichtheid van de kwikdamp geijkt worden, door enige opnamen te maken bij verschillende temperaturen van de oven, terwijl de ontladingsbuis uit was. Hierbij veranderde de temperatuur, dus de druk, op bekende wijze; hun quotiënt bepaalde de dichtheid.

De zwarting bleek echter steeds veel minder van de dichtheid afhankelijk te zijn, dan men volgens schattingen zou verwachten. Dit moet geweten worden aan het feit, dat, ondanks de aanwezigheid van een nikkelfolie, nog een groot deel der Röntgenstralen niet uit de $K\alpha$ -lijnen van koper, het materiaal der antikathode, bestond, doch uit het continuum van veel kleinere golflengten. Door het passeren der glazen vensters wordt deze fractie nog groter. Daar deze harde stralen nauwelijks door de kwikdamp worden geabsorbeerd — Uber²²⁾

heeft $\frac{\mu}{\rho}$ van kwikdamp als functie van de golflengte gemeten — is de zwarting, die zij veroorzaakten, nauwelijks afhankelijk van de dichtheid van de kwikdamp.

We hebben gepoogd hierin verbetering te brengen door de spanning op de Röntgenbuis ongeveer twee maal zo laag te maken. De hierdoor veroorzaakte vermindering van intensiteit vond het sterkst plaats bij de kleine golflengten, zodat

de relatieve absorptie steeg. De voor een opname benodigde belichtingstijd, die eerst een of enige minuten bedroeg, veranderde echter in meer dan een uur. De duur van een meting van de radiale verdeling van de temperatuur werd dus zo lang, dat we er niet zeker van konden zijn, dat de ontladingsbuis en in het bijzonder de Röntgenbuis voldoende constant bleven branden. Omdat ook bij deze lage spanning de zwarting nog niet voldoende afhankelijk van de dichtheid bleek, hebben we de fotografische methode moeten verlaten. We zijn toen overgegaan tot het gebruik van ionisatiekamers, waarbij de zoeven behandelde bezwaren ondervangen kunnen worden.

Een grotere absorptie zou ook kunnen worden verkregen, door bij een hogere dichtheid van de kwikdamp, d.w.z. bij een hogere temperatuur van de oven, te gaan meten. Dit was echter onmogelijk in verband met de bevestiging der in- en uitreedvensters met behulp van moffellak.

Volledigheidshalve zij nog vermeld, dat de ontladingsbuis, evenals alle later gebruikte, voorzien was van een met behulp van $\text{Ba}(\text{OH})_2$ en $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ in een verhouding 10 : 1 geprepareerde gloeikathode²³⁾ en een plaatvormige anode.

b. *Verstrooiingsmetingen.*

Toen het wegens de redenen, die bij de behandeling der fotografische metingen ter sprake zijn gekomen, wenselijk was gebleken over te gaan tot het gebruik van ionisatiekamers, lag de keuze open tussen meting der absorptie en die der verstrooiing van de Röntgenstralen. Het leek hierbij een voordeel van verstrooiingsmetingen, dat daarbij de te meten intensiteit weliswaar klein is, doch — bij benadering — evenredig met de dichtheid van het gas, terwijl deze bij absorptiemetingen bepaald moet worden uit kleine veranderingen in de intensiteit. We zullen echter later bij de behandeling der absorptiemetingen zien, dat dit bij een geschikte compensatieopstelling geen bezwaar behoeft te zijn. Van fotografische verstrooiingsmetingen konden we geen succes verwachten,

omdat de zwarting daarbij slechts veroorzaakt wordt door de op één plaats in het gas in één bepaalde richting verstrooide Röntgenstralen. Een meting van een dergelijke verstrooiing door kwikdamp vereiste bij Scherrer en Stäger²⁴⁾ een belichtingstijd van 20 uur. Bij gebruik van een ionisatiekamer kunnen we echter de som van de in alle richtingen verstrooide stralen meten en dientengevolge op een meetbaar effect hopen.

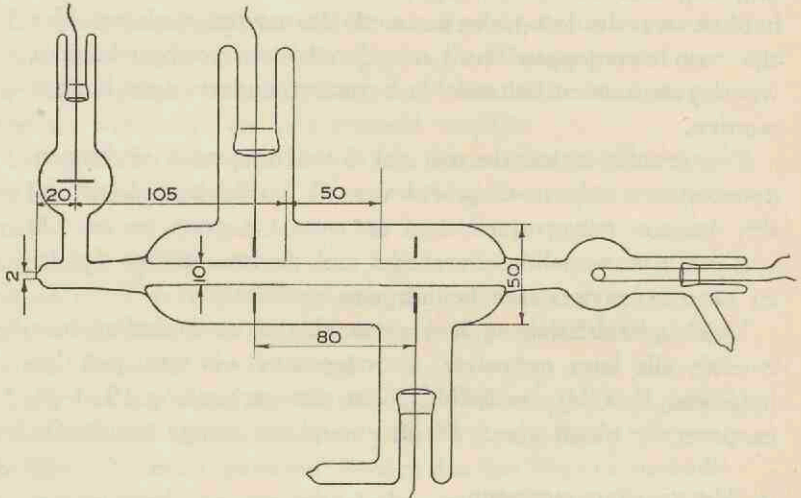


Fig. 2.

Glazen ontladingsbuis met ionisatiekamer. Maten in mm.

Er werd nu een voor dit doel geschikte ontladingsbuis met ionisatiekamer vervaardigd. De Röntgenstralen moesten nu, voordat ze de buis binnenkwamen, al tot een nauwe bundel worden beperkt. Hiertoe plaatsten we op 6 cm afstand van de uitreedopening van de Röntgenbuis een loden diafragma met een diameter van 0,5 mm en 5 cm verder een tweede. Ongeveer 3 cm verder bevond zich het intreedvenster van de ontladingsbuis; de afmetingen hiervan waren $2 \times 10 \text{ mm}^2$. Een doorsnede van de ontladingsbuis met ionisatiekamer is in fig. 2 weergegeven. De buis was wederom met kwik gevuld en bevond zich weer in een oven, terwijl buis en

oven weer op een slede waren geplaatst. De ontladingsbuis was over een lengte van 5 cm uitgetrokken totdat de wanddikte 0,26 mm bedroeg. Alle binnen dit gedeelte verstrooide Röntgenstraling kwam terecht in de ionisatiekamer, die zich onmiddellijk rondom de ontladingsbuis bevond. De beide ringvormige elektroden waren rondom de ontladingsbuis aan weerszijden van het dunne gedeelte aangebracht. De ionisatiekamer was gevuld met methylijodide van een druk van 29 cm, de dampdruk bij kamertemperatuur. Een elektrode had een potentiaal van 200 V; de verandering van de potentiaal der andere elektrode, die steeds -1 à $+1$ V bedroeg, werd met behulp van een electrometer bepaald als maat voor de intensiteit der verstrooide Röntgenstralen, d.w.z. voor de dichtheid van het gas. Deze verandering van potentiaal kwam, daar de capaciteit van electrometer, verbindingsdraad en elektrode practisch constant was, overeen met een verandering van lading, d.i. een stroom. De sterkte van deze stroom kon weer rechtstreeks als functie van de dichtheid van de kwikdamp geijkt worden, door de temperatuur van de oven te variëren, terwijl de ontladingsbuis uit was. Omdat de diameter van de Röntgenbundel ter plaatse van het dunne gedeelte van de ontladingsbuis nog minder dan 2 mm was, leek het ook mogelijk om, met behulp van de slede, de radiale verdeling der dichtheid te bepalen.

Bij de instelling werd een dankbaar gebruik gemaakt van de doorzichtigheid van het glazen intreedvenster van de ontladingsbuis. Zo moest licht, afkomstig van de gloeidraad van de ontladingsbuis, door de loden diafragma's ter plaatse van de uittreedopening van de Röntgenbuis waarneembaar zijn; en daar de gloeispiraal met de as horizontaal was aangebracht en deze 1 cm lang was, moest dit zo blijven, wanneer de slede over een afstand van 1 cm, de binnendiameter van de ontladingsbuis, werd verschoven. Voorts was de Röntgenbundel nog voor het intreedvenster van de ontladingsbuis, dus na het passeren der diafragma's, waar te nemen met behulp van een fluorescentieschermpje.

Natuurlijk waren vooraf schattingen gemaakt van de te verwachten intensiteit der verstrooide Röntgenstralen, om er een indruk van te krijgen, of we op meetbare ionisatiestromen mochten hopen. De spectrale intensiteitsverdeling en de absolute intensiteit der Röntgenstralen, zoals die uit de Röntgenbuis traden, waren echter niet goed bekend. Bij de schatting moesten we rekening houden zowel met de eigenlijke coherente verstrooiing, als met dat gedeelte der door de kwikdamp geabsorbeerde energie van kortere golflengte dan die der *L*-lijnen van kwik (1,25; 1,05 en 0,90 Å), dat als incoherent verstrooide Hg-*L*-lijnen in de ionisatiekamer terecht komt.

Ook tot de coherente verstrooiing bleek het continuum van kleine golflengten naar schatting een grotere bijdrage te leveren dan de Cu-*K α* -lijn. Weliswaar neemt de verstrooiingscoëfficiënt van kwik aanzienlijk toe met de golflengte, en is ook de absorptie in het methyljodide van de ionisatiekamer bij de zachtere stralen vollediger, maar een groot deel (ongeveer 96 %) dezer stralen wordt in het dunne gedeelte der ontladingsbuis geabsorbeerd. En het is niet mogelijk de wand van dit gedeelte nog dunner te construeren, omdat hij weerstand moet bieden aan een druk van 30 cm bij een temperatuur, die, wanneer de ontladingsbuis brandt, enige honderden °C bedraagt.

De totale coherente verstrooiing bleek een ionisatiestroom te leveren, die slechts een tiende van die, veroorzaakt door de incoherente, bedroeg. Dit is het geval, ondanks het feit, dat de absorptie van deze Hg-*L*-lijnen in het dunne gedeelte van de ontladingsbuis 82 % bedraagt.

Het resultaat der schatting was, dat ongeveer $1,4 \cdot 10^{-4}$ ergs/sec in het methyljodide geabsorbeerd zouden worden; d.i. $0,88 \cdot 10^8$ eV/sec. Daar voor de vorming van een ionenpaar in lucht door Röntgenstralen ongeveer 30 eV nodig is²⁵⁾ en in methyljodide 0,7 hiervan²⁶⁾, betekent dit een ionisatiestroom van

$$\frac{0,88 \cdot 10^8 \cdot 1,60 \cdot 10^{-19}}{0,7 \cdot 30} = 6 \cdot 10^{-18} \text{ A.}$$

Een ionisatiestroom van deze orde kan met de gebruikte electrometer gemeten worden. Toch heeft het ons niet mogen gelukken de verstrooiing der Röntgenstralen door de kwikdamp in de buis te constateren; vermoedelijk is dus de emissie van de gebruikte Röntgenbuis, vooral in het gebied der lage golflengten, nog kleiner dan bij de schatting is ondersteld.

c. *Absorptiemetingen.*

Toen gebleken was, dat verstrooiingsmetingen met onze Röntgenbuis niet gelukten, terwijl fotografische absorptiemetingen evenmin kans op resultaat boden, lag het voor de hand om te beproeven, absorptiemetingen met ionisatiekamers te verrichten. Hierbij kon gebruik worden gemaakt van het feit, dat de Röntgenbuis twee bundels in verschillende richtingen uitzendt. De ene bundel kon nu achtereenvolgens de weer op een slede geplaatste ontladingsbuis en een vast loden diafragma met een diameter van 1 mm doorlopen en daarna in een met methyljodide gevulde ionisatiekamer terecht komen, terwijl de andere een op gelijke afstand van de buis geplaatste ionisatiekamer bereikte, na door een loden scherm zo ver te zijn afgeschermd, dat de ionisatiestromen, die in beide kamers ontstonden, ongeveer gelijk waren. Door nu een schakeling te kiezen, waarbij die stromen tegengestelde veranderingen in de uitslag van een electrometer veroorzaakten, kon bereikt worden, dat zo een verloop van de uitslag een rechtstreekse maat was voor de in de ontladingsbuis optredende absorptie. Door deze compensatieschakeling werd de invloed van schommelingen in de intensiteit der Röntgenstralen beperkt. Daar de absorptie door een gas altijd gering is, zouden deze schommelingen een rechtstreekse meting van de verandering in intensiteit, veroorzaakt door absorptie, onmogelijk maken, zoals reeds bij de poging tot de fotografische meting gebleken is. Nu ondergingen echter beide elkaar compenserende bundels ongeveer dezelfde procentuele intensiteitsschommelingen, hun verschil, dat als maat voor de absorptie dienst doet, onderging dus ook niet meer dan dezelfde procentuele schommeling.

Dit verschil was bij benadering evenredig met de absorptie, dus met de dichtheid van het gas, die we wensen te bepalen. Het absolute bedrag der geabsorbeerde intensiteit is veel groter dan dat der verstrooide, omdat het grootste gedeelte der absorptie steeds foto-electrisch is. Derhalve was het waarschijnlijk, dat metingen volgens dit principe wel succes zouden hebben. Ook het feit, dat Uber²²⁾ de absorptiecoëfficiënt van kwik heeft kunnen bepalen door absorptiemetingen met een ionisatiekamer aan kwikdamp in een verwarmde buis, rechtvaardigde deze verwachting.

De voorlopige metingen, die deze verwachting bevestigden, worden, evenals de definitief gebruikte apparatuur, in het volgende hoofdstuk beschreven.

HOOFDSTUK II.

DE GEBRUIKTE TOESTELLEN.

In het vorige hoofdstuk zijn de overwegingen uiteengezet, op grond waarvan we ertoe gekomen zijn, de dichtheid in een gasontlading te bepalen, door met behulp van ionisatiekamers de absorptie te meten van Röntgenstralen, welke de ontladingsbuis evenwijdig met de as doorlopen. De ionisatiestroom veroorzaakt een verandering in de uitslag van een electrometer, welke geregistreerd kan worden; de grootte daarvan bepaalt de intensiteit van de doorgelaten Röntgenstralen, d.w.z. de dichtheid van het gas in de ontlading. We zullen nu een nadere beschrijving geven van de gebruikte toestellen, en wel achtereenvolgens van:

1. de Röntgenbuis;
2. de ontladingsbuis met hulptoestellen;
3. de ionisatiekamers en de electrometer.

§ 1. De Röntgenbuis.

a. *Schakeling.*

Ons stond een Philips Micro Cu Röntgenbuis ter beschikking. De benodigde hoogspanning werd door een bijbehorende transformator geleverd. De met een gloeikathode uitgeruste Röntgenbuis fungeerde zelve als gelijkrichter. Alle oorspronkelijk tussen transformator en buis ingebouwde schakelapparaten en weerstanden werden weggenomen, zodat beide slechts door losse hoogspanningskabels verbonden bleven. Zodoende behoefde bij het herstellen van voorkomende

defecten aan de transformator, die oorspronkelijk nauwelijks toegankelijk was, de Röntgenbuis niet meer ontsteld te worden.

De noodzakelijkheid tot het wijzigen der oorspronkelijke constructie kwam het eerst naar voren, toen het gewenst bleek, ook een lagere hoogspanning te kunnen gebruiken dan die, waarvoor het apparaat geconstrueerd was. Hierdoor konden we n.l. bereiken, dat het stralenmengsel zachter, dus de relatieve absorptie groter werd, hetgeen reeds bij de fotografische metingen in hoofdstuk I, § 4a nuttig bleek. Tevens konden we hierdoor stoten in de intensiteit der stralen laten verdwijnen, zoals we later in deze paragraaf zullen zien. De enige wijze om dit resultaat te bereiken was het verlagen van de primaire spanning op de transformator. Omdat de primaire wikkelingen van de transformator, die de gloeistroom leverde, in serie met die van de hoogspanningstransformator waren aangebracht, zou hierdoor echter ook de gloeistroom gedaald zijn. Ten einde dit te verhinderen, moesten we van een afzonderlijke spanningsbron voor de gloeidraad gebruik maken. Hiervoor hebben we twee automobiel-accumulatoren gekozen. Op deze wijze kwamen we tot de in fig. 3 aangegeven schakeling. De tafel, waarop de accu's met de erbij behorende weerstand R_2 , gloeistroommeter A_2 en schakelaar en eveneens de milli-ampèremeter voor de stroom door de Röntgenbuis waren geplaatst, stond op isolatoren en was door hoogspanningskabels met de hoogspanningstransformator en met de gloekathode van de buis verbonden.

De gloeistroom bedroeg steeds 3,5 A; de stroom door de Röntgenbuis 4 mA. De maximale waarde van de spanning op de buis was ongeveer 50 kV, wanneer de weerstand R_1 30 Ω bedroeg, zoals dit in het oorspronkelijke apparaat het geval was. De primaire effectieve stroomsterkte en spanning waren dan resp. 1,6 A en 180 V.

