



Meting der overgangswaarschijnlijkheid 2P-1S voor natrium door absolute-intensiteitsmetingen aan vlammen

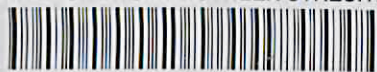
<https://hdl.handle.net/1874/308796>

METING
DER OVERGANGSWAARSCHIJNLIJKHEID 2P-1S
VOOR NATRIUM
DOOR ABSOLUTE-INTENSITEITSMETINGEN
AAN VLAMMEN

Diss.
Utrecht

1932

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3822 4626

METING DER OVERGANGSWAARSCHIJNLIJKHEID

METING
DER OVERGANGSWAARSCHIJNLIJKHEID 2P-1S
VOOR NATRIUM
DOOR ABSOLUTE-INTENSITEITSMETINGEN
AAN VLAMMEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT
OP GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS
Dr. L. S. ORNSTEIN, HOOGLEERAAR IN DE FA-
CULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE, VOL-
GENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNI-
VERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE
TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 21 MAART
1932 DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

ERWIN FRIEDRICH MAXIMILIAN
VAN DER HELD

GEBOREN TE ROTTERDAM.

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Bij het afsluiten van dit proefschrift betuig ik mijn oprechten dank aan U, Hoogleeraren in de faculteit der Wis- en Natuurkunde zoowel te Leiden als te Utrecht, voor hetgeen Gij aan mijn wetenschappelijke vorming hebt bijgedragen.

In het bijzonder is het mij een behoefte U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, dank te betuigen voor de levendige belangstelling en steun, ondervonden zoowel bij de onderzoeken, die tot dit proefschrift hebben geleid, als bij de andere werkzaamheden, die ik in verschillende functies onder Uw zeer gewaardeerde leiding heb mogen verrichten. Ik verheug mij erop nog verder onder Uw leiding te mogen werken.

Waarde Vermeulen, steeds vond ik U bereid, wanneer mijn onderzoeken bijzondere hulpmiddelen vereischten, gezamenlijk de daarvoor noodige onderzoeken te verrichten.

Tevens betuig ik mijn dank aan allen, die mij bij de experimenten behulpzaam zijn geweest.

INHOUD

	blz.
Inleiding	9.
HOOFDSTUK I	
Theoriën over emissie en absorptie	11.
HOOFDSTUK II	
De gebruikte lichtbronnen en hun absolute ijking	21.
A Ijking van een kwiklamp als vergelijkingslichtbron	21.
B Ijking van de bandlamp	23.
HOOFDSTUK III	
De vergelijking van de intensiteit van het natriumlicht met de beide absoluut geijkte lichtbronnen	26.
A Vergelijking met het kwiklicht	26.
B Vergelijking met de absolute normaallamp	32.
HOOFDSTUK IV	
Bepaling van het aantal natriumatomen in de vlam	33.
Absorptiemetingen aan natriumdamp in een absorptievat	36.
Absorptiemetingen aan vlammen	42.
HOOFDSTUK V	
De emissiemetingen	53.
Conclusie	56.
Litteratuurlijst	59.

INLEIDING.

De in deze dissertatie beschreven metingen zijn uitgevoerd met het doel de overgangswaarschijnlijkheid per secunde (A_m^n) van een hooger energieniveau (n) naar een lager (m) langs een directe weg te meten. Dit is mogelijk door het aantal atomen op het hoogere niveau aanwezig en het door deze atomen uitgezonden licht te bepalen. Een andere directe weg ter bepaling van deze grootte is door Wien ¹⁾ en zijn medewerkers ²⁾ ingeslagen bij hun metingen van de licht-uitdooving bij kanaalstralen. De uitkomsten van de metingen van Wien wijken in het algemeen aanmerkelijk af van die bij andere onderzoekingen gevonden.

De resultaten, door meerdere onderzoekers verkregen bij de bepaling van het aantal aan absorptie en emissie deelnemende atomen (in het vervolg lichtatomen genoemd) door waarneming van de magnetische draaiing van het polarisatievlak ³⁻¹¹⁾ of van de anomale dispersie ¹²⁻¹⁶⁾, kunnen zeer nauwkeurig zijn. Hun meetmethoden berusten echter met de theorieën over lichtabsorptie en emissie (zooals voor deze laatste twee verschijnselen in hoofdstuk I zal blijken) op dezelfde theorieën over lichtbreking. Zij kunnen dus nooit een criterium zijn voor de gebruikte postulaten.

Indien men deze methoden niet gebruiken wil, heeft men voor de emissiemetingen geen andere keuze dan de door metaaldampen gekleurde vlam, waarin een meetbaar aantal atomen aanwezig zijn.

Reeds in 1879 heeft Gouy ¹⁷⁾ metingen aan natriumvlammen gedaan. Zijn intensiteiten zijn in een willekeurige maat uitgedrukt. Later heeft hij deze waarnemingen op absolute waarden herleid. Het aantal lichtatomen bedroeg volgens een berekening van R. Ladenburg ¹⁸⁾ 40 % van het aantal natriumatomen in de vlam.

De metingen van Zahn ¹⁹⁾, die Ladenburg ¹⁸⁾ eveneens

bij zijn berekeningen van de verblijftijd vermeld heeft, blijken, zooals Ladenburg ook opmerkt, bij nadere beschouwing onbetrouwbaar te zijn.

De ijking van zijn vergelijkingslichtbron, een door een gematteerde kooldraadlamp van 16 kaars beschenen matglas, gaf een onnauwkeurigheid van 25° in de bepaling van de zwarte temperatuur (1404° K.). Bij de berekening van de energie, door de vlam uitgezonden, werd aangenomen, dat de vlam, die als horizontale doorsnede een ellips met groote excentriciteit had (spleet van de brander 2×24 m.m.), als een plat vlak straalde. Deze veronderstelling is zeker onjuist. In de richting toch van de lange as van de ellips is de straling per vlakke-eenheid zeker grooter, dan in de richting loodrecht hierop. Indien men de zelfomkeering verwaarloozen kan, is de door Zahn gemaakte fout een factor 2.

Door de geringe dikte van de vlam is de afkoeling aan de buitenzijde groot, zoodat Zahn nog op 5 m.m. buiten het lichtgevende deel van de vlam natriumatomen kon aantoonen, wat gezien de geringe dikte van de vlam groote fouten bij de emissiemetingen moet geven.

HOOFDSTUK I.

Theorieën over emissie en absorptie.

Bij temperatuurevenwicht in een gas wordt de bezetting der verschillende energieniveau's kanonisch, d.w.z. de kans, dat een electron zich op een bepaald niveau (n) bevindt, wordt gegeven door de formule:

$$\frac{g_n e^{-\frac{E_n}{kT}}}{\sum_n g_n e^{-\frac{E_n}{kT}}} = \frac{g_n e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}}{\sum_n g_n e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}},$$

waarin g_n het statistisch gewicht en E_n de energiehoopte van het niveau, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur beteekenen. De noemer is toegevoegd om bij sommatie over alle toestanden de kans één, d.i. de zekerheid te verkrijgen.

De hoeveelheid energie door N atomen per seconde uitgezonden wordt dan:

$$Q = N A_m^n \frac{g_n e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}}{\sum_n g_n e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}} (E_n - E_m) \text{ erg/sec,}$$

waarin A_m^n de uitstralingswaarschijnlijkheid volgens Einstein van het niveau is.

In ons geval (Natrium D-lijnen) is $m=0$ de grondtoestand van het atoom, waarin zich het overgrootste deel van de

atomen, zelfs bij de hooge temperatuur van de gebruikte vlam, bevindt, immers volgens Planck is

$$E_n - E_m = h \nu,$$

waarin ν het trillingsgetal van het uitgezonden licht en h de constante van Planck is. Waar de twee D-lijnen van natrium het kleinste energieverval met het grondniveau hebben, heeft de noemer behalve de term $n = 1$ nog maar termen

van de grootteorde $e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} < 10^{-5}$, die dus verwaarloosd mogen worden.

Definieeren wij de verblijftijd als de reciprokewaarde van de uitstralingswaarschijnlijkheid en schrijven voor het aantal quanten per atoom en per seconde $q = \frac{Q}{N h \nu}$, dan is voor de beide D-lijnen afzonderlijk:

$$\tau_1 = \frac{g_1}{q_1 g_0} e^{-\frac{h \nu_1}{kT}} \text{ en } \tau_2 = \frac{g_2}{q_2 g_0} e^{-\frac{h \nu_2}{kT}}$$

Bij afwezigheid van zelfomkeering is voor de D-lijnen de verhouding van q_2 tot q_1 door vele onderzoekers reeds bepaald op 2. Ook de verhouding tusschen de statistische gewichten heeft deze waarde, zoodat men, daar de trillingsgetallen van de beide lijnen weinig verschillen, ook mag schrijven:

$$\tau = \frac{g_1 + g_2}{(q_1 + q_2) g_0} e^{-\frac{h \nu}{kT}}$$

Tot zoover is nog geen rekening gehouden met de zelf-

omkeering van de lijn. Dit is het verschijnsel, dat het licht, door een bepaald volumenelement van de vlam uitgezonden, op zijn weg door de vlam weer gedeeltelijk geabsorbeerd wordt. De emissie is dan niet meer evenredig met het aantal atomen. Het corresponderende verschijnsel bij de absorptie is, dat de absorptie bij elke golflengte in verhouding tot het nog daar aanwezige licht plaats heeft, zoodat ook de absorptie niet evenredig met het aantal atomen op de lichtweg is. De wet van Kirchhoff eischt nu, dat de emissie gelijk is aan de absorptie, vermenigvuldigd met de straling van een zwart lichaam van dezelfde temperatuur, d.w.z. de relatieve spectrale verdeeling van de absorptie moet dezelfde zijn, als van de emissie onder gelijke omstandigheden.

Aangezien de absorptieverschijnselen gemakkelijker te overzien zijn, zullen wij ons tot dezen beperken en tevens de klassieke theorie der quasi-elastisch gebonden oscillatoren te hulp moeten roepen om alle verschijnselen zooal niet te kunnen verklaren dan toch te overzien.

De differentiaalvergelijking voor de beweging van een oscillator met eigen frequentie ω_0 onder invloed van een trilling met frequentie ω luidt:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega' \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{eE}{m} \sin \omega t$$

waarin:

e en m de lading en de massa van het trillende electron;
 E de maximale elektrische veldsterkte van het beschouwde (monochromatische) licht;
 ω' de dempingsconstante van de oscillator beteekenen.

De kracht, waardoor de damping plaats heeft, is dus evenredig met de snelheid gedacht.