De antikathode van de Röntgenbuis werd steeds met behulp van de reeds oorspronkelijk in het apparaat aanwezige ventilator, de transformator met behulp van stromend water gekoeld. Na het inschakelen van de buis was het nodig deze

gedurende ongeveer een uur te laten branden, alvorens de intensiteit en de spectrale verdeling der geëmitteerde stralen constant werden; gedurende die periode daalden de aanwijzingen der meters A_2 , mA en A_1 en steeg die van V, alles ten gevolge van het toenemen van de temperatuur in de buis.

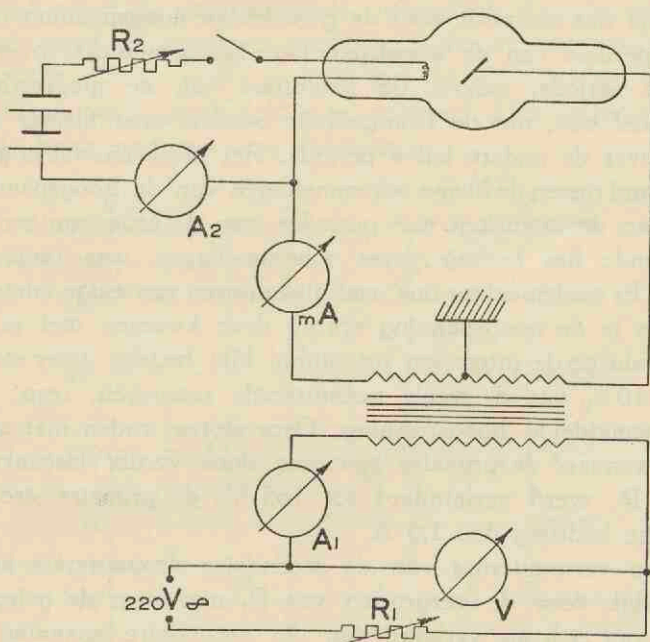


Fig. 3.

Schakeling van de Röntgenbuis.

Natuurlijk volgt de primaire spanning de schommelingen van het stadsnet. De hoogspanning bleek dezelfde schommelingen te vertonen; daarom was het gewenst om te onderzoeken, in welke mate zij ook in de intensiteit der geëmitteerde straling optraden. Deze intensiteit kon met behulp van ionisatiekamer en electrometer, voorzien van een lekweerstand naar aarde van $10^{10} \Omega$, worden geregistreerd; op hetzelfde registro-

gram kon de uitslag worden waargenomen van een galvanometer, die in serie met $10^8 \Omega$ tussen de gloeikathode en de aarde was geschakeld. De stroom hierdoor was ongeveer

$$\frac{25000}{10^8} \cdot 10^8 = 0,25 \text{ mA},$$

dus klein in vergelijking met die door de Röntgenbuis. Deze stroom was een maat voor de gemiddelde hoogspanning over een periode van de wisselspanning; het gemiddelde over de halve periode, waarin de potentiaal van de gloeikathode negatief was, dus de Röntgenbuis werkte, was kleiner dan dat over de andere halve periode. Het bleek nu, dat er geen verband tussen de kleine schommelingen van de hoogspanning en van de intensiteit met perioden van de orde van een sec bestond; het bedrag dezer schommelingen was ongeveer 3 0/0. Er traden echter ook, met tussenpozen van enige minuten, stoten in de hoogspanning op, en deze kwamen wel in de geproduceerde intensiteit tot uiting. Het bedrag dezer stoten was 10 0/0 van de totale geëmitteerde intensiteit, resp. van de gemiddelde hoogspanning. Deze stoten traden niet meer op, wanneer de primaire spanning door verder inschakelen van R_1 werd verminderd tot 165 V; de primaire stroomsterkte bedroeg dan 1,5 A.

Een vermindering van de secundaire stroomsterkte krijgt namelijk door de vergroting van R_1 niet meer de gelegenheid om zich als vermindering der secundaire spanning te uiten. Deze vermindering van de stroom, die, omdat bij een belaste transformator het product van de stroomsterkte en het aantal windingen aan primaire en aan secundaire zijde gelijk is, ook in de primaire kring optreedt, heeft daar een kleiner spanningsverlies over R_1 ten gevolge en dit effect treedt sterker op bij de vergrote R_1 . Hierdoor neemt de spanning op de transformator primair, en dus ook secundair, toe. En deze toename is bij de gekozen grotere waarde van R_1 blijkbaar juist in staat om de oorspronkelijke secundaire daling der spanning te compenseren ²⁷). Wel werd, ten gevolge van de

vermindering der spanning op de transformator de intensiteit 1,3 maal kleiner, doch het voordeel van het verdwijnen der stoten uit de intensiteit woog tegen dit nadeel op.

In fig. 4 zijn de primaire effectieve spanning en de maximale waarden van de hoogspanning, gedurende beide halve perioden bepaald met behulp van een kathodestraal-oscillograaf, uitgezet als functie van de primaire effectieve stroomsterkte. Hierbij werd de waarde van R_1 veranderd. Aan de oscillograaf werd de spanning toegevoerd, die op een weerstand van $0,25 \cdot 10^8 \Omega$, welke in serie met de $10^8 \Omega$ tussen gloeidraad en aarde geschakeld was, ontstond. Het verloop over beide halve perioden was sinusvormig.

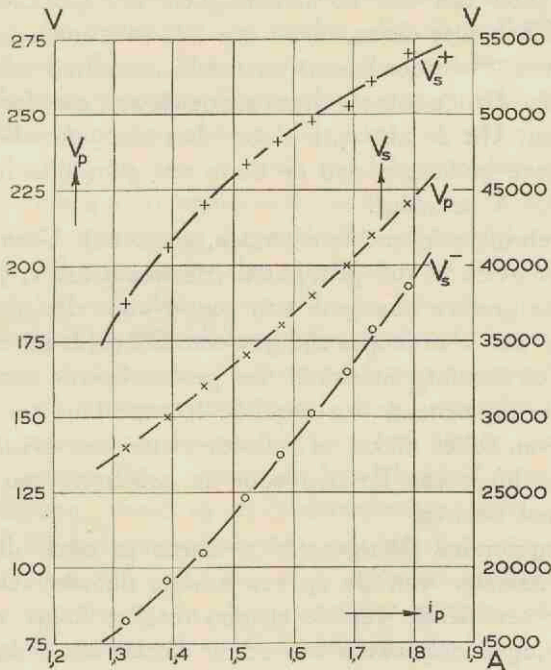


Fig. 4.

De primaire spanning op de transformator van de Röntgenbuis, V_p , en de secundaire spanningen, V_s^- en V_s^+ , gedurende resp. de belaste en de onbelaste halve periode, als functie van de primaire stroomsterkte, i_p .

b. *Golflengte en intensiteit.*

De Röntgenbuis was geconstrueerd voor structuuronderzoek met behulp van de daarvoor veelal zeer geschikte golflengte van de $K\alpha$ -lijnen van koper, $1,54 \text{ \AA}$. Een folie nikkel van 20μ dikte absorbeerde de rest van het koperspectrum en het zachte deel van het continuum, ongeveer tussen $0,7$ en $1,5 \text{ \AA}$. Het hardere deel — de kleinste golflengte, die de buis uitzond, was $0,3 \text{ \AA}$ — werd door het nikkel doorgelaten, doch de verstrooiing en de fotografische werkzaamheid hiervan zijn zoveel minder dan die bij $1,54 \text{ \AA}$, dat dit bij structuuronderzoek geen bezwaar mocht heten. Bij de door ons gebruikte en in deze paragraaf beschreven compensatie-meetmethode kon ons ook de aanwezigheid der golflengten van $0,7$ tot $1,5 \text{ \AA}$ niet deren, zodat we het folie nikkel konden verwijderen. Hierdoor neemt de totale intensiteit toe; de intensiteit der $K\alpha$ -lijnen is nu ongeveer gelijk aan die der kortere golflengten. Uit de absorptie door folies aluminium bleek, dat de effectieve golflengte van de door ons gebruikte Röntgenstralen $0,9 \text{ \AA}$ bedraagt.

Het gebruik van zachtere stralen, zoals ook Von Engel en Steenbeck²⁰⁾ die gebruikten (zie hoofdstuk I, § 3e), zou wegens de grotere absorptie van xenon voor die golflengten voor ons wel voordeliger zijn geweest. Dit geldt echter alleen, wanneer de absolute intensiteit der geabsorbeerde stralen zou toenemen; bij behoud van dezelfde Röntgenbuis zou daarom gebruik van folies nikkel of reflectie tegen een kristal onder de reflectiehoek van Bragg voor de golflengte van $1,54 \text{ \AA}$ niet gebaat hebben.

De uitgezonden Röntgenstralen waren zo sterk divergent, dat de diameter van de op een scherm fluorescerende vlek ongeveer een tiende van de afstand tot het focus was. Bij onze metingen gebruikten we echter slechts het gedeelte, dat een loden diafragma voor de ionisatiekamer, dat 30 cm van het focus verwijderd was, doorliet. De diameter van dit diafragma bedroeg 1 mm .

De Röntgenbuis zendt twee Röntgenbundels in verschillende

richtingen uit; het doel hiervan is twee verschillende structuren gelijktijdig te kunnen onderzoeken. Bij toepassing van de Röntgenstralen om de absorptie in een gasontladingsbuis te meten, kon van de aanwezigheid der beide bundels op andere wijze gebruik worden gemaakt. De te bepalen absorpties bedroegen slechts ongeveer 10%. Een schommeling van enige procenten in de geëmitteerde intensiteit zou een ongeveer 10 maal zo grote fout in het resultaat der meting, de absorptie, ten gevolge hebben. Dat zulke schommelingen optraden, is reeds in § 1a van dit hoofdstuk vermeld. Het lag daarom voor de hand er toe over te gaan in compensatie te meten en dus het verschil te bepalen tussen de intensiteit der stralen, die de ontladingsbuis doorliepen en een ongeveer daaraan gelijke intensiteit van stralen, die de ontladingsbuis niet doorliepen. Voor deze laatste stralen konden we nu een deel van de tweede door de Röntgenbuis uitgezonden bundel gebruiken. Daar de schommelingen in de intensiteit van elektrische oorsprong waren en dus in beide bundels optraden, werd nu geen vergrote fout meer veroorzaakt in de te meten absorptie.

Deze laatste opmerking is natuurlijk slechts juist, wanneer de procentuele wijzigingen der intensiteit, veroorzaakt door een elektrische verandering, voor beide bundels gelijk zijn. Nu ontmoetten deze bundels verschillende absorberende stoffen. Wel was hieraan tegemoet gekomen, door het glazen intreedenvenster van de ionisatiekamer achter de ontladingsbuis 190 μ dunner te maken dan dat van de andere kamer, maar de spectrale samenstelling van beide bundels bleef verschillend op de plaatsen, waar zij de ionisatiekamers bereikten. Zo kwam het bij een xenondruk van 4,5 mm in de ontladingsbuis voor, dat een wijziging der primaire spanning met 1% een verandering in de intensiteit, gemeten door de ionisatiekamer achter de ontladingsbuis, van 2,5% ten gevolge had, terwijl de intensiteit van de andere bundel 6,5% varieerde. Om deze moeilijkheid uit de weg te ruimen, hebben we een gedeelte van de ionisatiestroom, geleverd door de tweede kamer, vervangen door een van de primaire spanning

onafhankelijke stroom. Daar zowel de sterkte van deze constante stroom als de intensiteit van de tweede Röntgenbundel gemakkelijk te regelen waren, konden deze, voor een meting, steeds zo worden ingesteld, dat ze te zamen een stroomsterkte leverden, die ten naaste bij gelijk aan de ionisatiestroom, geleverd door de kamer achter de buis, was en dat bij wijziging der primaire spanning ook bleef.

Bij deze redenering is ondersteld, dat de intensiteiten van beide bundels lineair afhankelijk zijn van de primaire spanning; zelfs bij veranderingen dier spanning van 10⁰/₀, d.i. 3 maal zo groot als de tijdens een meting optredende schommelingen, bleek dit juist. De aldus tot stand gebrachte compensatieopstelling diende, om de invloed der intensiteitsveranderingen, aan de primaire zijde veroorzaakt — b.v. schommelingen in het stadsnet — tegen te gaan; de invloed van storingen door oorzaken aan de secundaire zijde — b.v. kleine veranderingen in de gloeistroom — was reeds beperkt door de keuze van een doelmatige waarde van de voor de primaire wikkelingen geschakelde weerstand, zoals in § 1a ter sprake gekomen is ²⁷).

De benodigde constante stroom, waarvan de sterkte van de orde van 10⁻¹³ A was, werd geleverd door een fotocel. Deze bevond zich samen met een lampje in een lichtdichte ruimte. De stroom voor het lampje werd door een accu via een schuifweerstand geleverd. Van de beide draden voor de cel was er een bij de doorvoer door het lichtdichte blik zorgvuldig met lak geïsoleerd; de lekweerstand was hier van de orde van 10¹⁷ Ω. De voor de cel benodigde spanning van 200 V werd geleverd door dezelfde bron als de spanning voor de tweede ionisatiekamer.

De Röntgenbundels liepen zoveel mogelijk door aan de binnenzijde met lood beklede gearde buizen, om storende invloeden van aan de lucht verstrooide stralen en van gevormde ionen op de meting der ionisatiestromen tegen te gaan. Wel werden er ook luchtionen gevormd door sproeiing van niet afgeschermde delen aan de zijde der gloeikathode

van de Röntgenbuis; deze bevonden zich echter zo ver mogelijk — ongeveer 1 m — verwijderd van de ionisatiekamers, de fotocel, de electrometer en hun onderlinge verbindingsdraden. Voorts waren de laatste zoveel mogelijk door gearde messing buizen en platen afgeschermd, evenals de genoemde instrumenten.

§ 2. De ontladingsbuis.

a. Voorlopige metingen aan methyljodide.

Alvorens over te gaan tot het vervaardigen van een ontladingsbuis, geschikt voor het meten van de gasdichtheid in de ontlading met behulp van de absorptie van Röntgenstralen, leek het gewenst de experimentele mogelijkheid van deze methode van dichtheidsmeting, ook bij de te verwachten geringe dichtheden, vast te stellen. Hiertoe werd een buis van hard glas vervaardigd, die later, bij welslagen der voorlopige metingen, door het aanbrengen van electroden en het vullen met een geschikt gas gemakkelijk in een ontladingsbuis zou kunnen worden veranderd.

De buis werd voorlopig gevuld met methyljodide van een druk van 29 cm, de dampdruk bij kamertemperatuur. Deze damp werd gekozen om de volgende twee redenen:

1. de absorptiecoëfficiënt voor Röntgenstralen is van methyljodide ongeveer gelijk aan die van xenon, dat voor de latere metingen in de ontlading gekozen werd;
2. de druk in de aldus gevulde buis was gemakkelijk te regelen, door om een zijbuisje een vat met water van een geschikte temperatuur aan te brengen. Door condensatie in dit zijbuisje veranderde de dampdruk in de buis tussen 14 en 29 cm bij een wijziging der temperatuur in het zijbuisje tussen 0° en 17° C, de kamertemperatuur.

De afmetingen van buis en ionisatiekamers komen, evenals de schakeling van kamers en electrometer, overeen met hetgeen dienaangaande in de §§ 2b en 3 van dit hoofdstuk

beschreven zal worden. Alleen was de intreedzijde van de ionisatiekamer achter de buis vastgesmolten om het achter-einde van de buis. Hierdoor behoeften de Röntgenstralen tussen buis en kamer slechts één venster te doorlopen. Evenals bij de in hoofdstuk I, § 4 b beschreven verstrooiingsmetingen werd de Röntgenbundel begrensd door twee loden diafragma's, op een onderlinge afstand van 5 cm, tussen de Röntgenbuis en de absorptiebuis geplaatst. De diameters dezer diafragma's bedroegen resp. 1 en 0,5 mm.

De beide vensters van de buis waren uit Röntgenglas vervaardigd; de dikte van elk bedroeg 130μ . Een voordeel van deze glazen vensters was het gemakkelijk instellen met behulp van een lampje, achter de ionisatiekamer opgesteld; het licht hiervan moest door de kamer, de buis en de loden diafragma's ter plaatse van de uittreedopening van de Röntgenbuis kunnen worden waargenomen. Omdat zij dikker waren dan de later gebruikte aluminiumfolies, absorbeerden zij echter meer nuttige Röntgenstralen; deze extra-absorptie, vergeleken met de toestand bij de voor de definitieve metingen toegepaste buis, bedroeg 40%. Door de grote veranderingen van de dichtheid in de buis — de dampdruk variëerde bij warmer worden van het zijbuisje tijdens een meting ongeveer 10 cm —, vergeleken met die in een ontlading in een gas, waarvan de druk niet meer dan enige cm bedraagt, was deze extra-absorptie voor het gestelde doel, het vaststellen van de experimentele mogelijkheid der methode, geen bezwaar. Wegens dezelfde grote veranderingen der dichtheid was het bij de voorlopige metingen niet noodzakelijk de verandering in de uitslag van de electrometer te registreren — vgl. § 3 —, doch kon worden volstaan met het bepalen van de tijd, nodig voor het doorlopen van 1 cm op een schaalverdeling, met behulp van een arrêteerhorloge. Het omgekeerde van deze tijd was evenredig met het verschil tussen de in beide kamers veroorzaakte ionisatiestromen. In fig. 5 is dit verschil, uitgedrukt in sec^{-1} , uitgezet als functie van de dampdruk. Deze laatste was als functie van de temperatuur van het

zijkuisje, welke afgelezen werd op een thermometer in het langzaam warmer wordende water, bekend ²⁸⁾).

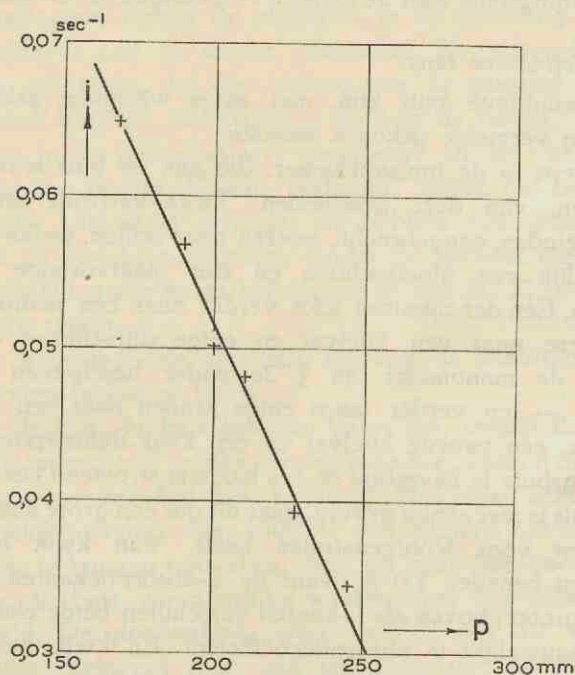


Fig. 5.

Het verschil tussen de ionisatiestromen in beide kamers, i , als functie van de dampdruk in de buis met methyljodide, p .

Daar de tijd voor het doorlopen van 1 cm ook bepaald werd voor beide kamers afzonderlijk — hij bedroeg 2,08 sec voor de enkele kamer en, bij een temperatuur van het zijbuisje van 0° C, 2,02 sec voor de andere — kan uit de helling van de rechte uit fig. 5 de relatieve absorptie van methyljodide voor de gebruikte spectrale samenstelling der Röntgenstralen bepaald worden.

Methyljodide van 10 cm druk blijkt in onze buis slechts 8,5% te absorberen. Het verband uit fig. 5 behoeft dus niet logarithmisch uitgezet te worden.

De gevonden orde van grootte komt overeen met hetgeen op grond van schattingen werd verwacht; het heeft dus zin een ontladingsbuis voor de definitieve metingen te vervaardigen.

b. *De definitieve buis.*

De definitieve buis kon, met enige wijziging, gelijk aan de boven vermelde gekozen worden.

Allereerst is de ionisatiekamer, die aan de buis was vastgesmolten, van deze gescheiden. Twee verticale zijbuizen, aan de einden aangebracht, voeren naar bollen, welke onderscheidenlijk een gloeikathode en een plaatvormige anode bevatten. Een der zijbuizen leidt verder naar een manometer; de andere naar een koelvat en enige slijpstukken — die, evenals de manometer, in § 2c nader beschreven zullen worden — en verder langs enige kranen naar een xenonreservoir, een tweede koelvat en een kwik-diffusiepomp. De ontladingsbuis is bevestigd in een bak met stromend koelwater.

De buis is met xenon gevuld, daar dit gas een grote absorptiecoëfficiënt voor Röntgenstralen heeft. Van kwik is deze coëfficiënt beneden $1,0 \text{ \AA}$, waar de L -absorptiekanten liggen, 5 maal groter; boven die L -kanten verschillen beide elementen echter nauwelijks in absorptiecoëfficiënt. En kwik heeft het nadeel, dat de gehele buis verhit moet worden.

De lengte van het absorberende deel van de positieve zuil bedraagt 12 cm. Aan weerszijden hiervan is de afstand van zijbuis tot venster 5 cm; deze afstand is niet kleiner gekozen om te bereiken, dat de uiteinden van de buis, waar de vensters bevestigd moeten worden, buiten de bak met koelwater uitsteken. De afstand van Röntgenbuis tot intreedvenster bedraagt 4 cm; op dezelfde afstand achter het uitreedvenster bevindt zich een loden diafragma met een diameter van 1 mm. Voor en achter de ontladingsbuis is dus voldoende ruimte, om bij het instellen de gang der Röntgenstralen met een fluorescentiescherm te kunnen controleren. De Röntgenstralen worden dus over een lengte van 18 cm tussen focus en diafragma niet door het gas in de ontlading geabsorbeerd.

Uit het feit, dat de met de ionisatiekamer gemeten intensiteit wegens de divergentie der Röntgenstralen omgekeerd evenredig is met het kwadraat van de totale afstand tussen focus en diafragma, terwijl de absorptie in de ontlading ongeveer evenredig is met de lengte, waarover die absorptie plaats vindt, volgt nu, dat het bedrag van de gemeten absorptie zo groot mogelijk zou worden, als ook de lengte, waarover het gas in de ontlading wel absorbeert, 18 cm was. Doordat die lengte slechts 12 cm bedraagt, wordt het bedrag der absorptie 1,04 maal zo klein; we hebben aan deze kleinere lengte de voorkeur gegeven, omdat de invloed van een fout in de instelling van de ontladingsbuis hierbij $28 : 22 = 1,27$ maal zo klein wordt.

De diameter van de buis en van de zijbuizen naar de elektroden bedraagt 1 cm.

De druk in de buis bedroeg enige cm, terwijl de buis op enige honderden V gelijkspanning brandde, waarbij de stroomsterkte ongeveer 100 mA bedroeg. Het was echter nodig een gelijkspanning van 1500 V aan de buis toe te voeren, om deze te kunnen ontsteken. Aan de zijde der anode waren achter de buis veranderlijke weerstanden van 85000 Ω geschakeld. De gloeikathode werd gevoed met 10 V wisselspanning, geleverd door een transformator; de gloeistroom bedroeg 6 A. Om doorslag van de transformator te vermijden, werd de kathode geaard. De buis moest na het ontsteken steeds een half uur inbranden, voordat de spanning constant werd.

De vensters zijn niet meer uit glas, doch uit aluminium vervaardigd. De absorptiecoëfficiënten van beide materialen verschillen weinig. Het bleek nu mogelijk vensters van 35 μ dikte aan te brengen — de dikte der glazen vensters, die we bij de voorlopige metingen aan methylijodide in § 2a beschreven hebben, was 130 μ —; deze absorberen elk 12% van de intensiteit der Röntgenstralen.

Het had geen zin, om van nog dunnere folies gebruik te maken, want deze zouden dan — evenals bij Knoll en Von

Borries²⁹⁾, die 7μ dikke vensters voor electronen gebruikten — door een fijn dradennet ondersteund moeten worden, om te sterke doorbuiging te voorkomen, waardoor bij hen $64 \frac{0}{0}$ van de intensiteit verloren ging.

Om de vensters te kunnen bevestigen, wordt eerst een messing cylinder om het uiteinde van de ontladingsbuis geschoven en met piceïne luchtdicht bevestigd. De hoogte van deze cylinder is 1,6 cm. Hij heeft een bodem, waarin een spleet van $2 \times 10 \text{ mm}^2$ is aangebracht; deze spleet staat horizontaal. Tegen deze bodem wordt nu het aluminiumfolie aangebracht; omdat dit groter is dan de bodem van de cylinder, behoeven we daarbij slechts aan de buitenzijde van de cylinder piceïne aan te brengen, zodat de spleet open blijft. De hoogte van de cylinder is voldoende om te voorkomen, dat bij het bevestigen van het aluminium de piceïne, waarmede aan het andere uiteinde de cylinder aan de ontladingsbuis was bevestigd, gaat vloeien. Bij het ontgassen gebeurde het wel eens, dat de ontlading, in plaats van naar de anode, rechtuit naar het uitreedvenster ging; om te voorkomen, dat de cylinder aldaar zo warm zou worden, dat de piceïne zou gaan vloeien, werd deze met een ventilator gekoeld.

c. Hulptoestellen.

De volgende hulpapparaten worden gebruikt:

1. *een manometer.* Een zijbuisje van de ontladingsbuis gaat over in een gesloten kwikmanometer, waarop de druk in de buis steeds afgelezen wordt. Op het kwik in het open been is een laag olie met lage dampdruk aangebracht. Hierdoor wordt voorkomen, dat het xenon in de buis verontreinigd wordt door kwikdamp uit de manometer. De afgelezen druk moet, in verband met het gewicht van de olie, steeds met een bedrag van ongeveer 1 mm gecorrigeerd worden; dit bedrag kan worden bepaald, wanneer de buis luchtledig is gepompt.

2. *een koelvat.* Een zijbuis boven de kathode gaat over in een koelvat. Met behulp van vloeibare lucht kunnen we hier

al het xenon uit de buis laten stollen; daar de ontsteekspanning bij afnemende druk daalt, kan hierdoor de buis gemakkelijk ontstoken worden. En bij gebruik van vast koolzuur en aceton stollen verontreinigingen als water en kwik, die nog in de ontladingsbuis aanwezig kunnen zijn; bij al onze metingen aan xenonontladingen is daarvan profijt getrokken.

3. *contactplaatsen aan de vensters*. Het is van belang om, bij alle gebruikte waarden van de gasdruk en van de stroomsterkte, niet alleen de totale spanning op de ontladingsbuis, doch ook de gradiënt in de positieve zuil te leren kennen.

De vensters en de cylinders, waarop ze bevestigd zijn, kunnen voor deze meting gebruikt worden. Zij zijn electricisch volkomen geïsoleerd en nemen derhalve de potentiaal aan van het meest nabijgelegen punt van de ontlading, t.w. waar deze in de zijbuizen naar de electroden afbuigt. Het potentiaalverschil tussen de vensters kan statisch gemeten worden; dit verschil geeft de spanning tussen twee punten van de positieve zuil op een afstand van 12 cm, en is dus 12 maal de gradiënt. Deze gradiënt bedraagt enige V/cm. De meting verstoort de ontlading niet, omdat de vensters, die als sonden dienst doen, 5 cm buiten de baan van de ontlading gelegen zijn, terwijl er, dank zij de statische meetmethode, geen stroom tussen de vensters gaat lopen. Als statisch meetinstrument gebruiken we de electrometer, die in § 3 beschreven zal worden; deze behoeft niet op de grootste gevoeligheid gebruikt te worden, zodat een meting snel verloopt.

Het is gemakkelijker, om niet rechtstreeks de spanning tussen beide vensters te meten, doch achtereenvolgens de spanning tussen elk der vensters en aarde. Hierbij wordt tussen het venster en de electrometer een veranderlijk gedeelte van een anodebatterij geschakeld, om te bereiken, dat slechts spanningen, kleiner dan 1,5 V, met de electrometer behoeven te worden bepaald.

4. *een slede*. De bak met koelwater is bevestigd op een houten slede. Hierdoor kan de bak en daarmee de gehele ontladingsbuis loodrecht op de richting van de Röntgenbundel

verschoven worden. Zodoende zijn we in staat de radiale verdeling van de temperatuur in de positieve zuil te meten. Om niet gedwongen te zijn, ook de diffusiepomp en het xenon-reservoir op de slede te monteren, zijn in twee verticale gedeelten van de glazen buis daarheen, die in een loodvlak op de schuifrichting van de slede liggen, draaibare, met apiëzon afgedichte slijpstukken aangebracht. Doordat de slede slechts over een afstand van 1 cm — de diameter van de ontladingsbuis — verschoven behoeft te worden, is een afstand van 18 cm tussen de verticale slijpstukken voldoende. Hierdoor is het tevens mogelijk, de ontladingsbuis met slede en al uit de Röntgenbundel te verwijderen, zonder lucht binnen te laten.

§ 3. De ionisatiekamers en de electrometer.

De Röntgenstralen, die de ontladingsbuis en het loden diafragma erachter doorlopen hebben, treden 2 cm achter dat diafragma door een venster in de ionisatiekamer. Dit venster bestaat uit 80μ dik Röntgenglas. De glazen ionisatiekamer is cilindervormig; diameter en lengte bedragen resp. 5 en 18 cm. De kamer is gevuld met 29 cm methylijodide. Deze damp is gekozen om de volgende twee redenen:

1. voor de vorming van een ionenpaar in methylijodide behoeft slechts ongeveer 21 eV geabsorbeerd te worden ²⁰⁾; voor lucht is dit bedrag ongeveer 30 eV ²⁶⁾;
2. de hoeveelheid in de ionisatiekamer geabsorbeerde energie is bij gebruik van methylijodide groot in verband met het hoge atoomnummer van jodium.

Op een afstand van 6 cm achter het intreedvenster komen de Röntgenstralen tussen twee plaatvormige ijzeren elektroden. Deze staan op een afstand van 2 cm tegenover elkaar; hun afmetingen zijn $1,5 \times 4$ cm². Zij zijn bevestigd aan de toevoerdraden, die door het glas naar buiten leiden. De kamer is door geaard messing omgeven.

De andere, ter compensatie dienende ionisatiekamer is gelijk van constructie; alleen is de dikte van het intreed-

venster hier 270μ , zoals reeds in § 1b bij de behandeling van de spectrale samenstelling van beide Röntgenbundels ter sprake is gekomen.

Van beide kamers wordt één electrode met behulp van een anodebatterij op een constante potentiaal gebracht; deze bedraagt $+ 200 \text{ V}$ bij de kamer achter de ontladingsbuis en $- 200 \text{ V}$ bij de compensatie-kamer. De andere electroden van beide kamers zijn met elkaar verbonden; hun potentiaal bedraagt steeds ongeveer 0 V ; deze potentiaal kan met een electrometer nauwkeurig worden bepaald en de verandering erin is een maat voor het verschil tussen de in beide kamers optredende ionisatiestromen. Hoewel de sterkte van de ionisatiestroom niet merkbaar afhankelijk is van de waarde van de potentiaal der met de anodebatterij verbonden electrode, moet deze potentiaal toch constant zijn, omdat schommelingen erin ook schommelingen in de potentiaal der met de electrometer verbonden electrode ten gevolge hebben.

Door water van een temperatuur tussen 0° en 17° C om een zijbuisje van de ionisatiekamer aan te brengen, kan de druk van het methyljodide in de kamer gevarieerd worden, zoals dat ook bij de in § 2a beschreven voorlopige buis het geval was. Het bleek, dat de ionisatiestroom evenredig met deze druk veranderde.

De ionisatiestroom in een kamer bedroeg gewoonlijk ongeveer $4 \cdot 10^{-12} \text{ A}$; het verschil tussen de stromen in beide kamers ongeveer $2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$.

De verbindingsdraden met de electrometer zijn door gearde messing buizen afgeschermd en daarin met behulp van doorboorde schijfjes barnsteen opgehangen. Hun capaciteit is ongeveer 100 cm ; de capaciteit van de electrometer is in vergelijking hiermede te verwaarlozen. Uit de genoemde waarden van de capaciteit en van het verschil tussen beide ionisatiestromen volgt, dat de met de electrometer te bepalen verandering in potentiaal ongeveer $0,1 \text{ V/min}$ bedroeg.

De electrometer is van een door dr. J. M. W. Milatz voor het meten van ladingen ontworpen type, dat in het

Utrechtse laboratorium voor verschillende doeleinden wordt gebruikt. Een aan een 2×5 cm lange draad opgehangen aluminium vleugel is op een afstand van ongeveer 0,4 cm tegenover twee cirkelvormige messing platen aangebracht. De diameter dezer electrometerplaten bedraagt 2 cm; de afstand tussen hun middelpunten 4 cm. De ophangdraad is een bandje uit phosphorbrons met een doorsnede van $70 \times 5 \mu^2$; voor dit materiaal is het product van richtkracht en lengte bij deze afmetingen 0,8 dyne cm^2/rad . Van boven is de draad bevestigd aan een torsiëknop, van onderen aan een veer.

Het geheel bevindt zich in een messing huis. In dit huis zijn twee isolatoren uit barnsteen aangebracht, waar doorheen de messing toevoerstaafjes naar de electrometerplaten zijn geschroefd. Rondom dit barnsteen zijn messing schutringen aangebracht, die op een constante potentiaal, ongeveer gelijk aan die der electrometerplaten, worden gebracht.

Op de vleugel is een spiegeltje bevestigd; een lichtbundel wordt hierdoor teruggekaatst.

Het instrument staat op drie stelschroeven.

Ons doel was het meten van de verandering in de potentiaal der met elkaar verbonden electroden van de ionisatiekamers. Deze potentiaal, x , bleef binnen het gebied tussen $\pm 0,5$ V. De electroden waren verbonden met één der electrometerplaten; de andere was, evenals de schutringen, geaard. De vleugel, de ophangdraad en het messing huis werden met behulp van een anodebatterij op een constante potentiaal, V , gebracht.