De algemeene oplossing van deze differentiaalvergelijking luidt:

$$x = P e^{-\frac{\omega'}{2}t} \sin\left\{\sqrt{\omega_0^2 - \frac{\omega'^2}{4}}t + \varepsilon\right\} - \frac{eE}{m\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega'^2\omega^2}} \sin(\omega t + \delta)$$

$$\delta = b g t g \frac{\omega' \omega}{\omega^2 - \omega_0^2}$$

P en ε worden door de aanvangscondities bepaald (b.v. $x = 0$ en $\dot{x} = 0$). Terwijl de eerste term een aanloopfunctie is, geeft de tweede een stationaire trilling van dezelfde frequentie als de opwekkende trilling heeft. Om de trilling stationair te houden moet de oscillator steeds energie uit het opvallende licht opnemen om de wrijving te overwinnen.

De meest gebruikelijke weg om de absorptiecoëfficiënt uit te rekenen leidt over de complexe brekingsindex. Men kan echter ook als volgt, redeneeren:

De wrijvingskracht bedraagt $\left| m \omega' \frac{dx}{dt} \right|$, dus de in één periode geabsorbeerde energie:

$$I = \oint m \omega' \frac{dx}{dt} dx = \frac{\pi \omega' \omega e^2 E^2}{m [(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega'^2 \omega^2]}$$

Om de klassieke theorie met de quantentheorie te verzoenen moet men de gevonden uitdrukking met een factor f ,

de z.g. sterkte van den oscillator, vermenigvuldigen. Ladenburg²⁰⁾ heeft aangetoond, dat

$$f_n = A_m^n \frac{g_n}{g_m} \frac{n m c^3}{2 e^2 \omega_n m^2} \text{ is.}$$

(c = lichtsnelheid in vacuo)

Zijn er N oscillatoren per c.m³., dan bedraagt de per seconde en per c.m². in een vlak loodrecht op de stralengang over een lengte dl geabsorbeerde energie $\frac{\omega}{2\pi} N f I dl$. Bij een snelheid v van het licht in het gas wordt de absorptie, gerekend ten opzichte van de energiestroom ten bedrage van $\frac{v E^2}{8\pi}$:

$$\varphi dl = \frac{4 \omega}{v E^2} N f I dl = \frac{4 \pi \omega' \omega^2 e^2 N f dl}{m v [(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega'^2 \omega^2]}$$

Volgens de definitie van de absorptie-index K is

$$\varphi dl = \frac{2 \omega}{c} (n K) dl$$

waarin $(n K)$ de z.g. absorptiecoëfficiënt is, zoodat men dus met een veroorloofde benadering, waarbij $\omega - \omega_0 = \mu$ gesteld wordt, ($\mu \ll \omega_0$) heeft:

$$(n K) = \frac{\pi \omega' e^2 N f}{2 m n \omega_0 [\mu^2 + \frac{\omega'^2}{4}]}$$

Er is nu nog geen rekening gehouden met de beweging

van de gasdeeltjes. Voigt²¹⁾ vindt bij een snelheidscomponent w in de richting van het doervallende licht voor de absorptiecoëfficiënt:

$$(nK) = \frac{\pi e^2 N f c}{2 m n \omega_0^2 w} b g t g \frac{\omega_0 \omega' w}{c [\mu^2 + \frac{\omega'^2}{4} - \frac{\omega_0^2}{c^2} w^2]}$$

Bij temperatuurevenwicht in het gas bedraagt het relatieve aantal atomen met een snelheidscomponent in een bepaalde richting tusschen w en $w + dw$ volgens Maxwell:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi} w_0^3} w^2 e^{-\frac{w^2}{w_0^2}} dw$$

als w_0 de meest waarschijnlijke snelheidscomponent beteekent.

Vermenigvuldiging van (nK) met deze grootheid en integratie over alle snelheden levert tenslotte de gezochte absorptiecoëfficiënt.

Nu is $w_0 = \sqrt{\frac{2kT}{M}}$, waarin k de konstante van Boltzmann,

M de massa van het beschouwde atoom en T de absolute temperatuur aanduiden. Voert men nog de halve verbreeding

volgens Doppler $b = \frac{\omega_0}{c} w_0$ in (Is de demping $\omega' = 0$, dan bepaalt deze grootheid, d.w.z. de snelheden van de

atomen in het gas, de breedte van de lijn), dan vindt men tenslotte:

$$(nK) = \frac{2\sqrt{\pi} e^2 N f}{\omega_0 b m n_0} \int_0^{\infty} y e^{-y^2} \operatorname{bgtg} \frac{b \omega' y}{\mu^2 + \frac{\omega'}{4} - b^2 y^2} dy$$

De door een laag met de dikte l geabsorbeerde energie bedraagt dus bij de afstand μ van het midden van de lijn, als I_0 de intensiteit van het invallende licht en I_μ de intensiteit na het verlaten van de absorbeerende laag is:

$$I_0 - I_\mu = I_0 \left(1 - e^{-\varphi l} \right)$$

Integreerend over de verschillende waarden van μ , vindt men, als men $\mu = bx$ stelt en de integraal A door $2bI_0$ deelt, voor de totale absorptie, uitgedrukt in de verbrediging ten gevolge van het Doppler-effect alleen:

$$\frac{A}{2bI_0} = \int_0^{\infty} \left(1 - e^{-\frac{2\omega l}{c} (nK)} \right) dx$$

Zoowel (nK) als $\frac{A}{2bI_0}$ is voor verschillende verhoudingen $a = \frac{\omega'}{b}$ door den schrijver²²⁾ numerisch uitgerekend

(fig. 1). Voor a zeer groot, d.w.z. geen zelfomkeering, vindt men voor $\frac{A}{2bI_0}$ waarden, die op de rechte in deze figuur gelegen zijn.

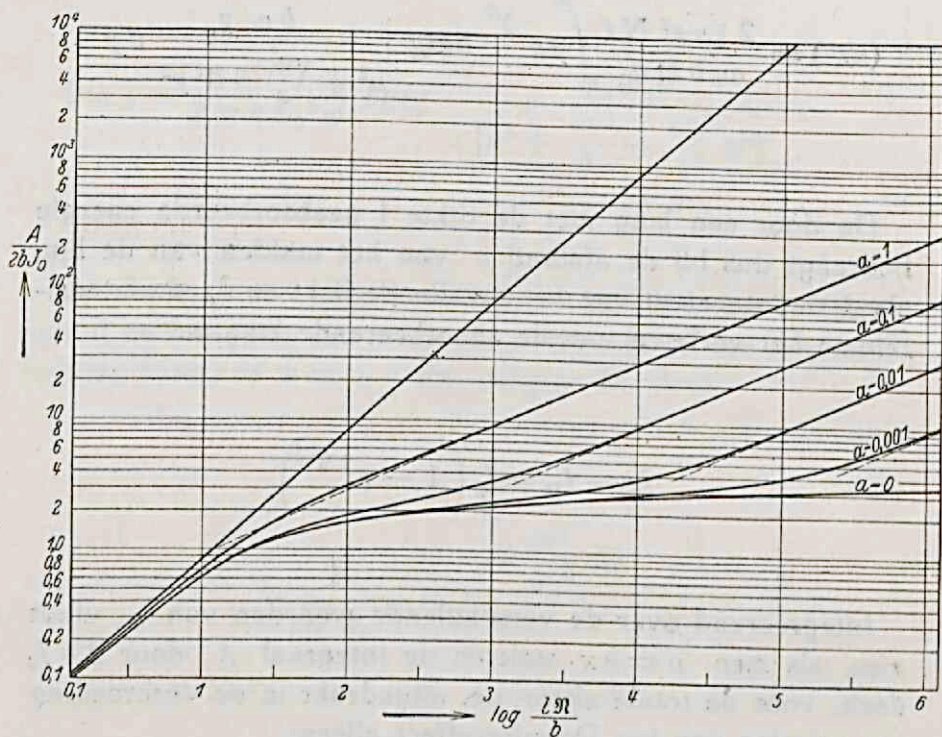


Fig. 1.

Totale absorptie als functie van het aantal absorbeerende deeltjes.

l = dikte van de absorbeerende laag.

N = aantal absorbeerende atomen per cm^3 ,

f = oscillatorsterkte.

$\mathfrak{N} = Nf$.

b = verbreding ten gevolge van het Dopplereffect.

De uitstraling van een oscillator bedraagt volgens de klassieke theorie, als E de energie van de oscillator weergeeft:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \ddot{v}^2}{c^3}$$

Hieruit volgt, dat, als men $\frac{3nm c^3}{2e^2 \omega^2} = \tau_{kl}$ stelt:

$$E = E_0 e^{-\frac{t}{\tau_{kl}}} \text{ is.}$$

Beschouwt men N atomen in aangeslagen toestand, b.v. bij de kanaalstraalproeven van Wien (l.c.), dan is het aantal atomen dN , dat in de tijd dt naar de niet aangeslagen toestand zullen terugkeeren:

$$-dN = N A_m^n dt$$

of

$$N = N_0 e^{-A_m^n t}$$

zoodat, wil de klassieke theorie in overeenstemming zijn met de quantentheorie,

$$\tau_{kl} = \frac{1}{A_m^n}$$

moet zijn, d.w.z. $\tau_{kl} = \tau_{qu}$.

$\frac{1}{\tau_{kl}}$ is tevens de dempingsconstante voor het geval er geen andere demping aanwezig is; deze zij ω_0' .

Bij voldoende hooge gasdruk is er, zooals Lorentz heeft aangetoond²³⁾, ook demping ten gevolge van botsingen. De totale demping is de som van beiden.

Volgens Lorentz is deze damping gelijk aan tweemaal het aantal botsingen per seconde

$$\alpha_L' = 2\zeta = 4\sigma^2 \sqrt{\pi} n \sqrt{2 \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} kT}$$

Hierin is:

σ = som der stralen van de botsende deeltjes.

n = aantal moleculen per c.m³.

m_1 en m_2 = massa's van de botsende moleculen.

k = konstante van Boltzmann.

T = absolute temperatuur.

Er zijn nog meer lijn-verbreedende factoren, die in hoofdstuk IV nog terloops behandeld zullen worden.

HOOFDSTUK II.

**De gebruikte lichtbronnen en hun absolute ijking.
Kwiklamp en bandlamp.**

Zooals in de inleiding reeds is medegedeeld, was het doel van de onderzoeken het bepalen van de overgangswaarschijnlijkheid van een hoger niveau naar een lager, inzonderheid van het $2p_1$ en het $2p_2$ niveau van natrium naar het grondniveau 1 s. Hiervoor was noodig het aantal atomen en de intensiteit van het door deze atomen uitgezonden licht te kennen.

De meting van de intensiteit geschiedde door fotografisch-fotometrische vergelijking met lichtbronnen, waarvan de intensiteit eens en vooral absoluut was gemeten. Een directe meting van de intensiteit van het natriumlicht zou alleen mogelijk zijn bij zeer veel natrium in de vlam en zeker niet bij vlammen, waarin zoo weinig natrium aanwezig is, dat de zelfomkeering een te verwaarloozen rol speelt.