Bij toenemende V stijgen de insteltijd en de spanningsgevoeligheid van het instrument; die gevoeligheid is de verandering in de afbuiging van de gereflecteerde lichtbundel, uitgedrukt in rad, die door een toename van x van 0 tot 1 V wordt teweeggebracht. De ladinggevoeligheid is hiermee evenredig, omdat de totale capaciteit van de electrometer en de verbindingsdraden met de ionisatiekamers nauwelijks verandert. Wanneer V ten slotte een waarde V_0 bereikt, die bepaald wordt door

$$4 \cdot \left(\frac{V_0}{300} \right)^2 = \frac{\beta}{\alpha z^2} d^3,$$

wordt de electrometer labiel, d.w.z. dat bij elke uitwendige stoornis de vleugel tegen een electrometerplaat stuit, terwijl de potentiaal $x=0$. In bovenstaande formule is:

$\alpha = 1/8\pi$ maal de oppervlakte van elk der electrometerplaten;

$\beta =$ de richtkracht van de ophangdraad;

$d =$ de afstand van de electrometerplaten tot de vleugel, als $x=0$;

$z =$ de halve afstand tussen de middelpunten der electrometerplaten.

V_0 bedroeg bij ons ongeveer 45 V; wij plachten de electrometer te gebruiken bij een waarde van V , die ongeveer 3 V lager was. De insteltijd bedroeg dan enige sec en de gevoeligheid ongeveer 0,02 rad/V. De uitslag van de electrometer was bij de gebruikte waarden van x een lineaire functie van x .

Het zwaartepunt van vleugel en spiegeltje ligt niet precies in de ophangdraad. De invloed hiervan is slechts die van een enigszins gewijzigde waarde van de richtkracht. Om te bereiken, dat bij $x=0$ de afstanden van beide electrometerplaten tot de vleugel gelijk zijn, is het voldoende, om de drie stelschroeven — en eventueel de torsieknop — zo in te stellen, dat de uitslag van de electrometer, terwijl beide electrometerplaten geaard zijn, onafhankelijk van de waarde van V is. Een eenvoudige berekening leert namelijk, dat, wanneer er bij $V=0$ en $x=0$ een verschil tussen de afstanden van beide electrometerplaten tot de vleugel bestaat, dit verschil ongeveer even sterk bij toenemende V zal stijgen, als de gevoeligheid van de electrometer. In de practijk is het voldoende, wanneer één stelschroef opnieuw wordt ingesteld, zodra het blijkt, dat de uitslag voor $x=0$ bij de gebruikte waarde van V veranderd is. Bij zulk een opnieuw instellen verandert de gevoeligheid van de electrometer niet.

Door de electrometer in een glazen huis te monteren,

werden de schommelingen in de uitslag, die het gevolg van luchtstromingen zijn, beperkt tot een bedrag, dat overeenkomt met de uitslag voor $x = 0,01$ V. En stoten in de uitslag, die veroorzaakt werden door dreuningen van het laboratorium, verdwenen, toen het instrument geplaatst werd op een zware stenen plaat, die op een opgepompte binnenband van een rijwiel rustte.

De uitslag van de electrometer werd geregistreerd; de afstand van het spiegeltje tot de registreertrommel bedroeg 215 cm.

We zullen in hoofdstuk III, § 5 zien, dat de nauwkeurigheid onzer metingen in hoofdzaak begrensd wordt door de schommelingen in de intensiteit van de Röntgenbuis; het bedrag van de spreiding in de te meten hellingen, die hiervan het gevolg is, komt overeen met de helling, veroorzaakt door een verandering van 0,05 V/min in de potentiaal x . Wij registreerden de te meten hellingen gedurende ongeveer 1 min; omdat voor een verandering in x van 0,05 V de uitslag van de lijn op het registrogram ongeveer 0,2 cm bedroeg, had het geen zin de gevoeligheid met behulp van een relais te vergroten.

De registreertrommel wentelde met een snelheid van ongeveer 1 cm/min.

HOOFDSTUK III.

HET METEN.

In dit hoofdstuk zullen we het gebruik van de beschreven toestellen behandelen.

§ 1. Instellen.

De ontladingsbuis met slede wordt met behulp van de in het vorige hoofdstuk, § 2c, 4. besproken slijpstukken ter zijde geplaatst. Vervolgens wordt met een fluorescentiescherm gecontroleerd, of de door het loden diafragma voor de ionisatiekamer doorgelaten Röntgenbundel op het intreedvenster terecht komt. Omgekeerd kunnen wij verifiëren, of een lichtbundel, afkomstig van een lampje, dat achter de ionisatiekamer geplaatst is, door de glazen achterwand van die kamer, het glazen intreedvenster en het loden diafragma, het uittreedvenster van de Röntgenbuis treft. Vervolgens wordt de ontladingsbuis, die nog niet voorzien is van de aluminium vensters, met de slede ongeveer op de juiste plaats gebracht en daarna weer de contrôles uitgevoerd. Ten einde ervoor te kunnen zorgen, dat de bundels ongeveer de as van de buis doorlopen, is het vaste gedeelte van de slede, die op drie stelschroeven staat, draaibaar om een verticale as.

Hierna kunnen de messing cylinders op de in hoofdstuk II, § 2b beschreven wijze aangebracht worden; met behulp van bovengenoemde contrôles kan, door tevens de slede te verschuiven, nagegaan worden, of de spleten in de bodem der cylinders juist staan. De slede moet over een voldoende afstand verschuifbaar zijn, zonder dat daarbij de bundels de

zijranden der spleten raken; wanneer dit nog niet het geval is, moet de slede nog iets om de verticale as draaien. Op deze wijze blijkt tevens, bij welke stand van de slede de bundels de as van de buis doorlopen.

Vervolgens kunnen de aluminium vensters aangebracht worden. De fluorescentie bij het loden diafragma wordt nu te zwak, zodat de definitieve instelling moet geschieden, door met behulp van de electrometer de ionisatiestroom, die de Röntgenstralen in de ionisatiekamer opwekken, waar te nemen.

Het blijkt mogelijk zo in te stellen, dat bij verschuiven der slede over een afstand van 8 mm de schommeling in de doorgelaten intensiteit niet meer dan $\pm 10\%$ bedraagt. De oorzaken van deze schommeling zijn:

1. de doorsnede van het werkzame deel van de Röntgenbundel bedraagt bij het loden diafragma, dus nabij het achtervenster van de buis, 1 mm;
2. de vensters staan hol ten gevolge van de atmosferische druk;
3. door onvolmaakt instellen raakt de Röntgenbundel de randen der spleten in de bodem der messing cylinders eerder dan in het ideale geval noodzakelijk ware;
4. de dikte der aluminium vensters is niet volmaakt homogeen.

§ 2. Ontgassen.

Nadat de vensters aangebracht waren, werd de ontladingsbuis luchtledig gepompt. Hierbij was rondom het koelvat nabij de diffusiepomp vloeibare lucht aangebracht. Met behulp van een tussen koelvat en pomp aanwezige kenometer kon het bereikte vacuum worden gecontroleerd. Dit pompen werd voortgezet, terwijl door de gloeidraad een stroom ging, 0,5 A groter dan die, welke later bij de metingen gebruikt zou worden.

Vervolgens werd enige mm xenon in de buis gelaten, zodat deze ontstoken kon worden. We lieten de ontlading enige tijd aan staan, ervoor zorg dragend, dat stroomsterkte en warmteproductie groter waren, dan later bij de metingen het

geval zou zijn. De buis werd dan weer ledig gepompt, totdat de ontlading uit ging. Dit proces werd enige malen herhaald, waarna zoveel xenon werd binnen gelaten, dat de gewenste druk, gewoonlijk enige cm, werd bereikt.

Het ontgassen diende om een reproduceerbare karakteristiek van de ontlading te verkrijgen. Daar de aanwezige verontreinigingen, die niet in het bij elke meting door vast koolzuur en aceton omgeven koelvat stolden, een veel lager atoomnummer hadden dan xenon, hadden zij geen invloed op de absorptie der Röntgenstralen. Door de aanwezigheid van piceïne voor de bevestiging der vensters en van de bak met koelwater was het onmogelijk de gehele ontladingsbuis tijdens het ontgassen anders dan door een ontlading te verwarmen.

§ 3. Registreren en uitwerken.

Wanneer de ontladingsbuis met de gewenste hoeveelheid xenon was gevuld, kon er met behulp van het loden scherm in de compenserende Röntgenbundel voor worden gezorgd, dat de in beide ionisatiekamers opgewekte stroomsterkten ongeveer gelijk waren.

Door de primaire spanning te variëren, kon worden nagegaan, of compensatie aanwezig bleef, m.a.w. of gebruik van de fotocel noodzakelijk was. Dit was met name bij lage waarden van de druk in de ontladingsbuis het geval; bij hogere waarden werd het verschil in spectrale samenstelling tussen beide Röntgenbundels kleiner. We zullen in dit hoofdstuk de eventuele aanwezigheid van een door de cel geleverde constante stroom niet steeds weer vermelden, omdat het voor de nu volgende beschouwingen van generlei belang is, of die stroom in de cel of in de ionisatiekamer opgewekt is.

Vervolgens kon een meetserie beginnen. Deze bestond uit drie gedeelten, n.l.:

- a. de dichtheidsijking;
- b. metingen als functie van de stroomsterkte;
- c. metingen als functie van de straal.

We zullen deze achtereenvolgens behandelen en daarna nog bespreken, hoe elk registrogram van tijdmerken werd voorzien.

a. *De dichtheidsijking.*

Het doel van de dichtheidsijking is, om de functie te bepalen, die het verband aangeeft tussen de helling van de lijn op het registrogram — deze komt overeen met het verschil tussen de in beide ionisatiekamers opgewekte stromen — en de dichtheid van het xenon, dat de Röntgenstralen in de ontladingsbuis passeren. Hierbij, doorliep de Röntgenbundel de as van de ontladingsbuis, terwijl de ontlading uitgeschakeld was.

De helling op het registrogram moet worden verminderd met een eventueel aanwezige helling van de lijn, die op het registrogram zou zijn ontstaan, indien er geen ionisatiestroom geweest ware. Het verschil tussen beide hellingen kan rechtstreeks op het registrogram worden gemeten, zoals we in § 3d zullen zien.

De dichtheid, N , van het xenon kan met behulp van de betrekking (1) uit hoofdstuk I, § 3 worden berekend, omdat de temperatuur, T , van het gas in de buis die van het koelwater was en dus op een thermometer kon worden afgelezen, terwijl de druk, p , op de in hoofdstuk II, § 2 c, 1. besproken manometer afgelezen werd. T bedroeg gewoonlijk 283° K.

Om twee punten van de verlangde functie te leren kennen, registreerden we de helling steeds enige malen, zowel zonder als met vloeibare lucht rondom het in hoofdstuk II, § 2c, 2. besproken koelvat; p bedroeg hierbij resp. enige en nul cm. Het stollen en het verdampen van het xenon verliep te snel, om ook bij tussengelegen waarden van p de helling nauwkeurig te kunnen registreren en de daarbij behorende druk te kunnen aflezen. Wel zouden zulke waarden van p bereikt kunnen worden, door de kraan naar de pomp te openen; het bleek echter, dat hierdoor de instelling van de ontladingsbuis veelal bedorven werd.

Dank zij de volgende beschouwing is het toch mogelijk, om het gedrag van de verlangde functie te leren kennen. De bij een meetserie optredende hellingen lopen zo weinig uiteen, dat in het daarbij benodigde gebied de verlangde functie niet merkbaar van een rechte lijn afwijkt. Het verschil tussen de uiterste waarden van p in dit gebied bedraagt slechts enige mm. Een punt van dit rechtlijnige gedeelte is steeds bekend, n.l. het punt, dat bepaald wordt door helling en dichtheid zonder dat vloeibare lucht om het koelvat is aangebracht; we moeten dus nog alleen de helling van de rechte leren kennen. Hiertoe maken we gebruik van de bij elke meetserie geregistreerde hellingen, die door beide ionisatiekamers afzonderlijk worden veroorzaakt. Deze verschaffen ons het bedrag, dat bij de beide hellingen, die bij twee gemeten punten der verlangde functie behoren, moet worden opgeteld, om te verkrijgen, dat hun verhouding de niet door het xenon geabsorbeerde fractie van de intensiteit der Röntgenstralen aangeeft. Voor de verschillende meetseries is de logaritmische van de zo juist genoemde fractie dus bekend, evenals de druk, of de daarmee evenredige dichtheid van het xenon, aanwezig als er geen vloeibare lucht is aangebracht; de punten,

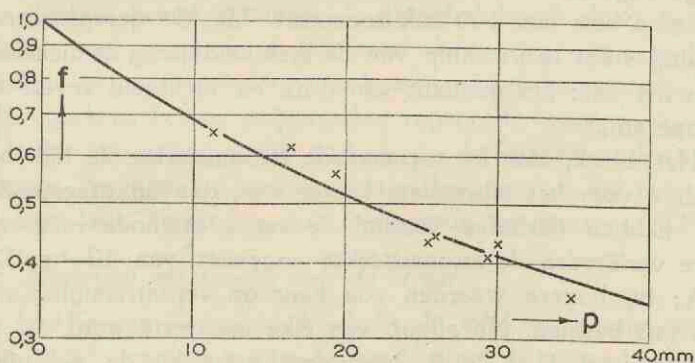


Fig. 6.

De relatieve doorlating van Röntgenstralen, f , door xenon in een 22 cm lange buis, als functie van de druk, p .

die het verband hiertussen aangeven, zijn in fig. 6 in een grafische voorstelling verenigd. Het blijkt, dat zij op een kromme lijn liggen. Wanneer de Röntgenbundel monochromatisch zou zijn, zou deze lijn recht moeten zijn. Uit deze lijn kan nu voor elke meetreeks tussen de uiterste daarbij voorkomende waarden der dichtheid de verlangde functie worden bepaald; zoals reeds opgemerkt is, wijkt deze daartussen niet merkbaar van een rechte lijn af.

Het feit, dat de punten in fig. 6 op een kromme liggen, rechtvaardigt de bij de zo juist gegeven beschouwing stilzwijgend gemaakte onderstellingen aangaande de lineariteit van de werking van ionisatiekamers en electrometer.

b. Metingen als functie van de stroomsterkte.

Om bij ongeveer gelijk blijvende druk de temperatuur in de as van de positieve zuil als functie van de stroomsterkte te meten, werd bij een aantal waarden van de stroomsterkte telkens enige malen de daarbij behorende helling op het registrogram bepaald — evenals in § 3a verminderd met de helling, die zonder ionisatiestroom eventueel zou zijn ontstaan — en tevens de druk op de manometer afgelezen. Deze laatste stijgt ongeveer 1 mm, wanneer de stroomsterkte in onze afgesloten buis met 100 mA toeneemt. Uit de geregistreerde helling volgt met behulp van de dichtheidsijking de dichtheid van het gas; het quotiënt van druk en dichtheid levert de temperatuur.

Het bleek, dat bij toenemende stroomsterkte de tijd, benodigd voor het inbranden, korter was, dan bij afnemende; we hebben derhalve meestal de eerste methode verkozen. We variëerden de stroomsterkte ongeveer van 12 tot 120 mA; bij hogere waarden zou kans op verontreiniging van het gas bestaan. Na afloop van elke meetserie werd op de in hoofdstuk II, § 2c, 3. besproken wijze bij de gebruikte waarden van de stroomsterkte de gradiënt bepaald. Het product van beide grootheden levert de energieproductie per eenheid van lengte in de positieve zuil.

In § 3a is beschreven, hoe de dichtheidsijking bepaald kan worden uit registraties bij twee waarden van de druk. De tijd, nodig voor die registraties bedroeg totaal ongeveer 40 min; dit gold ook voor de metingen als functie van de stroomsterkte. Om tijdverlies voor het inbranden te voorkomen, werd tussen deze beide veelal een meting als functie van de straal gedaan; hierdoor verliep dan tussen de meting als functie van de stroomsterkte en de dichtheidsijking ongeveer $1\frac{1}{2}$ uur. We hebben in § 3a gezien, dat het van de dichtheidsijking gebruikte deel een rechte lijn is; de helling daarvan kon met groote nauwkeurigheid met behulp van fig. 6 worden bepaald. De rechte moest getrokken worden door een punt, bepaald door een bekende helling op het registrogram en een bekende druk. Het bleek verstandiger, om, in verband met de mogelijkheid van geringe veranderingen van mechanische aard gedurende het tijdsverloop tussen meting en ijking, hiervoor niet de helling en de druk, die bij de dichtheidsijking, zonder dat vloeibare lucht was aangebracht, optraden, te nemen, doch de helling en de druk, die we vinden, door de voor deze grootheden als functie van de stroomsterkte bepaalde krommen naar de stroomsterkte nul te extrapoleren. Deze waarde van de druk komt overeen met de druk, die in de buis heerst, wanneer de gloeidraad wel, doch de ontlading niet ontstoken is. Om lange wachttijden voor inbranden tijdens het registreren te voorkomen, moet aan extrapolatie de voorkeur boven rechtstreekse registratie worden gegeven. Omdat het gedeelte van de buis, dat de Röntgenstralen doorliepen, omgeven is met koelwater, bedraagt de bij het door extrapolatie verkregen punt behorende temperatuur 283° K.

c. Metingen als functie van de straal.