Als uitgangspunt voor de energiemetingen diende een oppervlaktethermozuil, die volgens de door Van Dijck ^{24,25}) aangegeven methode geijkt was ($1 \mu V = 1,83 \times 10^{-6} \text{ Watt/cm}^2$)

A. Ijking van een kwiklamp als vergelijkingslichtbron.

Het lag voor de hand als vergelijkingslichtbron een eveneens een lijnenspectrum uitzendende lamp te nemen. Met behulp van een relatief geijkte normaallamp is dan de natriumlijn te vergelijken met een naburige lijn van de vergelijkingslichtbron. Als zoodanig werd een kwiklamp van het liggende type gekozen. Voor de vergelijking kwamen in aanmerking de groene en de gele lijnen. De gele lijnen bleken echter bij de spanningen, waarbij de kwiklamp continu brandde, te geringe intensiteit te hebben voor een nauwkeurige meting met de thermozuil, zoodat de groene lijn, hoewel verder van de natriumlijn afliggend, gekozen moest worden.

Voor de bepaling van de absolute intensiteit van de groene lijn ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$) was het noodig door geschikte filters deze lijn te isoleeren en bovendien zoo weinig mogelijk van het licht van de kwiklamp af te schermen om nog voldoende intensiteit voor een betrouwbare absolute intensiteitsmeting over te houden.

Het horizontale gedeelte van de buis van de kwiklamp was over ca. 5 c.m. voldoende glad en zonder veranderingen van de doorsnede verlopend, zoodat de loodrecht op zijn asrichting uitgestraalde energie op voldoende afstand van de lamp evenredig met de breedte van een ervoor geplaatste vertikale spleet kon aangenomen worden. Alleen dit gedeelte werd bij de ijking gebruikt.

Als filters deden dienst:

- 1°. een kopersulfaat- en chininesulfaatoplossing, resp. ca. 150 en 50 gr. per liter voor de absorptie van de infra-roode en ultraviolette stralen.
- 2°. een chrysoïdine-oplossing om het zichtbare spectrum op geel en groen na te absorbeeren.
- 3°. een didymiumnitraatoplossing om de gele lijnen weg te nemen.

De concentratie van de oplossing van chrysoïdine werd zoover opgevoerd tot in de spectroscop alleen nog de groene en gele kwiklijnen waren waar te nemen. Het was niet mogelijk de gele lijn geheel met de didymiumnitraat-oplossing weg te nemen. De intensiteit was echter zoo verzwakt, dat zij de nauwkeurigheid in de meting van de absolute waarde van de intensiteit van de groene lijn niet meer in gevaar bracht.

Een tweede stel filters, identiek met het gebruikte diende om een correctie voor de absorptie van de te meten lijn in glas en vloeistoffen en voor de verschillende reflecties te kunnen aanbrengen.

Waar het eerste stel filters alle licht wegneemt, behalve de genoemde lijn en van deze laatste bovendien nog een klein gedeelte, zal het tweede stel slechts nog van het overgebleven

licht eenzelfde gedeelte absorbeeren en reflecteeren kunnen als het eerste stel alleen van de groene lijn heeft weggenomen. Dus de met de thermozuil gemeten verhouding tusschen het doorgelaten licht van één stel en van twee stellen filters geeft aan, hoeveel de groene kwiklijn door het eerste stel verzwakt wordt. Hierin is tevens de correctie begrepen, die anders aangebracht zou moeten worden voor de schijnbare verkleining van de optische afstand tusschen lichtbron en thermozuil ten gevolge van de breking van het licht in de absorptievaatjes.

De aldus uitgevoerde metingen klopten binnen de meetfouten met de uitvoerige niet gepubliceerde, door de heeren Zuur en van Driel in het laboratorium aan dezelfde kwiklamp verrichte metingen. Deze onderzoekers volgden in hoofdzaak dezelfde weg. De doorlating van het absorptievat voor de vereischte golflengte werd echter met een monochromator, vacuumthermoelement en versterkingsopstelling gemeten. De kwiklamp werd bij verschillende aangelegde spanningen en bij verschillende stroomsterkten op intensiteit van groene en gele kwiklijnen onderzocht.

Bij 2 Ampère en 38—41 Volt bedroeg de door het niet afgeschermd gedeelte van de buis loodrecht op zijn as uitgestraalde energie:

$$(3,5 \pm 0,1) 10^{-2} \text{ Watt/ruimtehoek}$$

Daar later twijfel rees aan de constantheid van deze lichtbron, werd besloten ook nog metingen te doen met een absoluut geijkte normaallamp.

B. Ijking van de bandlamp. ²⁶⁻²⁷⁾

Deze ijking werd uitgevoerd volgens twee methoden ten einde een contrôle te verkrijgen.

De eerste methode berust op het bepalen van een bekend gedeelte van het in het zichtbare golflengte gebied door een bandlamp uitgezonden licht. Hiertoe wordt een met koper-

sulfaat- en chininesulfaatoplossing gevuld vaatje vóór de bandlamp geplaatst. Met behulp van een dubbelmonochromator en een vacuumthermoelement met versterkingsopstelling werd de doorlating van het absorptievat in afhankelijkheid van de golflengte bepaald. Vervolgens wordt met een pyrometer de zwarte temperatuur van de bij bepaalde stroomsterkten brandende lamp gemeten. Hieruit is de kleurtemperatuur te berekenen. Vermenigvuldigt men nu bij elke golflengte de doorlating met de uit de kleurtemperatuur berekende, in een, voor alle golflengten geldende, willekeurige maat uitgedrukte energie en sommeert over alle golflengte, dan vindt men de totale door het absorptievat doorgelaten energie van de bandlamp, uitgedrukt in die willekeurige maat. Meet men nu met een thermozuul deze energie absoluut, dan is tevens de absolute waarde van de willekeurige maat gegeven. Hieruit en uit de kleurtemperatuur is dan voor elke golflengte de absolute energie per Å te berekenen. De totale door het absorptievat doorgelaten berekende energie bleek slechts zeer weinig afhankelijk van de kleurtemperatuur, zoodat de pyrometermetingen voor dit onderdeel niet nauwkeurig behoeften te zijn.

De tweede methode steunt geheel op de pyrometerwaarnemingen. Uit de gemeten zwarte temperatuur bij de golflengte $\lambda = 0,665 \mu$ werd de ware temperatuur berekend.

Hieruit en uit de bekende emissiecoëfficiënten van Wolfram bij verschillende temperaturen volgt dan, hoeveel energie de lamp bij $0,560 \mu$ per Å en per ruimtehoek in Watts bij verschillende stroomsterkten uitzendt.

De beide meetreeksen gaven resultaten, die ca. 4 % uiteen lagen.

De metingen leverden een gemiddelde waarde van

$$2,68 \times 10^{-5} \text{ Watt } / \text{Å, ruimtehoek}$$

bij $\lambda = 5600 \text{ Å}$ en een stroomsterkte van 10 Ampère. De kleurtemperatuur was bij deze stroomsterkte 2200° K , zoo-

dat de lamp in een richting loodrecht op het bandje bij $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ een energie uitzendt van

$$3,67 \times 10^{-5} \text{ Watt/A, ruimtehoek}$$

Zooals uit de hierna medegedeelde metingen zal blijken, stemden de metingen met de kwiklamp en de bandlamp binnen de meetfouten overéén.

HOOFDSTUK III.

De vergelijking van de intensiteit van het natriumlicht met de beide absoluut geijkte lichtbronnen.

A. Vergelijking met het kwiklicht.

Beschrijving van de opstelling (fig. 2).

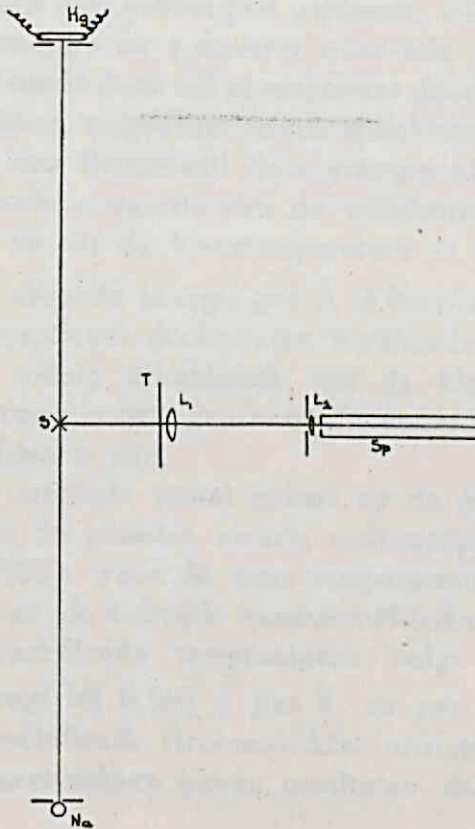


Fig. 2.

Door draaiing van spiegel S kan afwisselend het licht van de natriumbrander, de kwiklamp of de relatieve normaal-lamp op een trapverzwakker T geworpen worden. Lens L_2

beeldt deze verzwakker af op de spleet van een spectrograaf, terwijl lens L_1 ervoor zorg draagt, dat alle licht, dat op de trapverzwakker valt, op L_2 geconcentreerd wordt.

De spectrograaf was een verbouwde goniometer met een 60° prisma van zwaar flintglas en een holle spiegel voor de beeldvorming.

Zoowel het kwiklicht als het natriumlicht werd fotografisch op de in het laboratorium gebruikelijke wijze vergeleken met het continue spectrum van een op kleurtemperatuur geijkte nitralamp (relatieve normaallamp).

De spleet van de spectrograaf werd zoo breed (0,141 m.m.) gekozen, dat de natriumlijnen nog juist gesplitst waren. De spleetbeeldbreedte is dan groot ten opzichte van de eigen breedte van de lijn, zoodat met topzwartingen kan gewerkt worden. In dit geval geldt de formule:

$$I_L = I_c \frac{H_L}{H_c} \frac{b}{D}$$

waarin:

I_L = intensiteit van de lijn.

I_c = intensiteit van het continue spectrum ter plaatse van de lijn per Å (voor dit geval in willekeurige maat).

b = geometrische breedte van het spleetbeeld op de plaat.

D = dispersie in c.m. per Å op de plaat.

H_L = uit de zwartingskromme van de lijn afgelezen verzwakking van de gegeven lijnintensiteit noodig om een willekeurig gekozen zwarting op de plaat te veroorzaken.

H_c = uit de zwartingskromme van het continue spectrum afgelezen verzwakking noodig om dezelfde zwarting als bij de lijn te verkrijgen.

De verhouding van de intensiteiten van het continue spectrum voor de golflengten λ_1 en λ_2 bedraagt:

$$\frac{I_{c,1}}{I_{c,2}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 e^{\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)},$$

waarin h de constante van Planck, k de constante van Boltzmann, c de lichtsnelheid en T de absolute temperatuur voorstellen.

De verhouding van de intensiteit van twee lijnen wordt dus:

$$\frac{I_{L,1}}{I_{L,2}} = \frac{I_{c,1}}{I_{c,2}} \frac{H_{L,1}}{H_{L,2}} \frac{H_{c,2}}{H_{c,1}} \frac{b_1 D_2}{b_2 D_1},$$

De verhouding van de spleetbeeldbreedten $b_1 : b_2$ wordt beïnvloed door:

- 1°. de holle spiegel,
- 2°. het prisma.

Bij 1°. Waar op de holle spiegel het licht van eenzelfde kleur evenwijdig invalt, zal een beeld van de spleet gevormd worden in het brandvlak, d.i. in eerste benadering een bol gaande door het midden van en rakend aan de spiegel met diameter $\frac{1}{2}R$, als R de kromtestraal van de holle spiegel is. De vlakke fotografische plaat wordt nu zoo gesteld, dat de te vergelijken lijnen tegelijk scherp op de gelatine laag afgebeeld worden. De vergrooting van de afbeelding van de spleet wordt nu niet alleen evenredig met de afstand r van het spleetbeeld tot het midden van de spiegel, maar bovendien nog omgekeerd evenredig met de cosinus van de hoek β , waarover de plaat gedraaid is uit de stand loodrecht op r .

Is h de loodrechte afstand van het midden van de spiegel tot de plaat, dan is $\cos \beta = \frac{h}{r}$ en

$$b(:) \frac{r^2}{h} \text{ dus } \frac{b_{sp_1}}{b_{sp_2}} = \frac{r_1^2}{r_2^2},$$

waarin b_{sp} de spleetbeeldvergrooting door de spiegel betekent. Invullen van de optredende lengten der stralen gaf een waarde

$$\frac{b_{sp_1}}{b_{sp_2}} = 0,9956$$

Met deze kleine correctie, werd, gezien de grootte van andere meetfouten, verder geen rekening gehouden.

Bij 2°. Het prisma werd zoo opgesteld, dat het licht van de groene kwiklijn met minimum deviatie het prisma passeerde. In dit geval beïnvloedt het prisma de vergrooting niet. Anders is het echter met het natriumlicht.

Aangezien de brekende hoek van het prisma 60° bedraagt, is voor het licht van de groene kwiklijn ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$) $b = c = 30^\circ$ (fig. 3) en $d = a$ gegeven door

$$\sin a = n_{5461} \sin b$$

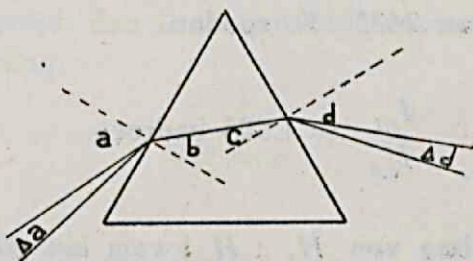


Fig. 3.

Wordt de spleet van de spectrograaf gezien onder een

hoek $\triangle a$, dan is de hoek $\triangle d$ van de richtingsspreiding na het verlaten van het prisma:

$$\triangle d = \frac{\cos c \cos a}{\cos b \cos d} \triangle a$$

Voor de groene kwiklijn is dus $\triangle d = \triangle a$, terwijl men voor het natriumlicht na invulling van de uit de brekingsindices ($n_{Na} = 1,8913$ en $n_{Hg} = 1,9011$) berekende hoeken vindt:

$$\triangle d = 0,919 \triangle a$$

terwijl door opmeten van de breedte van beelden van een zeer breede spleet gevonden werd

$$\triangle d = 0,92 \triangle a$$

dus

$$b_1 = 0,92 b_2$$

Met behulp van het kwikspectrum werd een dispersiekromme verkregen, waaruit de dispersie ter plaatse van de groene kwiklijn en van de natriumlijnen berekend werd (minimum deviatie voor de groene kwiklijn):

Voor $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ was de dispersie : $D_1 = 3,08 \times 10^{-3} \text{ cm/\AA}$
 „ $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ „ „ „ : $D_2 = 4,33 \times 10^{-3} \text{ cm/\AA}$

De nitralamp had bij een stroom van 6 Ampère een kleurtemperatuur van 2435° K , zoodat:

$$\frac{I_{c,1}}{I_{c,2}} = 1.505 \text{ bedroeg.}$$

Bij de bepaling van $H_L : H_c$ kwam het meerdere malen voor, dat bij het uitzetten van de zwarting van de plaat bij verschillende intensiteiten van het licht zoowel van het con-

tinue spectrum als van de lijn tegen de logarithme van deze intensiteiten de hiermee verkregen zwartingskrommen niet parallel verliepen. Er werd echter tevens opgemerkt, dat de zwartingskrommen voor het natriumlicht en voor het kwiklicht alsook die voor dezelfde golflengten bij het continue spectrum wel evenwijdig waren. Neemt men aan, steunend op deze waarneming, dat dit effect voor beide lichtsoorten hetzelfde is, dan kan men toch de juiste waarde van $\frac{H_{L,1}}{H_{c,1}}$

$\frac{H_{c,2}}{H_{L,2}}$ vinden door de verhoudingen $\frac{H_{L,1}}{H_{L,2}}$ en $\frac{H_{c,1}}{H_{c,2}}$ te bepalen.

Men vindt dan natuurlijk voor elke zwarting dezelfde eindwaarde.

Terwijl de kwiklamp en de normaallamp steeds bij dezelfde spanning en dezelfde stroomsterkte gebruikt werden en dus steeds dezelfde energieën uitstraalden, werd de vlam met zeer uiteenloopende hoeveelheden natrium gekleurd, zoodat het kwiklicht en het licht van de normaallamp om de belichtingstijden gelijk te krijgen sterk verzwakt moesten worden. Hoofdzakelijk gebeurde dit, wat de kwiklamp betreft, door het smaller maken van de vroeger reeds genoemde verticale spleet. Voor de sterkste verzwakkingen konden nog twee fotografische verzwakkers vóór de kwiklamp gezet worden.

Bij de eerste metingen is nog variatie van de belichtingstijd toegepast om intensiteitsverschillen te overbruggen (ten hoogste een factor 3), bij latere metingen is hiervan echter geheel afgezien. Is I de intensiteit van het gebruikte licht en t de belichtingstijd, dan is volgens Schwarzschild voor een bepaalde zwarting

$$I t^p = c$$

(p en c constanten).

Met een Ica-densograaf werd bij Ilford panchromatic-Plates voor p gevonden 0,885.

B. Vergelijking met de absolute normaallamp.

De apparatuur bleef bij deze metingen in hoofdzaak dezelfde. Alleen werd spiegel *S* uit de opstelling verwijderd en de trapverzwakker beurtelings direct door de lichtbronnen verlicht.

De intensiteit van het op de spectrograaf vallend licht van de bandlamp, kon, daar de band vertikaal stond, door de variatie van de breedte van een ervoor geplaatste horizontale spleet vergelijkbaar gemaakt worden met die van het natriumlicht. Ook hier is:

$$I_L = I_c \frac{H_L}{H_c} \frac{b}{D}$$

De spleetbeeldbreedte werd hier bepaald uit de onder een comparateur gemeten spleetbreedte (0,0141 cm) en de bij zeer breede spleet fotografisch bepaalde vergrooting (1,40). Bij minimumdeviatie voor de natriumlijnen bedroeg de dispersie

$$D = 3,38 \times 10^{-3} \text{ cm}/\text{\AA}$$

HOOFDSTUK IV.

Bepaling van het aantal natrium-atomen in de vlam.

De opstelling voor de natriumbrander is in hoofdzaak, zooals in fig. 4 is aangegeven. De noodige lucht, door een

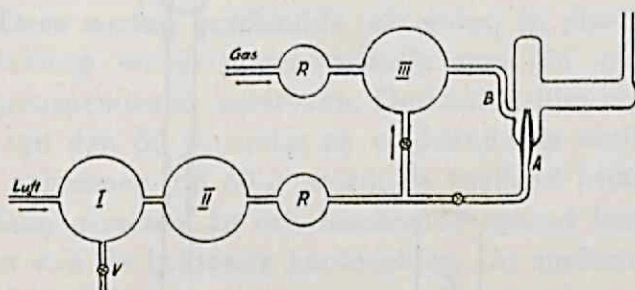


Fig. 4.

roteerende oliepompe van Gaede geleverd, wordt eerst voor het opvangen van de onvermijdelijke pompstooten door flesschen (I en II) gevoerd. Bovendien is op flesch I een ventiel V aangebracht voor de bijregeling van de druk. Na de tweede flesch volgt een rotameter (*R*) om zorg te dragen voor de reproduceerbaarheid van de proef. Daarna wordt de lucht langs twee wegen naar de brander geleid:

- 1°. direct naar de vloeistofverstuiver (fig. 5 bij A) en
- 2°. door een regelkraan naar flesch III, waar een innige vermenging plaats heeft met het eveneens door een rotameter gecontroleerde lichtgas. Bij de intensiteitsvergelijking met de absolute normaallamp werd vóór de gasrotameter nog een gashouder aan de leiding aangesloten om de drukschommelingen van het stadsnet te elimineeren.

Het gasmengsel uit flesch III wordt vervolgens in de ruimte C boven de sproeier geleid. Door de beschreven voormenging wordt een rustiger branden van de vlam bereikt, daar de onregelmatigheid van de luchttoevoer, onvermijdelijk bij een verstuiver, nu door de voormenging weinig invloed meer kan

hebben op de mengverhouding lucht—gas. Tevens werd hiermee de verstuiwing regelbaar. Na de sproeiruumte krijgt

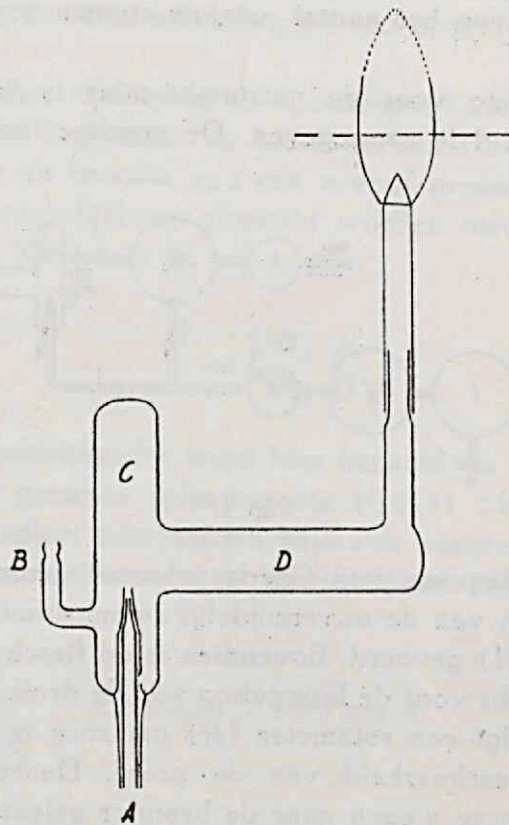


Fig. 5.

het mengsel nog gelegenheid in een wijde horizontale buis (*D*) de groote druppels te laten vallen, waarna het door een smalle glazen buis en een messing verlengstuk in de vlam komt.