Om in een ontlading, bij bekende druk en stroomsterkte, de radiale verdeling van de temperatuur te meten, werd bij verschillende standen van de in hoofdstuk II, § 2c, 4. beschreven slede de helling op het registrogram bepaald — wederom verminderd met de helling, die zonder ionisatie-

stroom eventueel zou zijn ontstaan. Hieruit volgt weer met behulp van de dichtheidsijking de dichtheid, dus de temperatuur van het gas.

De afstand tussen de gebruikte standen van de slede bedroeg 0,5 mm; om een systematische invloed van een eventuele mechanische stoornis tijdens de registraties te ontgaan, werden zij in een willekeurige volgorde afgewerkt. Wel werd steeds na ongeveer vier standen naar de as van de buis teruggekeerd, om voor een eventuele verandering van de helling in die stand te kunnen corrigeren. In een grafische voorstelling werden de aldus gevonden hellingen als functie van de stand der slede aangegeven; door deze punten werd een kromme getrokken.

Om dezelfde redenen als in § 3b bij de metingen als functie van de stroomsterkte, treedt ook nu de moeilijkheid op, dat we van het benodigde rechtlijnige gedeelte van de dichtheidsijking wel, met behulp van fig. 6, nauwkeurig de helling kennen, doch niet een punt, waardoor de rechte getrokken worden moet. We hebben nu gebruik gemaakt van het feit, dat uit de metingen als functie van de stroomsterkte de temperatuur in de as van de ontlading al bekend is. Uit deze temperatuur en de bekende druk volgt de dichtheid aldaar en deze levert, te zamen met de op het registrogram voor de as van de buis gevonden helling, een punt, waardoor de rechte getrokken worden kan.

Zoals we in § 1 reeds gezien hebben, zijn, ook als de ontlading uitgeschakeld is, de hellingen op het registrogram, wanneer de slede verschoven wordt, niet constant. Deze hellingen zijn daarom bij elke meting als functie van de straal mede geregistreerd. Door ze te vermeerderen met het bedrag, dat we vinden uit de registratie der hellingen, veroorzaakt door beide ionisatiekamers afzonderlijk — van hetzelfde bedrag maakten we in § 3a gebruik om tot de juiste gedaante van de dichtheidsijking te komen —, kunnen we voor elke stand der slede de verhouding vinden tussen de doorlating voor Röntgenstralen in deze stand en die in de

centrale stand. Door nu de hellingen, gevonden bij ontstoken ontlading, eerst eveneens met hetzelfde bedrag te vermeerderen, vervolgens door de gevonden verhouding te delen en ten slotte weer met hetzelfde bedrag te verminderen, is de invloed van de in § 1 genoemde geometrische oorzaken, waaraan het verloop van de helling bij verschuiven der slede te wijten is, in rekening gebracht; we behoeven daarna slechts op de in het begin van deze paragraaf geschetste wijze met de in de centrale stand bepaalde dichtheidsijking verder te werken.

d. *Tijdmerken.*

Zoals reeds in § 3 a, b en c ter sprake is gekomen, moeten we steeds het verschil meten tussen de helling van de geregistreerde lijn en de helling van de lijn, die zonder ionisatiestroom eventueel zou zijn ontstaan; deze laatste nullijn is bekend, doordat voor en na elke registratie beide electrometerplaten geaard werden en we de daarbij geregistreerde nullijnen kunnen verbinden. Om dit verschil gemakkelijk te kunnen meten, is op enige afstand van de spleet van de trommel een lampje geplaatst, dat met regelmatige tussenpozen van 24 sec opflikkerde. Hierdoor ontstaan op onderlinge afstanden van 3,5 mm evenwijdige rechte lijnen dwars over het registrogram. Op twee zulke lijnen, 10,5 mm uiteen gelegen, wordt nu de afstand tussen de snijpunten van de geregistreerde lijn en van de op het registrogram getrokken nullijn met de dwarslijn gemeten; het verschil tussen deze afstanden is evenredig met het te bepalen verschil tussen beide hellingen. We drukken dit verschil uit in hellingseenheden (h.e.) en noemen het 1 h.e., wanneer de afstanden op beide dwarslijnen 1 cm verschillen.

Om te verkrijgen dat het lampje regelmatig flikkerde, is gebruik gemaakt van een neonlamp en van een condensator van 4 μ F. Deze werd door een anodebatterij van 200 V over een weerstand van 5 M Ω opgeladen; telkens wanneer de spanning op de condensator 120 V was geworden, kon hij zich over de neonlamp en een daarachter geschakeld relais

ontladen. Het relais sloot hierbij even de stroomkring, waarin het flikkerende lampje was opgenomen. De schommeling in de tijd tussen twee opeenvolgende flikkeringen bedroeg 2,5 %; de hierdoor veroorzaakte onnauwkeurigheid in de gemeten hellingen heeft geen invloed op de resultaten der metingen.

§ 4. Corrigeren voor de uiteinden.

Bij de bepaling der temperatuur in de ontladingsbuis volgens de methode, die in § 3 b en c is aangegeven, is nog verzuimd om rekening te houden met het feit, dat de ontlading slechts tussen beide zijbuizen aanwezig is, terwijl bij de dichtheidsjiking de druk in de gehele buis gevarieerd wordt.

De beide uiteinden tussen zijbuis en venster zijn grotendeels door het koelwater omgeven, zodat de temperatuur van de wand daar 283° K bedraagt. Om nu een indruk over het verloop van de temperatuur in deze uiteinden te krijgen, is allereerst de temperatuur, θ , berekend in een holle cylinder met een straal van 0,5 cm en een hoogte van 5 cm, wanneer gegeven is, dat de temperatuur van mantel en grondvlak nul is, terwijl die van het bovenvlak

$$\theta = 1 - 4r^2$$

bedraagt, waarin r de straal voorstelt. Dit parabolische verloop van de temperatuur in het bovenvlak wordt gerechtvaardigd door de resultaten onzer metingen van de temperatuur in de ontlading als functie van de straal. De berekening van θ geschiedt met behulp van Besselse functies³⁰⁾. Het resultaat is, dat de daling der temperatuur tot het bedrag $\theta = 0,1$ van het centrum van het bovenvlak uit langs de as van de cylinder enige malen sneller verloopt dan langs de straal. Hieruit volgt, dat het verloop van de temperatuur van het gas, dat de Röntgenbundel doorloopt, in de voornaamste plaats bepaald wordt door radiale structuur van de ontlading ter plaatse van de zijbuizen. Deze structuur is uit de resultaten van onze, nog niet definitief gecorrigeerde,

metingen in voldoende mate bekend, om te kunnen vaststellen, dat juiste resultaten te verwachten zijn, wanneer we onderstellen, dat het gas over een lengte van 12,35 cm de in de ontlading heersende temperatuur heeft, en dat de temperatuur over de overblijvende lengte van 9,65 cm 283° K bedraagt. De onzekerheid in deze lengten is $\pm 0,15$ cm. Bij de in § 3 b en c aangegeven methode, om de temperatuur in de ontlading te bepalen, hebben we voor deze lengten ten onrechte waarden van resp. 22 en 0 cm genomen. Om van de aldus bepaalde waarden der temperatuur, T' , over te gaan op de juiste, T , hebben we steeds gebruik gemaakt van de betrekking:

$$\frac{22}{T'} = \frac{12,35}{T} + \frac{9,65}{283}.$$

§ 5. Nauwkeurigheid en bruikbaarheid der methode.

Door enige malen achtereen de gebruikelijke hoeveelheid Röntgenstralen op beide ionisatiekamers te laten vallen en het verschil tussen de opgewekte ionisatiestromen te registreren, bleek, dat de gemiddelde afwijking der aldus geregistreeerde hellingen van hun gemiddelde 0,25 h.e. bedroeg. Dit bedrag klopt met de in hoofdstuk II, § 1a vermelde schommelingen van 3% in de intensiteit der Röntgenstralen. Wanneer we de ionisatiekamers niet met de Röntgenbuis, doch met een radioactief thorium-preparaat bestraalden, bedroeg de gemiddelde afwijking in overigens gelijke omstandigheden slechts 0,08 h.e. Bij onze metingen is de onnauwkeurigheid in de geregistreeerde hellingen dus niet aan de ionisatiekamers en de electrometer, doch aan de Röntgenbuis te wijten.

Bij de in § 3b beschreven metingen als functie van de stroomsterkte werd de kromme, die het verband tussen de geregistreeerde helling en de stroomsterkte aangaf, door ongeveer 17 gemeten punten getrokken; hierdoor werd de onnauwkeurigheid in de punten dezer kromme 0,062 h.e.

Bij de dichtheidsijking werden bij beide drukken ongeveer 10 hellingen geregistreerd. Hierdoor lag, mede dank zij het trekken der kromme in fig. 6, de helling van het gebruikte rechthoekige gedeelte van de dichtheidsijking zo nauwkeurig vast, dat de onzekerheid daarin geen invloed had in vergelijking met de onnauwkeurigheid in het punt, waardoor dit rechte gedeelte getrokken was. Dit was bij de metingen als functie van de stroomsterkte een geëxtrapoleerd punt van de kromme, die het verband tussen de geregistreerde helling en de stroomsterkte aangaf; de onnauwkeurigheid daarin bedroeg dus 0,062 h.e. en die in het gebruikte deel der dichtheidsijking eveneens.

Om de temperatuur te vinden werden dus twee lijnen gebruikt, die beide een onnauwkeurigheid van 0,062 h.e. vertoonden; de totale hierdoor veroorzaakte onzekerheid bedroeg 0,088 h.e. In hoofdstuk V, § 1 zullen zes dergelijke metingen als functie van de stroomsterkte op elkaar betrokken worden (zie de figg. 11 en 12). De veranderingen, die de rechtstreeks gemeten waarden der temperatuur daarbij ondergaan, liggen binnen het bedrag, dat overeenkomt met 0,088 h.e. Door die metingen met elkaar in verband te brengen, daalt de onnauwkeurigheid tot 0,039 h.e. In de volgende tabel is in kolom (a) de daarmee overeenkomende onnauwkeurigheid in de temperatuur, T , voor verschillende waarden van de druk, p , en van de stroomsterkte, i , aangegeven.

p mm	i mA	T °K	(a) ±	(b) ±	(c) ±	ΔT ±
13,0	12	321	8	5	0	9
13,4	136	449	15	10	0	18
22,4	12	325	7	2	0	7
23,0	101	508	20	8	3	22
38,6	18	368	12	3	0	12
40,2	124	901	87	17	27	93

Hierbij komt nog wegens $\pm 0,1$ mm onzekerheid in de op de manometer afgelezen druk het in kolom (b) aangegeven

bedrag en wegens de in § 4 vermelde onzekerheid van $\pm 0,15$ cm in de, bij de correctie voor de uiteinden gebruikte, werkzame lengte der ontlading het bedrag in kolom (c). De totale onnauwkeurigheid, ΔT , is hieruit berekend en in de laatste kolom van de tabel vermeld.

Op overeenkomstige wijze blijkt, dat bij de in § 3c beschreven metingen als functie van de straal de onnauwkeurigheid $2,5 \times$ zo groot is als die bij de metingen als functie van de stroomsterkte; dit komt, doordat we daarbij ook van een gemeten kromme bij uitgeschakelde buis gebruik moeten maken en doordat geen metingen bij verschillende druk op elkaar betrokken kunnen worden.

Een schatting van de fout, veroorzaakt door het feit, dat het loden diafragma achter de ontladingsbuis een diameter van 1 mm heeft, terwijl de standen der slede, waarbij gemeten werd, 0,5 mm uiteen liggen, leert, dat die fout steeds kleiner dan $0,3\%$ van T is en dus geen invloed op de resultaten der metingen heeft.

We hebben bij onze metingen de druk slechts gevarieerd tussen 13 en 40 mm. Bij lagere druk zouden de te meten wijzigingen der absorptie bij verandering van stroomsterkte of straal de meetfout van 0,25 h.e. nauwelijks meer overschrijden, terwijl bij hogere druk de helling van het te gebruiken rechtlijnige gedeelte der dichtheidsijking zo gering zou worden, dat de onnauwkeurigheid van 0,039 h.e. een te grote onzekerheid in de met behulp dier ijking bepaalde dichtheid en temperatuur zou veroorzaken. Dit laatste is een gevolg van het feit, dat bij hoge druk slechts de harde Röntgenstralen, waarvan de intensiteit nauwelijks van de dichtheid afhangt, de ionisatiekamer bereiken; dit effect kwam reeds tot uiting in de kromming der lijn in fig. 6.

Bij de gebruikte golflengte der Röntgenstralen, $1,54 \text{ \AA}$, zijn kwik en xenon de enige gassen, waarvoor resultaten der methode verwacht kunnen worden, zoals al in hoofdstuk II, § 2b ter sprake kwam. Voor krypton en argon is de absorptiecoëfficiënt resp. 7 en 11 maal zo klein als voor xenon. Men

zou, om voor deze gassen een goed meetbare absorptie te verkrijgen, van Röntgenstralen van ongeveer $3,5 \text{ \AA}$ gebruik kunnen maken. Ook de vensters zouden dan een grotere fractie der intensiteit absorberen; dit kan gecompenseerd worden door een Röntgenbuis, die een hogere intensiteit levert, te gebruiken. Voor lichtere gassen is de absorptiecoëfficiënt zo klein, dat geen resultaat van de methode te verwachten is.

HOOFDSTUK IV.

OPTISCHE INTENSITEITSMETINGEN.

§ 1. Het gasmengsel.

Bij voorlopige metingen is gebruik gemaakt van xenon, dat met stikstof verontreinigd was. Wanneer we met behulp van vloeibare lucht het xenon in het koelvat lieten stollen, bleek dit uit de kleur der ontlading en doordat de druk slechts tot 1,8 mm daalde. Het lag voor de hand, om van de aanwezigheid van stikstof gebruik te maken, door te trachten de temperatuur in de ontlading te bepalen uit metingen der intensiteit van het uitgezonden stikstofspectrum. Hierbij kon gebruik gemaakt worden van rotatielijnen in één band, zoals in hoofdstuk I, § 2b aangegeven is. Een gelijktijdige meting der absorptie van Röntgenstralen door het in de ontlading aanwezige xenon zou een rechtstreekse vergelijking van beide methoden mogelijk maken. We hebben de totale druk in de buis hierbij niet hoger dan 7,1 mm genomen, omdat dan de intensiteit der voor de meting geschikte tweede positieve groep van het stikstofspectrum te gering werd.

§ 2. De spectrale intensiteitsmetingen.

Omdat de uiteinden van de ontladingsbuis met aluminium vensters afgesloten waren, konden we het spectrum van de positieve zuil slechts van terzijde bekijken, en wel alleen van boven, in verband met de aanwezigheid van de metalen bak met koelwater rondom de buis. Met behulp van een spiegel boven de buis en een lens, werd de zuil nu op de spleet

van een grote Fuess-spectrograaf met glazen prisma afgebeeld. Door de kromming van de wand van de buis — de dikte van de wand was 1 mm en de diameter van de buis 10 mm — en door het kabbelen van het koelwater was dit beeld niet zo scherp, dat een optische meting van de radiale verdeling van de temperatuur mogelijk was. Omdat de emissie van het licht in het centrum van de buis het sterkst was, behoorde de optisch bepaalde temperatuur slechts weinig lager te zijn dan de temperatuur van het gas aldaar.

We hebben de relatieve intensiteiten der lijnen met rotatiequantumgetal $j = 17$ t/m 29 van de R -tak van de band bij 4059 \AA gemeten. Deze lijnen waren voldoende opgelost en ze werden niet door xenonlijnen gestoord. We hebben steeds de oppervlakte-intensiteiten der rotatielijnen met behulp van het toestel van Wouda ³¹⁾ gemeten; de tripletstructuur der lijnen was niet opgelost. We gebruikten Ilford Special Rapid Plates; zwartingsmerken werden met behulp van een geijkte trapverzwakker gefotografeerd. Druk, stroomsterkte en spanning bedroegen resp. 7,1 mm, 155 mA en 900 V; de belichtings-tijd was ongeveer 4 uur.