Als natriumzout werd natriumcarbonaat gekozen. Om na te gaan, of de concentratie noemenswaard door verdamping van het water veranderde, werd de vloeistof met zoutzuur en als indicator methylovanje zoowel vóór als na de proef getitreerd. Binnen de meetfout van deze methode werd geen concentratievermeerdering geconstateerd.

Veronderstelt men, dat alle natriumatomen uit de versproeide vloeistof aan het lichten deel nemen — wat, zooals later zal blijken niet het geval is — dan heeft men voor de bepaling van het aantal van deze atomen in het gedeelte van de vlam, waarvan men de intensiteit van het uitgezonden licht bepaalt, noodig te weten:

1°. **De snelheid van de vlam.** Voor de bepaling van de snelheid van de vlam werd de methode van Andrade²⁸⁾ toegepast. Deze meting geschiedde, als volgt: In plaats van de soda-oplossing wordt water, waarin zeer fijn gepoederde kool is gesuspenderd, verstoven. De kooldeeltjes mogen niet grooter zijn dan 60μ , opdat zij voldoende de snelheid van de vlam aannemen. Bij 60μ wordt de snelheid (400 cm/sec) 1 % te laag gemeten. In een roteerende spiegel bekijkt men de banen van de lichtende kooldeeltjes. De snelheid van de vlam bedraagt dan:

$$4 \pi a n \operatorname{tg} \alpha,$$

als a de afstand van de vlam tot de spiegel, n het aantal omwentelingen van de spiegel per tijdseenheid en α de hoek met de horizontale, waaronder men de banen van de lichtende kooldeeltjes ziet, beteekenen.

Bij een bepaalde, gedurende alle proeven aangehouden stand der rotameters bleek de snelheid van de vlam 418 cm/sec te zijn. Later werd de snelheid van de vlam vergroot, omdat bij de lagere snelheid de vlam soms insloeg. Deze grootere snelheid bedroeg 787 cm/sec. De gemiddelde fout in het gemiddelde van deze metingen was 1,2 %.

2°. **De diameter van de vlam.** Deze werd gemeten door de sterk gekleurde vlam met een lens van ca. één meter brandpuntsafstand vergroot af te beelden op een matglazen millimeterschaal en voor de juiste grensbepaling het overgrootte deel van de vlam af te schermen. Bij de snelheid van de vlam van 418 cm/sec bedroeg de diameter 3,40 c.m. en bij 787 cm/sec 3,26 c.m.

3°. **De afmetingen van de opening in een scherm vlak**

vóór de natriumbrander, waardoor het gedeelte van de vlam, waarvan het licht gemeten werd, gedefinieerd was. Bij de eerste reeks metingen bedroeg de breedte van de rechtehoekige opening 1,08 cm en de hoogte 1,14 cm. Bij de tweede reeks was de opening rond met een diameter van 1,20 cm.

4°. De weging van de met vloeistof gevulde brander vóór en na de proef.

In verband met de duur van het sproeien is dan uit te rekenen hoeveel atomen natrium er zich bevinden binnen een horizontale balk met één cm² doorsnede, waarvan de as de as van de brander snijdt.

Het is nu de vraag of alle natriumatomen in de vlam aan de emissie kunnen deelnemen *). Om dit na te gaan werden absorptiemetingen gedaan met het vooropgestelde doel de absorptie van de natriumvlam te vergelijken met de absorptie door een bekende hoeveelheid natriumdamp, b.v. in een absorptievatje, waarin de damp in evenwicht is met vloeibaar of vast natrium. Deze vergelijking is natuurlijk dan alleen veroorloofd, wanneer in beide gevallen er zoo weinig natrium aanwezig is, dat de absorptie evenredig met het aantal atomen mag gesteld worden, d.w.z. $\frac{N f l}{b} < 3$ voor beide lijnen (fig. 1), of dat de atomen in beide gevallen onder volmaakt gelijke omstandigheden verkeren (andere wijze van toevoeren van het natrium in de vlam).

Vergelijking met de absorptie door natriumdamp in een absorptievat. Hiertoe werd het in fig. 6 weergegeven absorptievatje geconstrueerd. Het vat zelf bestaat uit twee deelen A_1 en A_2 , die met elkaar in verbinding staan door een vernauwd gedeelte. Gedurende de tijd, dat het vat een temperatuur heeft boven de omgeving, wordt ervoor gezorgd, dat A_1 warmer is dan A_2 . Hierdoor wordt voorkomen, dat

*) Zie voor kritiek over een voorloopige mededeeling ²⁹⁾ een artikel van Ladenburg en Minkowski ³⁰⁾.

er bij afkoeling natrium in A_1 neerslaat en gedurende het

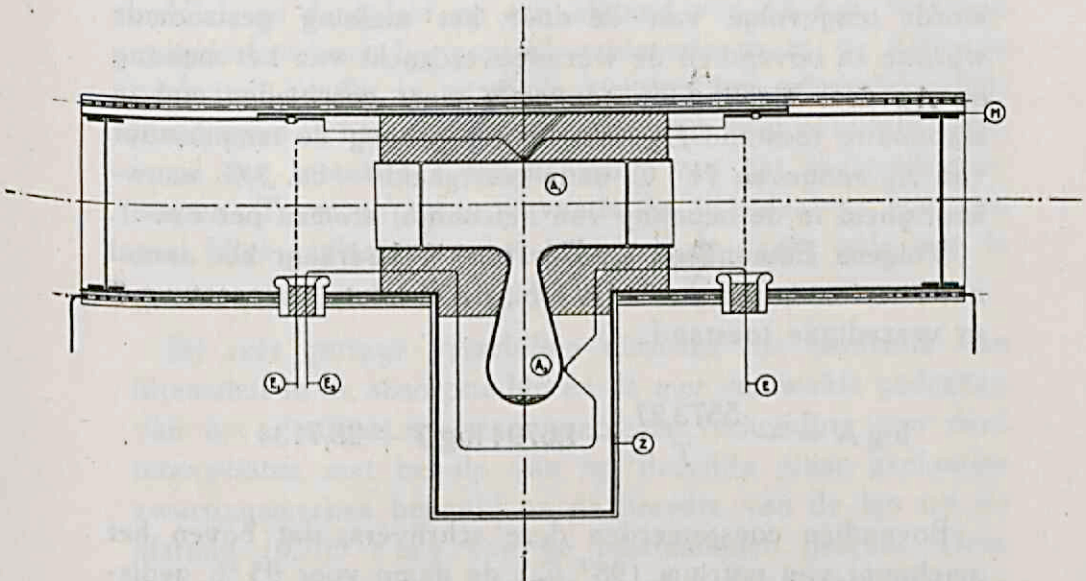


Fig. 6

buiten gebruik zijn van het toestel het glas zou kunnen aantasten. A_1 is het eigenlijke absorptievat, dat bestaat uit een glazen buis, waarin aan beide einden planparallele glazen plaatjes zijn gesmolten. Het bevindt zich binnen een messingbuis M met in het midden een aan het eind afgesloten zijbuis Z , waarin A_2 zich bevindt. De ruimte tusschen het cilindrische gedeelte van het absorptievat en de messingbuis, alsook tusschen insnoering en zijbuis werden met asbest opgevuld. Ter vermindering van afkoeling door luchtstromingen werden bovendien de einden van de messingbuis nog voorzien van planparallele vensters. Om de hoofdmessingbuis werden achtereenvolgens aangebracht een laag asbestpapier, de wikkelingen van een elektrische verhitter, die zoo goed mogelijk homogeen over het oppervlak verdeeld werden en tenslotte eenige lagen asbestpapier. Om de zijbuis werd slechts één laagje asbestpapier aangebracht. In de hoofdbuis waren eenige openingen uitgespaard voor de toevoerdraden E , E_1 en E_2 van twee alumel-chromel thermopolen. Met E_1

kon de temperatuur van de glazen wand in het midden van A_1 gemeten worden, met E_2 die van A_2 . Doordat A_2 warm wordt tengevolge van de door het messing gestroomde warmte en bovendien de warmteoverdracht van het messing op A_2 door straling en convectorie moet geschieden, zal in stationaire toestand E_2 nauwkeurig genoeg de temperatuur van A_2 aangeven (1° C. nauwkeurigheid = ca. 5 % nauwkeurigheid in de bepaling van het aantal atomen per cm^3).

Volgens Edmondson en Egerton³¹⁾ bedraagt het aantal natriumatomen per cm^3 . (N) bij de absolute temperatuur T in verzadigde toestand:

$$\log N = -\frac{5573,27}{T} - 1,6794 \log T + 28,7134$$

Bovendien constateerden deze schrijvers, dat boven het smeltpunt van natrium (98° C.) de damp voor 95 % gedissocieerd is.

De met E_1 gemeten temperatuur behoeft minder nauwkeurig bekend te zijn, waar het met T_2 berekende aantal atomen per cm^3 . in A_2 vermenigvuldigd moet worden met T_2/T_1 om het aantal atomen per cm^3 . in A_1 te leveren. Bij ca. 200° C. = 473° K. geeft een onnauwkeurigheid van 5% slechts een fout van 1 %. De afstand tusschen de eindvlakken van het absorptievaatje bedroeg 4,7 cm.

De absorptiemeting. Het licht van een wolframbooglampje wordt met een lens evenwijdig gemaakt, passeert vervolgens het absorptievaatje, om ten slotte door een tweede lens op een spleet geconcentreerd te worden, zoodat één der lichtgevende bollen van het lampje scherp afgebeeld is op deze spleet (spleetbreedte 0,0300 cm). Een hol rooster (10 meter kromtestraal, 13,0 c.m. breed, 5910 lijnen per cm) werd zoo opgesteld, dat het licht, door de spleet vallend, hierboven het tweede orde spectrum vormde (Eagle-mounting). Met het oog op de beschikbare ruimte moest de lichtweg door een spiegel in twee gedeelten gesplitst worden. Bij de eagle-

mounting kon met het gebruik van één spiegel volstaan worden.

Vlak na de spleet op een afstand van 18 c.m. was een cylinderlens met horizontaal geplaatste as in de lichtweg geplaatst, zoodat in verticale richting het spleetvlak afgebeeld werd in het vlak van waarneming. Met deze maatregel werd een intensiteitsvermeerdering van het spectrum verkregen. Tusschen absorptievaatje en tweede lens was een geel filter geplaatst om het licht van de derde orde weg te nemen (in casu $\lambda = 3925 \text{ \AA}$).

Bij zeer geringe verschillen tusschen het minimum van intensiteit in de absorptie lijn en de niet verzwakte gedeelten van het continue spectrum werd de verhouding van deze intensiteiten met behulp van op dezelfde plaat geplaatste zwartingsmerken bepaald en de breedte van de lijn uit de afstand (0,705 cm) van de natriumlijnen geschat. Deze schatting is in het beschouwde geval steeds de oorzaak van groote onnauwkeurigheid. Op andere wijze is echter deze grootheid niet te bepalen, waar zeer geringe temperatuur-

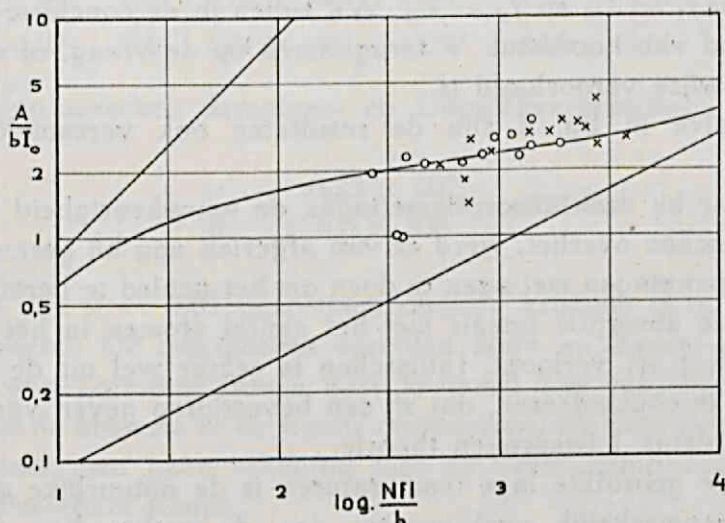


Fig. 7. $\circ D_1$ $\times D_2$

verschillen reeds een merkbare verschuiving van de lijn over de plaat veroorzaken en het lijnbeeld op de plaat verbreedten.

De in fig. 7 veel lager gelegen punten zijn afkomstig van waarnemingen, onder dergelijke ongunstige omstandigheden gedaan.

Bij sterke absorptielijnen — hier volledigheidshalve tegelijk besproken — werden de zwartingen tot intensiteiten herleid en de verhouding van deze laatsten tot het ongestoorde

continue spectrum uitgezet tegen de frequentie $\left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)$.

Het oppervlak, begrensd door de aldus verworven kromme en het continue spectrum, alle maten betrokken op het continue spectrum als eenheid, is de in hoofdstuk I vermelde

grootheid $\frac{A}{I_0}$, welke gedeeld door de lijnbreedte ten gevolge van het Doppler-effect (2b) in fig. 7 logaritmisch is uit-

gezet tegen de logaritmie van $\frac{NIf}{b}$. Voor f is ingevuld de

voor de beide D lijnen uit de formule van Ladenburg volgende waarden, wanneer men A_m^n klassiek berekend. In dit geval is $f_1 = 1/3$ en $f_2 = 2/3$. Wij zullen in de conclusie aan het eind van hoofdstuk V terugkomen op de vraag, of deze handelwijze veroorloofd is.

Behalve in fig. 7 zijn de resultaten ook verzameld in tabel I.

Waar bij deze absorptiemetingen de nauwkeurigheid veel te wenschen overliet, werd er van afgezien nog bij geringere dampspanningen metingen te doen om het gebied te bereiken, waar de absorptie lineair met het aantal atomen in het absorptievat A_1 verloopt. Intusschen is echter wel uit de metingen te concluderen, dat zij een bevestiging geven van de in hoofdstuk I besproken theorie.

Bij de gebruikte lage temperaturen is de natuurlijke demping aanmerkelijk veel grooter dan de verbreeding door botsingen, zoodat men, aannemend, dat de door de theorie voorspelde demping $\omega^1 = 0,623 \times 10^8$ juist is, voor de ver-

Tabel 1.

Nl	temp. van A_1 in $^{\circ}\text{C}$	halve Doppler- breedte in sec^{-1}	D_1		D_2	
			$\log \frac{Nf_1 l}{b}$	$\frac{A_1}{2 b I_0}$	$\log \frac{Nf_2 l}{b}$	$\frac{A_2}{2 b I_0}$
$5,23 \times 10^{12}$	237 ⁵	$6,47 \times 10^9$	2,430	1,95	2,731	2,62
$6,87 \times 10^{12}$	249 ⁵	$6,55 \times 10^9$	2,543	1,01	2,844	1,79
$7,11 \times 10^{12}$	248	$6,54 \times 10^9$	2,559	1,00	2,860	1,42
$7,46 \times 10^{12}$	248	$6,54 \times 10^9$	2,580	2,30	2,881	2,75
$9,12 \times 10^{12}$	253	$6,57 \times 10^9$	2,665	2,13	2,966	2,42
$1,36 \times 10^{13}$	263	$6,64 \times 10^9$	2,835	2,16	3,136	2,91
$1,68 \times 10^{13}$	264	$6,64 \times 10^9$	2,926	2,35	3,227	2,97
$1,91 \times 10^{13}$	267 ⁵	$6,66 \times 10^9$	2,980	2,79	3,281	3,32
$2,30 \times 10^{13}$	284	$6,77 \times 10^9$	3,054	2,88	3,355	3,27
$2,47 \times 10^{13}$	273	$6,70 \times 10^9$	3,090	2,30	3,391	3,08
$2,80 \times 10^{13}$	278	$6,73 \times 10^9$	3,142	3,37	3,443	4,19
$2,80 \times 10^{13}$	278	$6,73 \times 10^9$	3,142	2,56	3,443	2,58
$3,81 \times 10^{13}$	278	$6,73 \times 10^9$	3,276	2,61	3,577	2,79

houding tusschen dempings- en Dopplerverbreeding, vindt:

$$a = \frac{\omega'}{b} = \frac{6,23 \times 10^7}{6,6 \times 10^9} = 0,0094.$$

De met $a = 0,01$ corresponderende kromme is in fig. 7 geteekend. De meetpunten spreiden sterk en liggen gemiddeld ongeveer 8 % boven deze kromme. Ter vergelijking is tevens de kromme in de figuur opgenomen, die men verkrijgt, wanneer men geen rekening met de verbreeding door het Doppler-effect houdt.

Hierdoor is binnen de — wel is waar zeer groote — meetfouten een bevestiging verkregen van de absorptieformule uit hoofdstuk I.

Hierna werd de tweede methode geprobeerd; deze bestaat in de vergelijking van de absorptie door de met soda-oplossing gevoede met die door een op andere wijze gekleurde vlam. De sproeiïnricting werd buiten werking gesteld. Tegelijk werd door bijregeling van de andere kraantjes er voor zorg gedragen, dat de rotoren zoowel in de gas- als in de luchtrotameter weer op dezelfde hoogte stonden als vóór het buiten werking stellen van de sproeier. Een platinadraad werd vervolgens zoo gebogen, dat hij de vorm kreeg van een cirkel, waaraan dertien kleine cirkels, op gelijke afstanden over de hoofdcirkel verdeeld, aan de binnenzijde raakten (straal van de groote cirkel ca. 0,9 c.m. en van de kleinen ca. 0,1 c.m.). In deze kleine cirkels werden boraxparels gesmolten. Deze ring werd even boven de basis van de vlam symmetrisch op zoodanige hoogte bevestigd, dat alle parels juist voldoende door de vlam verhit worden om een constante natriumdampstroom af te geven.

Het aantal en de verdeling van de parels over de ring maakte de kleuring van de vlam voldoende symmetrisch om de as, echter niet in radiale richting. Het zout drong slechts in de buitenste zône door. Om nu toch het aantal deeltjes te weten, dat in de lichtweg aanwezig is, werd de op deze wijze gekleurde vlam met een lens verkleind afgebeeld op de spleet van een spectrograaf, die zoo was opgesteld, dat de spleet horizontaal lag. Op deze wijze werd de intensiteitsverdeling dwars over de lengterichting van de vlam op dezelfde hoogte, waar de absorptiemetingen gedaan zouden worden, bepaald. De kleuring van de vlam werd zoo intens gekozen, dat men mocht aannemen, dat de lichtintensiteit zelfs nog tot dichtbij de rand (bij homogene temperatuur in de vlam) evenredig is met de wortel uit het aantal natriumatomen aanwezig in de richting, waarin men een bepaald punt van de vlam beziet. Is de afstand tusschen deze lijn en de as van de vlam y en zijn er in deze richting $N(y)$ atomen, dan is dus de lichtintensiteit in deze richting evenredig met $\sqrt{N(y)}$. Quadrateeren van de gevonden intensiteiten $I(y)$

levert dus de relatieve verdeling van het aantal deeltjes over de horizontale doorsnede van de vlam, gesommeerd over evenwijdige lijnen in de richting, waarin de vlam gezien werd. Dit is juist de grootte, die wij noodig hebben zoowel voor de absorptiemetingen als voor de in hoofdstuk V te bespreken absolute intensiteitsmetingen.

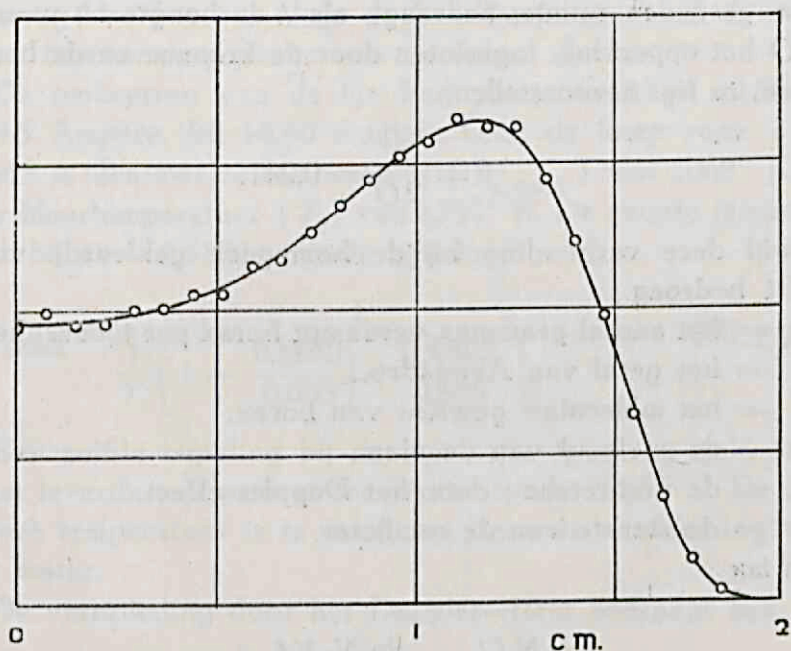


Fig. 8.