Bij de berekening der temperatuur, T , pleegt men de gemeten intensiteiten der rotatielijnen, I_j , gedeeld door j , logaritmisch uit te zetten tegen $j(j+1)$; hierbij ontstaan dan rechten, waarvan de helling omgekeerd evenredig met T is ⁴⁾ ¹⁵⁾ ³²⁾. De evenredigheidsfactor bevat het traagheidsmoment van het molecule. Hiervoor moet bij gasontladingen bij lage druk de waarde voor de grondtoestand genomen worden, omdat het aantal botsingen tussen de moleculen slechts in deze toestand groot genoeg is om te kunnen verwachten, dat een Boltzmannse verdeling over de rotatieniveaus tot stand komt. Zoals reeds in hoofdstuk I, § 2b uiteengezet is, blijft deze verdeling bij de aanslag naar het bovenniveau van de beschouwde band gehandhaafd, onafhankelijk van de aard van de aanslag. We hebben de waarde van het traagheidsmoment ontleend aan Jevons ³³⁾.

De lijn, waarvan de helling bepaald moest worden, was

bij ons enigszins gekromd. Een schatting der temperatuur leverde een waarde van ongeveer 3000° K. Bij een zo hoge temperatuur moet rekening gehouden worden met het feit, dat met elke R -lijn de P -lijn, waarvan j 14 hoger is, samenvalt. Ook Haringhuizen ¹⁵⁾ heeft hiervoor moeten corrigeren, hoewel bij hem de temperatuur nog niet zo hoog was, dat gekromde lijnen ontstonden. We hebben nu met behulp der theoretische formules bij verschillende temperaturen de som der intensiteiten van de R -lijnen en de hiermede samenvallende P -lijnen, I_j , als functie van het quantumgetal j van de R -lijnen berekend. Hierbij blijkt, dat bij de gebruikte rotatielijnen ongeveer 45 0/0 der intensiteit van de P -tak afkomstig is. Wanneer we nu $\log \frac{I_j}{j}$ als functie van $j(j+1)$ uitzetten, ontstaan weer gekromde lijnen.

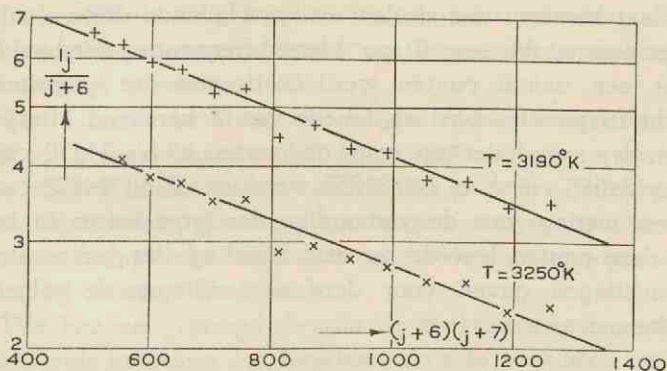


Fig. 7.

De som, I_j , van de relatieve intensiteiten van de R -lijn met rotatie-quantumgetal j en van de daarmee samenvallende P -lijn, gedeeld door $j+6$, als functie van $(j+6)(j+7)$.

Wanneer we echter $\log \frac{I_j}{j+6}$ als functie van $(j+6)(j+7)$ uitzetten, worden deze lijnen recht, wanneer T tussen 1500° en 4000° K ligt. Het bedrag der verhoging van j , zes, is

in overeenstemming met de vermelde bijdrage der P -lijnen tot de totale intensiteit gekozen. De helling van de rechten, die we aldus verkrijgen, is nu een bekende maat voor de temperatuur.

Uit fig. 7 blijkt, dat ook de gemeten intensiteiten bij deze manier van uitzetten bevredigende rechten leveren. Uit de helling ervan volgt bij twee metingen resp. $T = 3190^\circ$ en $T = 3250^\circ$ K.

In § 3 zullen we zien, dat metingen met behulp van Röntgenstralen in dezelfde ontlading tot een resultaat van slechts $690^\circ \pm 130^\circ$ K leiden.

Om ook gegevens over de verdeling der intensiteit in de kop van de band te krijgen, werden enige opnamen gemaakt bij een zo brede spleet van de spectrograaf, dat de breedte van het spleetbeeld op de plaat, volgens de dispersiekromme bij 4000 \AA , overeenkwam met 40 cm^{-1} . Op elk punt van de plaat kwamen dus stralen uit verschillende delen van de spleet samen, die een 40 cm^{-1} breed frequentiegebied vulden. Voor een aantal punten werd nu de som der intensiteiten uit dit frequentiegebied als functie van T berekend. Hiervoor kozen we vanaf de kop resp. de punten a) bij 24650 cm^{-1} , b) bij 24685 cm^{-1} , c) bij 24752 cm^{-1} en d) bij 24820 cm^{-1} .

Een meting van de verhouding der intensiteiten in twee van deze punten leverde nu een bepaling der temperatuur. De metingen gaven voor deze verhoudingen de volgende resultaten:

Verhouding	Belichtingstijd in min			gemiddeld	theoretische verhouding bij 690° K	verh. $\frac{\text{theor.}}{\text{exper.}}$
	20	10	5			
a : b		1,41	1,48	1,45	1,98	1,36
a : c		1,88	1,96	1,92	4,08	2,1
a : d		2,66	2,59	2,62	11,1	4,2
c : d	1,34	1,41	1,32	1,36	2,71	2,0

De experimenteel gevonden verhouding der intensiteiten

wijkt dus sterker af van het bedrag, dat berekend werd bij de met behulp van Röntgenstralen bepaalde temperatuur, naar mate we ons verder van de kop verwijderen. De experimentele verhouding voor $c : d$ levert een temperatuur van 3020°K . Deze waarde is nog iets lager dan de 3220° uit de opgeloste rotatielijnen, die dan ook van nog hogere rotatieniveau's uitgingen. Bij zo hoge experimentele temperaturen worden de punten a) en b) door de vorige band gestoord. Toch vinden we ook daar reeds de te zwak afnemende bezetting der hogere niveau's.

Ook Langstroth³⁴⁾ vond deze relatief te sterke bezetting der hoge niveau's, wanneer de electronen, die de stikstofbanden aansloegen, slechts weinig meer dan de daartoe nodige energie hadden. In onze ontlading met de vrij hoge xenondruk is dit laatste zeker het geval. Onze afwijkingen zijn echter nog groter dan die bij Langstroth.

In hoofdstuk V, § 3 zullen we zien, dat optische metingen der temperatuur aan de wand van een stikstofontlading ook tot te hoge resultaten leiden.

De te sterke bezetting der hogere rotatieniveau's kan ook een rol gespeeld hebben bij de metingen van van Wijk³⁵⁾ aan stikstof tussen twee wanden van ongelijke temperatuur. Ook hij vond bij grotere j een hogere temperatuur dan bij kleinere j ; hij onderstelde daarom, dat de accommodatiecoëfficiënt bij toenemende j daalt.

We hebben gepoogd de van de Boltzmannse verdeling afwijkende bezetting der rotatieniveau's te verklaren met behulp van aanslag uit een ander niveau dan het grondniveau, b.v. uit bij het grondniveau behorende vibratieniveau's. Deze aanslag zou dan bij ons ook door de metastabiele xenonatonen plaats kunnen vinden. Omdat de bezetting van zo'n tussen-niveau ongeveer evenredig met de stroomsterkte in de buis is, zou, wanneer dit effect een belangrijke rol speelde, de intensiteit van de stikstofband zich anders dan evenredig met de stroomsterkte moeten gedragen, n.l. ongeveer evenredig met een tussen 1 en 2 gelegen macht ervan. We vonden

echter bij stroomsterkten van 135 en 55 mA een verhouding der intensiteit tussen 24825 en 24865 cm^{-1} van 2,52, terwijl de verhouding der stroomsterkten 2,48 bedroeg. Aanslag uit een tussenniveau was dus niet merkbaar.

Om een indruk over de bezetting der metastabiele xenon-niveau's te krijgen, hebben we de intensiteiten der xenonlijnen bij 4501, 4525, 4691 en 4697 Å bij stroomsterkten van 150 en 64 mA gemeten. Uit verschillende opnamen vonden we een gemiddelde verhouding der intensiteit van $2,14 \pm 0,15$, terwijl de verhouding der stroomsterkten 2,34 bedroeg. Aanslag uit metastabiele niveau's was dus niet merkbaar; hun bezetting was gering in vergelijking met die van het grondniveau. We kunnen dus niet zeggen, dat de afwijkende bezetting der stikstof-rotatieniveau's aan metastabiel xenon te wijten is.

§ 3. De metingen met behulp van Röntgenstralen.

In de ontlading, die voor de in § 2 beschreven optische metingen der temperatuur is gebruikt, hebben we ook met behulp van de absorptie van Röntgenstralen door het xenon de temperatuur bepaald. Hierbij konden we ons tot het centrum van de zuil beperken, omdat de optische meting ook alleen daar mogelijk was. Deze meting kon enige malen herhaald plaats vinden binnen de tijd, die een meting als functie van de straal anders zou kosten. Toch was de onnauwkeurigheid dezer metingen groter dan bij die uit hoofdstuk III. De belangrijkste oorzaak hiervan was, dat we het benodigde gedeelte van de dichtheidsijking nu niet door een reeds bekend punt konden trekken. We moesten er dus op vertrouwen, dat er gedurende de tijd tussen de registraties bij ontstoken ontlading en de dichtheidsijking geen veranderingen van mechanische aard optraden. Nu was deze tussentijd zo kort, dat dit vertrouwen gerechtvaardigd was; dit bleek uit de resultaten van herhaalde metingen.

Wanneer de ontlading uitgeschakeld was, bedroeg de druk 5,2 mm; door het aanbrengen van vloeibare lucht rondom

het koelvat daalde deze tot 1,8 mm. Hierdoor kenden we de fractie van het gasmengsel, die niet tot de absorptie van Röntgenstralen bijdroeg; bij het berekenen van de temperatuur moest daarmede rekening gehouden worden. De correctie voor dit effect bedroeg bij onze meting 5 0/0. Het resultaat van 3 metingen, die elk uit 3 registraties bij ontstoken ontleding en 6 bij beide drukken voor de dichtheidsijking bestonden, was $690^{\circ} \pm 130^{\circ}$ K; de onnauwkeurigheden, veroorzaakt door elk der drie oorzaken (a), (b) en (c) uit de tabel in hoofdstuk III, § 5 bedroegen resp. 120° — berekend uit de onzekerheid van 0,25 h.e. in elke registratie —, 50° en 13° .

HOOFDSTUK V.

DE RESULTATEN EN CONCLUSIES.

§ 1. De temperatuur als functie van de stroomsterkte, de energieproductie en de druk.

We hebben in hoofdstuk III, § 3b uiteengezet, hoe een meting der temperatuur in het centrum van de ontlading als functie van de stroomsterkte geschiedde.

In fig. 8 zijn de punten, die aangeven, hoe de op het registrogram gemeten helling bij toenemende stroomsterkte verliep, alsmede de door die punten getrokken kromme, in een grafische voorstelling verenigd. De druk nam hierbij van 28,3 tot 29,1 mm toe. Door extrapolatie der kromme naar de stroomsterkte nul vinden we, dat de bij deze meting behorende dichtheidsijking getrokken worden moet door het punt, waarvan de coördinaten, druk en helling, resp. 28,1 mm en 0,36 h.e. bedragen. De met behulp van fig. 6 bepaalde helling van die rechte bedraagt bij deze meting — 0,134 h.e./mm. De registratie der dichtheidsijking, na afloop van de meting als functie van de stroomsterkte, levert het punt bij 25,5 mm in fig. 6.

In fig. 9 zijn de uit fig. 8 en vijf analoge krommen bij andere druk berekende temperaturen, T , uitgezet als functie van stroomsterkte, i . De waarde van de druk bij 30 mA is bij de krommen aangegeven. Dezelfde temperaturen zijn in fig. 10 uitgezet als functie van de energieproductie per eenheid van lengte in de positieve zuil, W .

Uit de krommen in de figg. 9 en 10 kan, bij enige constante waarden resp. van i en van W , de temperatuur als functie

van de druk worden bepaald. Deze functies zijn in de figg. 11 en 12 uitgezet. Zoals reeds in hoofdstuk III, § 5 uiteengezet werd, ligt de afwijking der punten in deze grafieken van de erdoor getrokken krommen binnen de onnauwkeurigheid van het experiment.

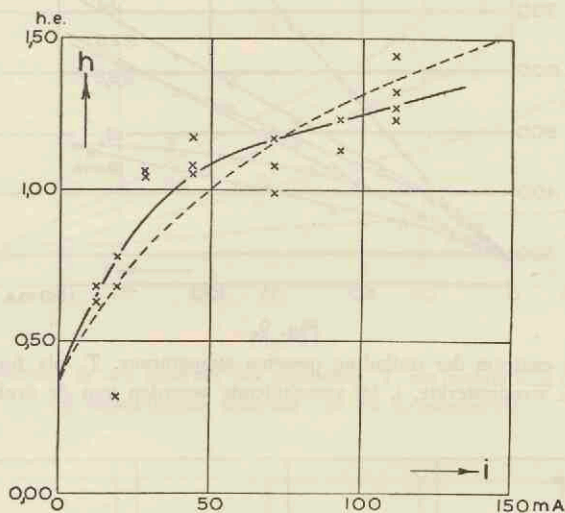


Fig. 8.

De geregisteerde helling, h , als functie van de stroomsterkte, i , bij een druk van ongeveer 28,5 mm.

Wanneer we de berekening, die van fig. 8 naar fig. 9 leidde, in omgekeerde richting uitvoeren en daarbij uitgaan van de waarden van T bij de druk van 28,5 mm uit fig. 11, dan vinden we de gestreepte kromme in fig. 8. De afwijking tussen de krommen, welke we aldus berekenen, en die, welke we oorspronkelijk, o.a. in fig. 8, door de gemeten punten trokken, bedraagt, gemiddeld over alle metingen als functie van de stroomsterkte, 0,07 h.e. en komt dus overeen met de onnauwkeurigheid in de punten dezer krommen (vgl. hoofdstuk III, § 5). De gemiddelde afwijking der gemeten punten tot de berekende kromme bedraagt 18% meer dan die tot de oorspronkelijk getrokken kromme.

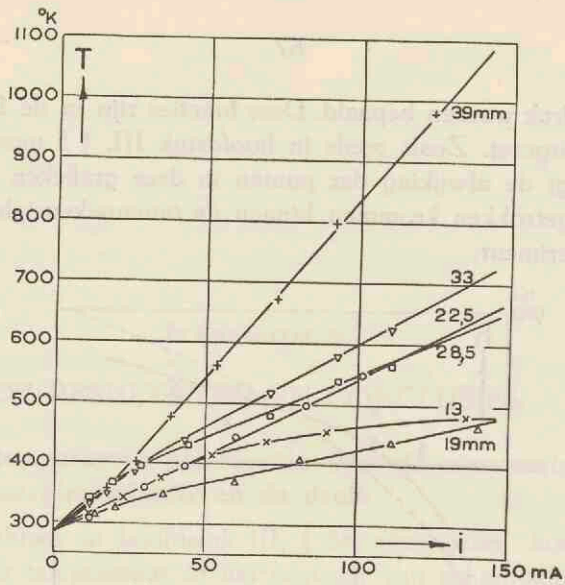


Fig. 9.

De in het centrum der ontlading gemeten temperatuur, T , als functie van de stroomsterkte, i , bij verschillende waarden van de druk.

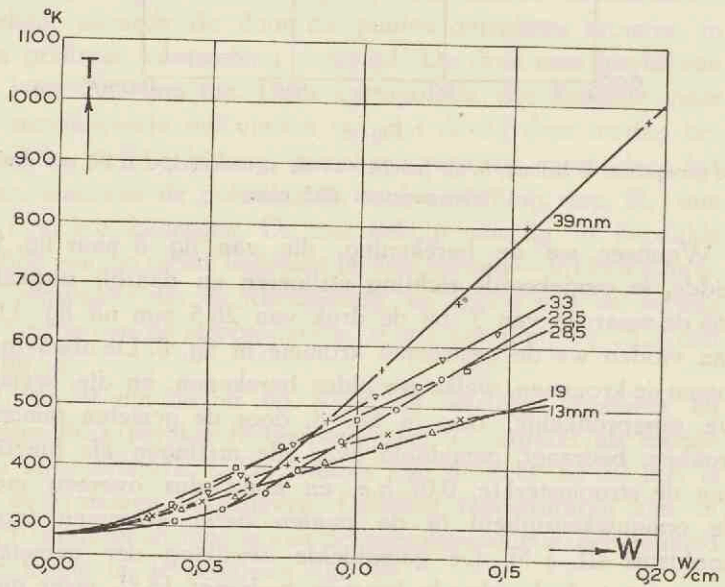


Fig. 10.

De in het centrum der ontlading gemeten temperatuur, T , als functie van de energieproductie per eenheid van lengte, W , bij verschillende waarden van de druk.