In fig. 8 is de aldus gevonden relatieve verdeling van het aantal deeltjes uitgezet tegen de afstand tot het midden van de vlam. De grens van de vlam werd daar gekozen, waar de intensiteit op de helft gedaald is, aangezien het flakkeren van de vlam de geringere helling van de intensiteit aan de grens veroorzaakte. De opstelling voor de absorptiemetingen werd in zoover gewijzigd, dat de wolframbooglamp met een lens een halve c.m. boven de groene kegel van de vlam afgebeeld werd en vervolgens met een tweede lens op de spleet. In dit geval heeft het licht, dat de spleet passeert, de as van de vlam gesneden.

Er is een klein verschil in weglengte door de vlam ten gevolge van de hellingsverschillen van de lichtwegen, dit bleek echter te verwaarloozen.

Het gedeelte van de atomen, dat zich in een lichtweg, die de as van de vlam snijdt, per c.m². loodrecht op deze lichtweg bevindt, t.o.v. het totale aantal atomen, dat aanwezig is in de door twee horizontale vlakken op 1 c m afstand uit de vlam gesneden ruimte, bedraagt, als h de hoogte bij $y = 0$ en O het oppervlak, ingesloten door de kromme en de beide assen, in fig. 8 voorstellen,

$$V = \frac{h}{2O} = 0,241.$$

terwijl deze verhouding bij de homogeen gekleurde vlam 0,391 bedroeg.

Is g = het aantal grammen verdampt borax per tijdseenheid,

N_0 = het getal van Avogadro,

M = het moleculair gewicht van borax,

s = de snelheid van de vlam,

b = de verbreeding door het Doppler-effect,

f = de sterkte van de oscillator,

dan is:

$$\frac{N f l}{b} = \frac{2 g N_0 V f}{M s b}$$

Behalve g is nog onbekend de grootheid b . Om deze grootheid te leeren kennen hebben wij de temperatuur van de vlam nodig. Deze werd als z.g. omkeertemperatuur gemeten. Door Mej. Kohn³²⁾ is nagegaan of deze temperatuur-bepaling met andere methoden overeenstemde, hetgeen het geval bleek te zijn.

Daartoe werd de band van de absolute normaallamp verkleind op de spleet van een spectroscop afgebeeld.

Tusschen bandlamp en afbeeldende lens werd de sterk gekleurde natriumvlam zoo dicht mogelijk bij de bandlamp

opgesteld, zoodat het licht van deze lamp zooveel mogelijk door het midden van de vlam ging. Nu werd de stroom door de lamp, zoowel van lagere als van hoogere stroomsterkten komend, zoo lang bijgeregeld tot de natriumlijn niet meer als een donkere resp. lichtende streep op het continue spectrum waar te nemen was. Boven en onder het continue spectrum bleef steeds als index de lichtende natriumlijn afkomstig van het niet door de bandlamp maar wel door de vlam beschenen gedeelte van de spleet te zien.

De omkeering van de lijn had plaats tusschen 10,55 en 10,65 Ampère. Bij 10,60 Ampère heeft de lamp voor $\lambda = 0,665 \mu$ een zwarte temperatuur ($T_{s;0,665}$) van 2069°K en een kleurtemperatuur (T_c) van 2282°K . De zwarte temperatuur bij $\lambda = 0,5893 \mu$ bedraagt dan:

$$T_{s;0,5893} = \frac{1}{\frac{1}{T_c} \left(1 - \frac{0,5893}{0,665} \right) + \frac{0,5893}{0,665} \frac{1}{T_{s;0,665}}} = 2090 \pm 5^\circ \text{K}$$

Een zelfde bepaling bij de met soda-oplossing gekleurde vlam leverde een omkeer-temperatuur van 2080°K . De iets lagere temperatuur is te verklaren door de verdamping van het water.

De verbreeding door het Doppler-effect bedraagt dus:

$$b = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2kT}{M}} = 1,31 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}.$$

Een correctie voor de emissie van de vlam dient te worden aangebracht. De zwarte temperatuur van de wolframbooglamp bedroeg bij $\lambda = 0,5893 \mu$ 2510°K . Hieruit volgt, dat bij de bepaalde absorptie nog 16,6 % dient opgeteld te worden. Immers bij een zwarte temperatuur van 2090°K van de lamp, vult de emissie van de vlam juist het na het passeeren van de vlam overgebleven licht van de lamp weer tot een continue spectrum aan. Waar de relatieve verdeling van de absorptie resp. emissie in de lijn dezelfde blijft, welke zwarte temperatuur de lamp ook heeft, bedraagt de ver-

houding tusschen door de vlam geëmitteerd en geabsorbeerd licht

$$e^{-\frac{1,43}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}$$

waarin T_1 de temperatuur van de vlam en T_2 de zwarte temperatuur voor de golflengte λ van de lamp voorstellen.

De bij deze metingen verkregen resultaten zijn in het eerste gedeelte van tabel II en in fig. 9 opgenomen.

Tabel 2.

Boraxparels gram/sec.		D ₁		D ₂		$\frac{A_2}{A_1}$
		$\log \frac{Nf_1 l}{b}$	$\frac{A_1}{2 b I_0}$	$\log \frac{Nf_2 l}{b}$	$\frac{A_2}{2 b I_0}$	
$4,7 \times 10^{-7}$		1,39	1,33	1,69	1,76	1,33
$1,93 \times 10^{-6}$		1,956	3,42	2,257	4,34	1,26
$9,28 \times 10^{-6}$		2,638	6,01	2,939	8,22	1,36
$9,71 \times 10^{-6}$		2,658	7,01	2,959	9,70	1,38
$5,45 \times 10^{-5}$		3,406	15,4	3,707	20,3	1,32
Sodaoplossing.						
gr. aeq./liter	cm ³ opl./sec					
$1,60 \times 10^{-2}$	$1,31 \times 10^{-3}$	2,210	1,26	2,511	2,04	1,61
$1,60 \times 10^{-2}$	$1,39 \times 10^{-3}$	2,237	1,17	2,537	1,54	1,31
$5,33 \times 10^{-2}$	$1,11 \times 10^{-3}$	2,661	2,20	2,962	3,32	1,51
$5,33 \times 10^{-2}$	$1,23 \times 10^{-3}$	2,706	2,80	3,007	3,42	1,23
$1,60 \times 10^{-1}$	$1,31 \times 10^{-3}$	3,260	4,29	3,561	5,44	1,27
Boraxoplossing.						
$7,66 \times 10^{-3}$	$1,80 \times 10^{-3}$	2,026	1,07	2,327	1,80	1,68
$7,66 \times 10^{-2}$	$1,02 \times 10^{-3}$	2,782	2,43	3,083	3,13	1,29
$7,66 \times 10^{-2}$	$1,14 \times 10^{-3}$	2,829	3,85	3,130	5,10	1,32
$7,66 \times 10^{-2}$	$1,16 \times 10^{-3}$	2,836	3,05	3,137	3,71	1,22
$7,66 \times 10^{-2}$	$1,75 \times 10^{-3}$	3,015	4,82	3,316	6,52	1,35

Met deze metingen correspondeert het best de theoretische kromme met index

$$a = \frac{\omega'}{b} = 1,05$$

of daar $b = 1,31 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ is, een waarde van de verbreiding door demping:

$$\omega' = 1,38 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}.$$

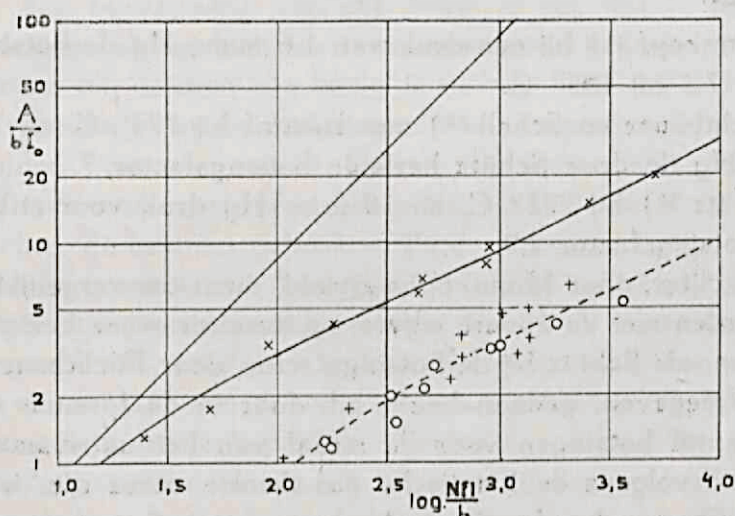


Fig. 9.

Absorptiemetingen

- × Vlammen gekleurd door boraxparels.
- + Vlammen gekleurd door verstoven boraxoplossing.
- Vlammen gekleurd door verstoven sodaoplossing.

Vult men met Schütz voor de straal van een natriumatoom en de gemiddelde straal van een molecuul in de vlam (hoofdzakelijk stikstofmoleculen) resp. $3,3 \times 10^{-8} \text{ cm}$ (uiterste kernafstand van het electron in de $2p_2$ baan volgens Thomas³³) en $1,55 \times 10^{-8} \text{ cm}$ (gaskinetisch bepaald) in de formule voor de verbreiding door botsing in, dan vindt men:

$$\omega'_{th} = 9,8 \times 10^9 \text{ sec}^{-1},$$

zoodat de verhouding tusschen deze waarden (de z.g. botsingsfactor) bedraagt:

$$\frac{\omega'}{\omega'_{th}} = 1,41$$

Het optreden van deze afwijking houdt verband met het nog niet opgehelderd verschijnsel van de naar de roode zijde verhoogde verbreeding der spectraallijnen. Zoo vinden bij natrium:

Mannkopf ³⁴⁾ bij een druk van 1,6 m.m., Hg de botsingsfactor 7,1 bij 195° C.

Füchtbauer en Schell ³⁵⁾ met stikstof bij 174° C. en 1733 m.m. Hg de door Schütz herleide botsingsfactor 7.

Schütz ³⁶⁾ bij 288° C. en 10 m.m. Hg druk voor stikstof een botsingsfactor 2,9.

Het cijfer, door Mannkopf vermeld, dient om vergelijkbaar te worden met de andere cijfers, op dezelfde wijze herleid te worden, als Schütz bij de botsingsfactor, door Füchtbauer en Schell gegeven, gedaan heeft, n.l. door in de formule voor het aantal botsingen voor de straal van het natriumatoom niet die volgens de kinetische gas-theorie, maar die, welke door Thomas berekend is, als de uiterste afstand van het electron in de $2p_2$ toestand, in te vullen. Men vindt dan in plaats van 7,1 de botsingsfactor 2,87.