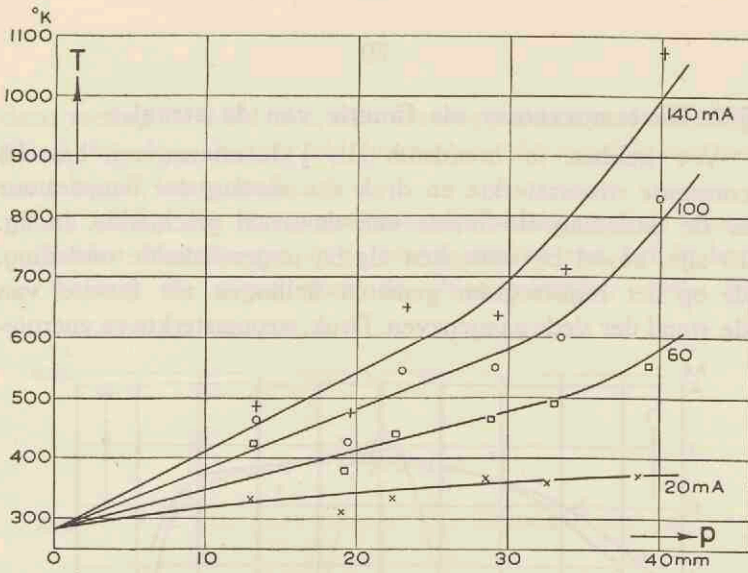


Fig. 11.

De temperatuur in het centrum der ontlading, T , als functie van de druk, p , bij verschillende waarden van de stroomsterkte.

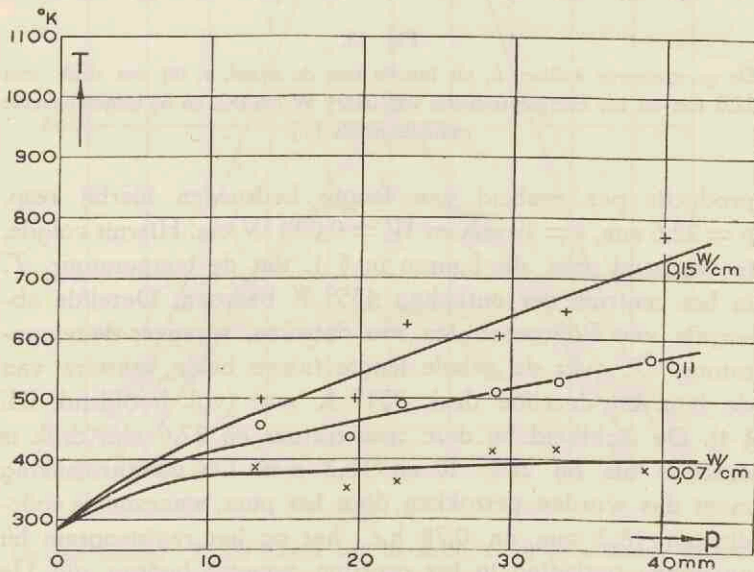


Fig. 12.

De temperatuur in het centrum der ontlading, T , als functie van de druk, p , bij verschillende waarden van de energieproductie.

§ 2. De temperatuur als functie van de straal.

We hebben in hoofdstuk III, § 3c uiteengezet, hoe bij constante stroomsterkte en druk een meting der temperatuur in de ontlading als functie van de straal geschiedde. In fig. 13 zijn, zowel bij ontstoken als bij uitgeschakelde ontlading, de op het registogram gemeten hellingen als functie van de stand der slede aangegeven. Druk, stroomsterkte en energie-

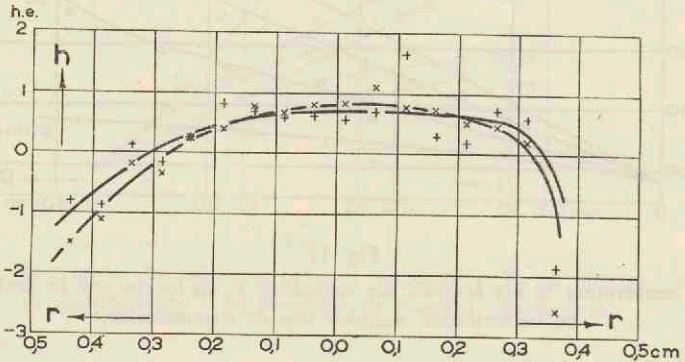


Fig. 13.

De geregisteerde helling, h , als functie van de straal, r , bij een druk van 22,6 mm en een energieproductie van 0,094 W/cm (X), en bij uitgeschakelde ontladingsbuis (+).

productie per eenheid van lengte bedroegen hierbij resp. $p = 22,6$ mm, $i = 59$ mA en $W = 0,094$ W/cm. Hieruit volgde, in verband met de figuren in § 1, dat de temperatuur, T , in het centrum der ontlading 435° K bedroeg. Dezelfde absorptie van Röntgenstralen zou ontstaan, wanneer de temperatuur, T' , over de gehele lengte tussen beide vensters van de buis bij dezelfde druk 351° K was (vgl. hoofdstuk III, § 4). De dichtheid bij deze temperatuur en 22,6 mm druk is dezelfde als bij 283° K en 18,2 mm. De dichtheidsijking moet dus worden getrokken door het punt, waarvan de coördinaten 18,2 mm en 0,78 h.e., het op het registogram bij ontstoken ontlading in het centrum gemeten bedrag, zijn. De met behulp van fig. 6 bepaalde helling van die rechte is bij

deze meting — 0,161 h.e./mm. De registratie der dichtheids-
ijking bij deze meting als functie van de straal levert het
punt bij 19,4 mm in fig. 6.

Om uit fig. 13 de temperatuur als functie van de straal
te vinden moeten we nog gebruik maken van het bedrag
der helling, die alleen door de Röntgenbundel, welke de

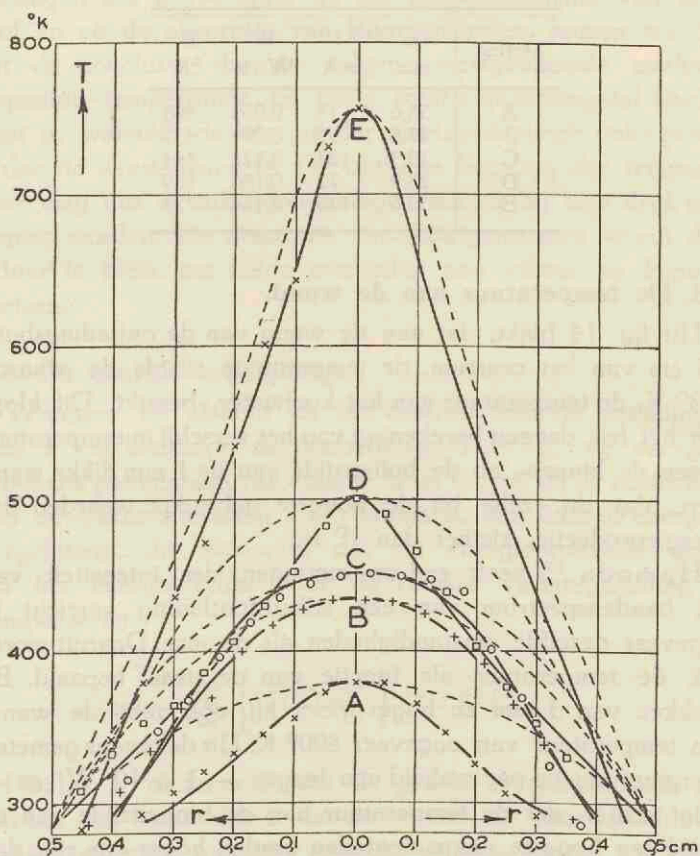


Fig. 14.

De temperatuur, T , als functie van de straal, r , bij verschillende waarden
van druk en energieproductie, gemeten (—) en berekend (---).

ontladingsbuis niet doorliep, teweeggebracht werd; dit bedrag was bij deze meting — 5,91 h.e. Het resultaat is voor vijf verschillende metingen in fig. 14 aangegeven; door de gevonden punten zijn symmetrische krommen getrokken. De karakteristieke grootheden voor deze metingen zijn in de volgende tabel vermeld:

Meting	p mm	i mA	W W/cm	T °K
A	38,6	18	0,065	368
B	22,6	59	0,094	435
C	13,3	123	0,128	444
D	28,9	72	0,100	489
E	33,6	126	0,164	723

§ 3. De temperatuur aan de wand.

Uit fig. 14 blijkt, dat aan de wand van de ontladingsbuis, 0,5 cm van het centrum, de temperatuur steeds de waarde 283° K, de temperatuur van het koelwater, bereikt. Dit klopt met het feit, dat een berekening van het verschil in temperatuur tussen de binnen- en de buitenzijde van de 1 mm dikke wand leert, dat dit, zelfs bij de hoogste gebruikte waarden der energieproductie, kleiner dan 1° is.

Hamada ⁸⁶⁾ heeft end-on metingen der intensiteit van het bandenspectrum van een stikstofontlading verricht in ongeveer dezelfde omstandigheden als de onze. Daaruit wordt ook de temperatuur als functie van de straal bepaald. Bij drukken van 3 mm en hoger vindt hij, ook nabij de wand, een temperatuur van ongeveer 800° K. Uit de tevens gemeten energieproductie per eenheid van lengte — 1 à 10 W/cm — volgt echter, dat de temperatuur aan de binnenzijde van de wand ten hoogste enige tientallen graden hoger kan zijn, dan die van het koelwater, dus ongeveer 300° K. De sprong in de temperatuur aan de wand, waarover Ter Heerdt ⁸⁷⁾ in zijn samenvattend werk gegevens verstrekt, kan bij deze drukken nog geen merkbare invloed hebben. Deze is bovendien

evenredig met de vrije weglengte der moleculen, terwijl Hamada juist bij een druk van ongeveer 0,01 mm de sprong niet vindt. Daar meet hij namelijk temperaturen van 300° à 380° K, dus wel in overeenstemming met de energieproductie. Nu treden bij deze lage druk grotere snelheden der electronen op. Evenals bij onze in hoofdstuk IV behandelde gelijktijdige metingen der temperatuur uit het bandenspectrum van stikstof en uit de absorptie van Röntgenstralen, komen we dus tot de conclusie, dat de volgens eerstgenoemde methode bepaalde temperatuur bij hoog rotatie-quantumgetal slechts juist is, wanneer de energie der electronen enige volts groter is dan de aanslagenergie. De optische bepaling der temperatuur mag dus in stikstofontladingen slechts bij lage druk toegepast worden. De absorptie van Röntgenstralen wordt dan echter te klein, om beide methoden aan elkaar te kunnen toetsen.

§ 4. De energievergelijking.

Wanneer de afstand tot het centrum van de ontladingsbuis r cm bedraagt, de temperatuur $T(r)^{\circ}$ K, de energieproductie per eenheid van volume $Q(r)$ W/cm³ en de coëfficiënt van de warmtegeleiding $\lambda(T)$ W/cm^{°K}, dan luidt de energievergelijking, die aangeeft, dat de energieproductie dient om het energieverlies door de radiale warmtegeleiding te compenseren:

$$-\frac{d}{dr} \left\{ r \lambda(T) \frac{dT}{dr} \right\} = r Q(r).$$

Hierbij is ondersteld, dat de gehele energieproductie als warmte vrij komt, d.w.z. dat de fracties, die voor emissie van straling en voor ionisatie gebruikt worden, gering zijn. Een schatting van de ionisatiegraad in onze ontladingen leert, dat deze kleiner dan 0,1 % is. In verband daarmee hebben we in bovenstaande vergelijking ook het radiale transport van energie door de ionen verwaarloosd. Integratie levert:

$$-r \lambda(T) \frac{dT}{dr} = \int_0^r \varrho Q(\varrho) d\varrho \equiv F(r).$$

Voor de totale energieproductie per eenheid van lengte in de positieve zuil, W W/cm, geldt:

$$W = 2\pi F(0,5).$$

Om nogmaals te kunnen integreren, moeten we eerst de gedaante van $\lambda(T)$ voor xenon kennen. Hierover zijn geen metingen gepubliceerd. Door extrapolatie van de metingen aan andere edelgassen³⁸⁾ vinden we $\lambda(273) = 0,0000133$ cal/cm sec °C = $55,5 \cdot 10^{-6}$ W/cm °K. We zullen nu onderstellen, dat de gedaante van $\lambda(T)$ weergegeven worden kan door de formule van Sutherland:

$$\lambda(T) = \frac{3}{2} \mu \frac{T^{3/2}}{T + C}.$$

Voor de constante C heeft Rankine³⁹⁾ de waarde 252 bepaald uit metingen der inwendige wrijving; hieruit volgt in verband met de bekende waarde van $\lambda(273)$, dat de constante $\mu = 4,4 \cdot 10^{-6}$ W/cm °K. Bij de tweede integratie der energievergelijking treedt op:

$$\int \lambda(T) dT = \frac{3}{2} \mu \int \frac{T^{3/2}}{T + C} dT = \mu \left\{ T^{3/2} - 3C T^{1/2} + 3C^{3/2} \arctg \left(\frac{T}{C} \right)^{1/2} \right\} \equiv \mu \omega(T).$$

We vinden zodoende:

$$\mu \psi \{T(r)\} \equiv \mu [\omega \{T(0)\} - \omega \{T(r)\}] = \int_0^r \frac{F(\varrho)}{\varrho} d\varrho.$$

De functie $\omega(T)$ is in fig. 15 grafisch voorgesteld.

Voor constante $Q(r)$ wordt $\psi\{T(r)\}$ evenredig met r^2 ; omdat Q niet zal stijgen, zal ψ nooit sterker dan evenredig met r^2 toenemen. Wanneer buiten een bepaalde straal, r_0 , $Q(r) \equiv 0$ is, wordt ψ daar een lineaire functie van r .

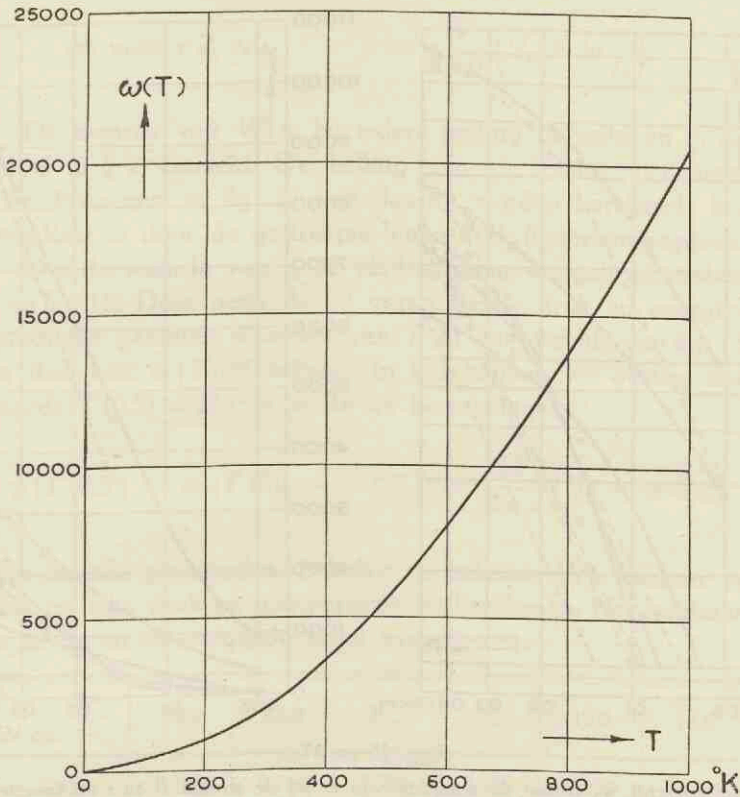
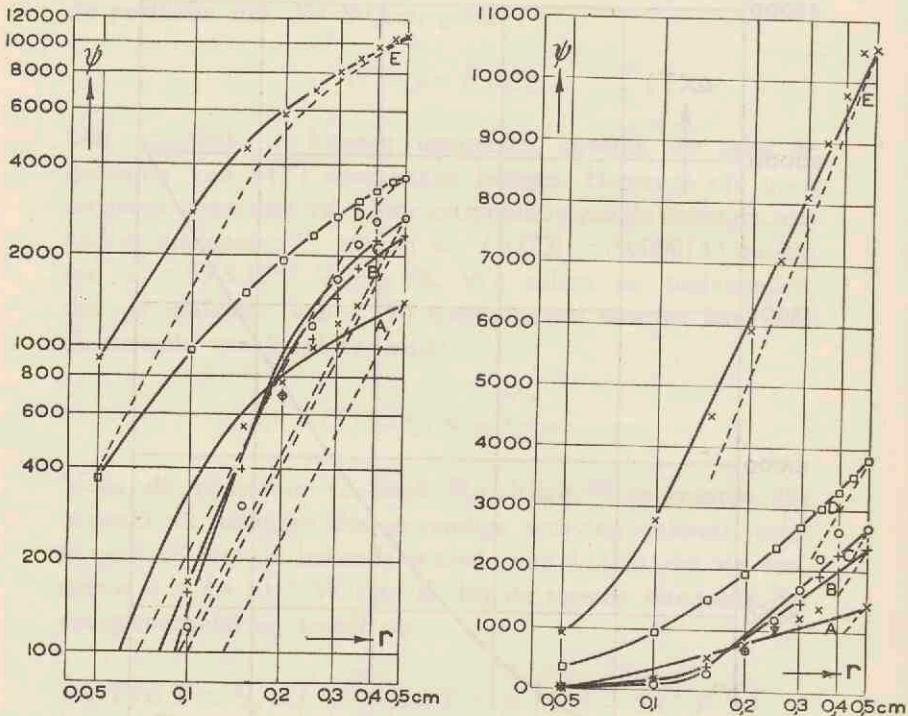


Fig. 15.

$$\text{De functie } \omega(T) = \frac{3}{2} \int \frac{T^{3/2}}{T + 252} dT.$$

Uit de in fig. 14 voorgestelde, gemeten functies $T(r)$ hebben we, met behulp van fig. 15, ψ berekend. Wanneer we het resultaat dubbellogaritmisch als functie van r uitzetten, dan ontstaan de in fig. 16 aangegeven punten, die we door de

getrokken krommen kunnen verbinden. De gestreepte rechten in deze figuur hebben de helling 2; de helling der getrokken krommen is zelden groter, in overeenstemming met de verwachting. Wanneer we het verband tussen ψ en r enkellogaritmisch uit-



Figg. 16 en 17.

Het verschil, ψ , tussen de waarden van ω bij de stralen 0 en r als functie van r , bij verschillende waarden van druk en energieproductie, gemeten (—) en berekend (---).

zetten, en wel ψ als functie van $\log r$, dan ontstaan de in fig. 17 getrokken krommen. We zien, dat deze voor grote r recht zijn; dit leidt tot de onderstelling, dat, boven een bepaalde waarde, r_0 , van de straal, $Q(r) \equiv 0$ zal zijn.

Over het gedrag van Q voor $r < r_0$ kunnen we nu ver-

schillende onderstellingen maken. Wanneer Q daar een constante waarde, Q_0 , heeft, dan wordt:

$$\text{voor } r \leq r_0 \quad \psi = \frac{Q_0}{4\mu} \cdot r^2 = \frac{W}{4\pi\mu} \cdot \frac{r^2}{r_0^2}$$

$$\text{en voor } r \geq r_0 \quad \psi = \frac{W}{2\pi\mu} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{r}{r_0} \right).$$

De waarde van W is bij iedere meting bepaald en in de tabel in § 2 vermeld. De helling van de rechte gedeelten der krommen in fig. 17 kan daaruit worden berekend; het resultaat is door de gestreepte lijnen in de figuur aangegeven.

Om de waarde van r_0 te vinden, gaan we gebruik maken van fig. 12. Deze geeft de bij verschillende druk en energieproductie gemeten waarden van $T(0)$; met behulp van fig. 15 is dan ook $\omega \{T(0)\}$ bekend. In § 3 hebben we gezien, dat steeds $T(0,5) = 283^\circ \text{K}$ is. In de betrekking:

$$\psi \{T(0,5)\} = \omega \{T(0)\} - \omega(283) = \frac{W}{2\pi\mu} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{0,5}{r_0} \right)$$

zijn nu alle grootheden, behalve r_0 , bekend. We kunnen r_0 dus bij elke druk en energieproductie berekenen. Het resultaat is in cm in de volgende tabel aangegeven:

mm \ W/cm	39,0	33,0	28,5	22,5	19,0	13,0
0,15	0,139	0,184	0,225	0,296	0,350	0,442
0,11	0,209	0,262	0,296	0,368	0,407	0,467
0,07	0,403	0,463	0,435	0,454	0,472	0,486

Bij toenemende druk of energieproductie, d.i. blijkens fig. 12 bij toenemende temperatuur, daalt r_0 dus. Dit betekent, dat een groter deel der energieproductie nabij het centrum der buis plaats vindt; de ionisatie, dus de dichtheid der electronen aldaar neemt sterk toe, wanneer het verschil in temperatuur,

dus in dichtheid, tussen wand en centrum stijgt. Deze contractie der stroomdichtheid bij stijgende stroomsterkte, in 't bijzonder bij hoge druk, is een bekend verschijnsel in de positieve zuil ⁴⁰⁾.

Bij de metingen A t/m E uit § 2 vinden we voor r_0 resp. 0,429; 0,402; 0,454; 0,328 en 0,152 cm. De vergelijking van de rechte gedeelten der krommen in fig. 17 is nu volledig bepaald: dank zij de zo juist berekende r_0 lopen zij, met de reeds te voren bekende helling, door het punt ψ (283) bij $r = 0,5$ cm. De gestreepte lijnen in fig. 17 zijn aldus getrokken. Brengen we deze rechten over op de dubbellogarithmische fig. 16, dan krijgen de krommen, die daar ontstaan, juist bij $r = r_0$ de helling 2; voor $r < r_0$ moet deze helling behouden blijven. Dit is door de gestreepte lijnen in die figuur aangegeven.

Men kan opmerken, dat de afwijking tussen deze gestreepte en de tevoren getrokken, gemeten lijnen een systematisch bij alle metingen terugkerend karakter vertoont. Om de betekenis dezer afwijking te overzien, gaan we van die gestreepte krommen weer met behulp van fig. 15, in omgekeerde richting over op fig. 14. Aldus ontstaan de gestreepte krommen voor $T(r)$ in die figuur. De afwijking tussen deze krommen en de resultaten der metingen, weergegeven door de getrokken krommen, is niet groter dan het bedrag der onnauwkeurigheid, die volgens hoofdstuk III, § 5 te verwachten is. Het systematisch eenzijdige karakter dezer afwijking valt echter niet te ontkennen. De oorsprong van dit karakter ligt in het feit, dat alle gemeten krommen de waarde $T = 283^\circ \text{K}$ reeds ongeveer bij $r = 0,4$ cm bereiken; de raaklijn aan de kromme bij $r = 0,5$ cm, d.i. aan de wand, wordt hierdoor horizontaal. Dit zal door een op de warmtegeleiding gebaseerde theorie van de radiale structuur der positieve zuil nooit verklaard kunnen worden; de helling van die raaklijn moet steeds evenredig met de totale warmteproductie per eenheid van lengte zijn, en de evenredigheidsfactor is te berekenen, onafhankelijk van onderstellingen, aangaande de gedaante van de warmteproductie per eenheid van volume als functie van

de straal en van de warmtegeleidingscoëfficiënt als functie van de temperatuur. Wanneer de lijnen in fig. 17 nabij de wand een recht gedeelte vertonen, geldt voor de helling daarvan hetzelfde; het bedrag der hellingen blijkt uit de gestreepte lijnen in de figg. 14 en 17.

De afwijking tussen de getrokken en de gestreepte krommen in de figg. 14, 16 en 17 vermindert wel, wanneer we een andere keuze voor de gedaante van $Q(r)$ voor $r < r_0$ of van $\lambda(T)$ doen; dit is ook het geval, wanneer we slechts een fractie, b.v. 50 %, van de energieproductie W in rekening brengen, om de helling van de gestreepte rechten in fig. 17 te berekenen. Deze vermindering der afwijking is echter niet belangrijk, omdat het eenzijdige karakter ervan bij de meeste metingen aanwezig blijft en het bedrag der afwijking valt reeds bij de oorspronkelijke onderstellingen binnen de onnauwkeurigheid van het experiment. Over de keuze van $Q(r)$ voor $r < r_0$ zij nog opgemerkt, dat het bedrag van r_0 bij iedere keuze opnieuw uit fig. 12 berekend moet worden; de vrijheid der keuze wordt nu beperkt door de eis, dat voor alle waarden van druk en energieproductie $r_0 < 0,5$ cm blijven moet. Aldus blijkt, dat $Q(r)$ niet steiler dan evenredig met $r^{-0.3}$ dalen kan; bij deze keuze zou in fig. 16 de helling der gestreepte rechten 1,7 bedragen.

De oorzaak van de gevonden lage temperatuur in de omgeving van $r = 0,4$ cm kan schuilen in de recombinatie, die in deze zone nabij de wand plaats vindt. We zouden n.l. een en ander kunnen verklaren met behulp van de onderstelling, dat een gedeelte van de energie, die binnen deze zone in radiale richting door de ionen getransporteerd wordt, bij de recombinatie in straling omgezet wordt en aldus naar buiten treedt.

Wanneer we van deze zone nabij de wand afzien, kunnen we opmerken, dat met behulp van de waarden van r_0 , die we uit de metingen als functie van de stroomsterkte gevonden hebben en die het gedrag van de contractie der positieve zuil beschrijven, de energievergelijking in de twee maal

geïntegreerde vorm het resultaat der metingen als functie van de straal binnen de onnauwkeurigheid dier metingen beschrijft. Een toetsing der energievergelijking in de een maal geïntegreerde vorm is niet mogelijk omdat het, in verband met de afwijking tussen de getrokken en de gestreepte krommen in fig. 14, duidelijk is, dat de nauwkeurigheid van onze metingen van $T(r)$ een bepaling van $\frac{dT}{dr}$ daaruit niet toelaat.

SUMMARY.

The radial distribution of the temperature in the positive column of a xenon discharge-tube is determined as a function of the current (12—120 mA) and of the pressure (13—40 mm), by measuring the absorption of Röntgen rays, passing through the tube parallel to the direction of the axis. The intensity of the Röntgen rays is measured with the aid of an ionization chamber. Accurate measurement of the small absorbed quantities is only possible with the help of a method, in which two chambers are used in compensation. The difference between the ionization currents is recorded by means of an electrometer.

The result of the experiments on the decrease of the temperature along the radius (fig. 14) shows a remarkably low temperature near the wall of the tube, which may be caused by the recombination in this region. The rise of the temperature, when the current or the pressure increases (figg. 9 and 11), is explained with the help of the well-known contraction of the positive column. Intensity-measurements of the band-spectrum of nitrogen in the same discharge lead to higher values of the temperature; it is shown, that the optical method may only be applied for much lower pressures than those present in the absorption-tube for Röntgen rays.

LITERATUUR.

1. C. von Fragstein en M. Arndt, Ann. d. Phys. (5) **33**, 532, 1938.
2. G. Rudolph, Zs. f. Phys. **111**, 523, 1939.
3. R. Seeliger, Phys. Zs. **27**, 732, 1926.
R. Seeliger en H. Straehler, Phys. Zs. **28**, 894, 1927.
4. H. Brinkman, dissertatie Utrecht 1937.
5. L. S. Ornstein, H. Brinkman en D. Vermeulen, Proc. Amsterdam **34**, 764, 1934.
D. Th. J. ter Horst, H. Brinkman en L. S. Ornstein, Physica **2**, 652, 1935.
D. Th. J. ter Horst, dissertatie Utrecht 1934.
6. L. S. Ornstein en H. Brinkman, Proc. Amsterdam **34**, 33, 1931.
7. R. C. Johnson en N. R. Trade, Proc. Roy. Soc. London (A) **137**, 575, 1932.
D. Th. J. ter Horst en C. Krijgsman, Physica **1**, 114, 1934.¹
8. L. S. Ornstein en S. Sambursky, Proc. Amsterdam **34**, 339, 1931.
9. J. Key, dissertatie Utrecht 1937.
10. C. G. Suits, Proc. Nat. Acad. Sci. **21**, 48, 1935; Physics **6**, 190, 1935.
11. C. G. Suits, Physics **6**, 315, 1935; Gen. Electr. Rev. **39**, 194, 1936.
12. H. Poritsky en C. G. Suits, Physics **6**, 196, 1935.
13. G. Righini, Physica **2**, 585, 1935.
14. R. Küch en T. Retschinsky, Ann. d. Phys. (4) **22**, 852, 1907.
15. P. J. Haringhuizen, dissertatie Utrecht 1935.
16. W. Elenbaas, Physica **1**, 211, 1934.
17. W. Pupp, Zs. f. Phys. **67**, 297, 1931.
18. A. von Engel en M. Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemens Konz. **12**, 74, 1933.
19. C. Ramsauer, Elektrotechnik und Maschinenbau, **51**, 189, 1933.
20. A. von Engel en M. Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemens Konz. **10**, 155, 1931; **12**, 89, 1933.
21. A. von Engel, Zs. f. techn. Phys. **10**, 505, 1929.
22. F. M. Uber, Phys. Rev. **38**¹, 217, 1931.
23. A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

24. P. Scherrer en A. Stäger, *Helv. Phys. Acta* **1**, 518, 1928.
25. H. Kuhlenskampff, *Ann. d. Phys.* (4) **79**, 97, 1926.
W. Rump, *Zs. f. Phys.* **43**, 254, 1927; **44**, 396, 1927.
M. Steenbeck en W. Kossel, *Zs. f. Phys.* **42**, 832, 1927.
M. Steenbeck, dissertatie Kiel 1927; *Ann. d. Phys.* (4) **87**, 911, 1928.
26. C. G. Barkla en A. J. Philpot, *Phil. Mag.* **25**, 832, 1913.
27. A. Bouwers, *Physica en Techniek der Röntgenstralen*, Deventer 1927, blz. 143.
28. A. Rex, *Zs. f. phys. Chem.* **55**, 355, 1906.
29. M. Knoll en B. von Borries, *Zs. f. techn. Phys.* **11**, 111, 1930.
30. W. E. Byerly, *Fourier's Series and spherical Harmonics*, Boston 1893, blz. 226.
31. J. Wouda, *Zs. f. Phys.* **79**, 511, 1932.
32. L. S. Ornstein en W. R. van Wijk, *Zs. f. Phys.* **49**, 315, 1928.
W. R. van Wijk, dissertatie Utrecht 1930; *Zs. f. Phys.* **59**, 313, 1930.
33. W. Jevons, *Band-spectra of diatomic Molecules*, Cambridge 1932, blz. 284.
34. L. S. Ornstein en G. O. Langstroth, *Proc. Amsterdam* **26**, 384, 1933.
G. O. Langstroth, *Canad. Journ. Res.* **12**, 6, 1935.
35. W. R. van Wijk, *Proc. Amsterdam* **24**, 1201, 1931; *Zs. f. Phys.* **75**, 584, 1932.
36. T. Hamada, *Proc. Amsterdam* **29**, 50, 1936.
L. S. Ornstein, H. Brinkman en T. Hamada, *Proc. Amsterdam* **29**, 315, 1936.
37. J. H. A. ter Heerdt, dissertatie Utrecht 1923, blz. 177.
38. E. Brüche en W. Littwin, *Zs. f. Phys.* **67**, 362, 1931.
39. A. O. Rankine, *Phys. Zs.* **11**, 745, 1910.
40. A. von Engel en M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen II*, Berlijn 1934, blz. 138.
B. Klarfeld, *Journ. techn. Phys.* **8**, 410, 1938.
W. Ulyterhoeven, *Philips techn. T.* **3**, 201, 1938.

1. A. ...
 2. ...
 3. ...
 4. ...
 5. ...
 6. ...
 7. ...
 8. ...
 9. ...
 10. ...

11. ...
 12. ...
 13. ...
 14. ...
 15. ...
 16. ...
 17. ...
 18. ...
 19. ...
 20. ...

21. ...
 22. ...
 23. ...
 24. ...
 25. ...
 26. ...
 27. ...
 28. ...
 29. ...
 30. ...

31. ...
 32. ...
 33. ...
 34. ...
 35. ...
 36. ...
 37. ...
 38. ...
 39. ...
 40. ...

41. ...
 42. ...
 43. ...
 44. ...
 45. ...
 46. ...
 47. ...
 48. ...
 49. ...
 50. ...

STELLINGEN.

I.

De bewering van Scherrer en Stäger, dat zij bij hun waarnemingen der verstrooiing van Röntgenstralen door kwikdamp slechts de coherente verstrooiing meten, is niet gerechtvaardigd.

P. Scherrer en A. Stäger, *Helv. Phys. Acta* 1, 289, 518, 1928.

II.

Masing houdt bij zijn meting van de verdeling van de energie der electronen, afkomstig van RaE, geen rekening met de invloed van het geruis van zijn versterker.

W. Masing, *Ann. d. Phys.* (5) 37, 558, 1940.

III.

De theorie leidt tot de verwachting, dat er geen elementaire deeltjes met een spin, groter dan één, bestaan.

IV.

Wanneer een rechte zo beweegt, dat vier gegeven punten der rechte in vier gegeven vlakken bewegen, dan beschrijft een vijfde punt der rechte een ellips.

Deze stelling kan langs stereometrische weg bewezen worden, uitgaande van de overeenkomstige stelling over een rechte, waarvan twee gegeven punten op twee gegeven, elkaar snijdende rechten bewegen.

V.

Groepen van gedetailleerde uitslagen van lawn-tenniswedstrijden kunnen met behulp der waarschijnlijkheidsrekening

beschreven worden; de daarbij gebruikte methode van berekening levert resultaten, die van belang zijn voor de leiders van wedstrijden met handicap.

VI.

De meting der temperatuur in een gestriëerde gasontlading stuit af op bezwaren van experimentele aard.

VII.

De mechanische houtzaag kan veelal vervangen worden door een electrothermisch werktuig, dat men gemakkelijk kan verplaatsen.

Ut
19