Nemen wij in overeenstemming met Füchtbauer, Joos en Dinkelacker ³⁷⁾ aan, dat de dempingsconstante evenredig is met het aantal moleculen per c.m³., terwijl de botsingstheorie van Lorentz ook nog evenredigheid met de gemiddelde snelheid van de gasdeeltjes, d.i. met $\sqrt{T}$ eischt, dan zou de botsingsfactor de vorm moeten hebben $\frac{A}{\sqrt{T}}$, waarin A voor de verschillende onderzoekers de waarde zou moeten hebben: Mannkopf 62; Füchtbauer en Schell 148; Schütz 68 en volgens onze onderzoekingen 64,4. De afwijkende waarde van Füchtbauer en Schell kan een gevolg zijn van de groote

dampdichtheid, waarbij gewerkt werd. Hierdoor zouden andere storingen op de voorgrond kunnen komen.

Tevens werden absorptiemetingen gedaan aan vlammen, die op de eerder besproken methode met oplossingen gekleurd werden. Hiervoor werden zoowel soda- als boraxoplossingen gebruikt. Ook deze metingen zijn in tabel II en fig. 9 opgenomen.

De groote afwijking, die deze metingen vertoonden met die, aan boraxparels verricht, wijst er op, dat in de door sproeiing gekleurde vlam maar een klein gedeelte van het natrium als atomen aanwezig is en wel gemiddeld 12,6 %. De spreiding van deze metingen was aanmerkelijk, een verschijnsel, dat de oudere, hierna te behandelen, emissiemetingen niet vertoonden. Tusschen deze beide meetreeksen is echter de brander gebroken. Bij de reparatie is een nieuwe sproeier gemaakt en bovendien is deze sproeier toevallig hooger in de sproeiruimte geplaatst dan bij de oorspronkelijke het geval was, zoodat de groote spreiding zou geweten kunnen worden aan een slechter werken van de nieuwe sproeier. Waar de hiermee bepaalde correctiefactor voor het aantal aan de emissie deelnemende atomen bij de berekening niet gebruikt wordt, is afgezien van het opvoeren van de nauwkeurigheid van deze metingen. Ter vergelijking is in fig. 9 de door de punten, aangevende de resultaten van de boraxparelmetingen, getrokken kromme over een afstand, corresponderend met de gemiddelde correctiefactor, verschoven. Zoowel bij deze metingen, als bij de boraxparelmetingen is het verloop van de theoretische kromme in voldoende overeenstemming met de meetpunten.

Waar ook de metingen met boraxoplossingen een groote afwijking vertoonen met die met de boraxparels verricht, ligt het voor de hand de oorzaak van dit verschijnsel te zoeken in de vloeistof. Zooals reeds werd opgemerkt, was door titratie uitgemaakt, dat de verdamping geen rol speelt. Ook de temperatuur van de vlam bleef nagenoeg gelijk, zoo-

dat alleen nog als verklaring overbleef, dat de door het luchtgasmengsel meegevoerde druppeltjes niet geheel in de vlam verdampen.

Om een indruk te krijgen over de grootte-orde van dit verschijnsel werd de volgende berekening gemaakt.

Onderstellen wij, dat:

1°. de natriumatomen tegelijk in de vlam komen met de het laatst verdampende moleculen water;

2°. de directe omgeving van het verdampende druppeltje uit waterdamp bestaat;

3°. de snelheid van terugwijken van het wateroppervlak bij het beschouwen van de stroomingsverschijnselen in de waterdamp tegen deze stroomsnelheid verwaarloosd mag worden, dan geldt, dat in de waterdamp op iedere afstand r van het middelpunt van het druppeltje de door geleiding toegevoerde warmte gelijk moet zijn aan de door de waterdamp getransporteerde warmte-inhoud.

Is λ = de warmte geleidingscoëfficiënt,

T = de absolute temperatuur,

T_0 = het kookpunt in graden absoluut,

r = de afstand tot het middelpunt van het bolletje,

r_0 = de straal van het bolletje,

v = de snelheid van de dampstroom bij het oppervlak van het bolletje,

γ = het soortelijk gewicht bij het oppervlak van het bolletje,

l = de verdampingswarmte,

c_p = de soortelijke warmte bij constante druk,

dan luidt de bovengenoemde voorwaarde:

$$4 \pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = 4 \pi r_0^2 v \gamma [l + c_p (T - T_0)]$$

Nu is $\lambda = \lambda_{100} [1 + \beta (T - T_0)]$ dus:

$$\frac{1 + \beta (T - T_0)}{T - T_0 + \frac{l}{c_p}} dT = \frac{v \gamma r_0^2 c_p}{\lambda_{100} r^2} dr$$

De randvoorwaarden zijn:

voor $r = r_0$ is $T = T_0$ en

voor $r = \infty$ is $T = T_1$ de temperatuur van de vlam.

De oplossing van deze differentiaalvergelijking luidt:

$$\beta(T_1 - T_0) + \left(1 - \frac{\beta}{c_p} l\right) \log_e \left(1 + c_p \frac{T_1 - T_0}{l}\right) = \frac{v \gamma r_0 c_p}{\lambda_{100}}$$

Deze formule levert ons de dampsnelheid aan het oppervlak. Hieruit volgt voor het terugwijken van dit oppervlak door verdamping:

$$-\frac{dr}{dt} = v \gamma = \frac{\lambda_{100}}{rc_p} \left[\beta(T_1 - T_0) + \left(1 - \frac{\beta}{c_p} l\right) \log_e \left(1 + c_p \frac{T_1 - T_0}{l}\right) \right]$$

Rekent men de tijd vanaf het oogenblik, dat het bolletje geheel verdampt is, dan krijgt men bij integratie van deze vergelijking:

$$r^2 = -2 \frac{\lambda_{100}}{c_p} \left[\beta(T_1 - T_0) + \left(1 - \frac{\beta}{c_p} l\right) \log_e \left(1 + c_p \frac{T_1 - T_0}{l}\right) \right] t$$

In ons geval is: $T_0 = 373^\circ \text{K}$; $T_1 = 2090^\circ \text{K}$; $\lambda_{100} = 5,60 \times 10^{-5}$; $\beta = 2,84 \times 10^{-3}$; c_p tusschen 373 en 2090°K gemiddeld $0,565 \text{ cal/oc, gr.}$, zoodat het resultaat van de rekening wordt:

$$r^2 = -6,09 \times 10^{-4} t$$

of, daar de snelheid van de gassen in de vlam 787 cm/sec bedraagt:

$$r^2 = 7,72 \times 10^{-7} x$$

waarin x de gemiddelde afstand van de plaats van waarneming tot de groene kegel beteekent. Voor alle proeven ligt x tusschen 1 en 5 cm in, dus gemiddeld zullen alle

druppeltjes met een straal kleiner dan 9 tot 20 μ wel verdampt zijn en de grooteren niet.

Nu leverde de meting van druppeltjes even boven de uitstroomopening van het gasmengsel, op een objectglaasje opgevangen, stralen op, die tot 50 μ bedroegen. Voor de hand lag door hoogtevariatie een verandering in de intensiteit van het licht te constateeren. Deze proef leverde echter een negatief resultaat op. Hierbij werd de gemiddelde afstand tot de groene kegel gevarieerd van 2,8 tot 5,5 c.m. Dit negatieve resultaat kan natuurlijk hierdoor ontstaan, dat er relatief weinig druppeltjes tusschen 9 en 20 μ aanwezig zijn.

Deze beschouwingen worden nog ondersteund door de waarneming bij de bepaling van de vlamsnelheid met kooldeeltjes in de verstuivervloeistof, dat de kooldeeltjes op willekeurige plaatsen in de vlam beginnen te lichten. Hier is dus het bedekkende vloeistoflaagje eerst verdampt.

HOOFDSTUK V.

De emissiemetingen.

Zooals reeds in het vorige hoofdstuk naar aanleiding van de groote spreiding bij de metingen van de absorptie in de door sproeien gekleurde vlam is opgemerkt, was de brander na de reparatie veranderd. Dientengevolge is ook de correctie voor het aantal natriumatomen anders. Deze is met behulp van de absorptiemetingen te bepalen.

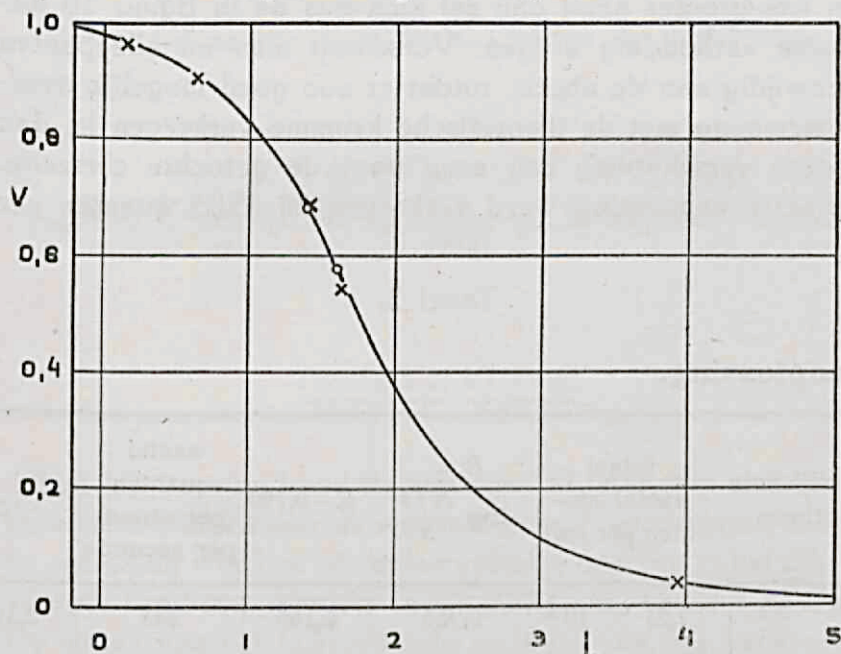


Fig. 10.

Emissiemetingen

Verzwakkingsgraad ten gevolge van zelfomkeering.

× Standaard lichtbron: de kwiklamp,

○ Standaard lichtbron: de normaallamp.

$$L = \log \frac{Nl}{2b}$$

In figuur 10 is uitgezet de verhouding V tusschen de ware intensiteit en de intensiteit, die zonder zelfomkeering zou optreden, tegen $\log \frac{Nfl}{b}$ (aangegeven met L), zooals deze

door de absorptiemetingen gevonden is ($a = 1,05$; getrokken lijn). Daar niet bij alle waarnemingen de D -lijnen gesplitst gemeten zijn, is voor f de gemiddelde waarde genomen: $f = \frac{1}{2} (\frac{1}{3} + \frac{2}{3}) = \frac{1}{2}$. Voor de gevallen, dat de D -lijnen wel afzonderlijk zijn waargenomen is hun onderlinge verhouding in de laatste kolom vermeld (tabel III). In deze tabel is te zien, dat de metingen met resp. 243 en 228 quanten per atoom (alle atomen in rekening gebracht!) een verhouding van de intensiteiten 2,1 vertoonen, die er op wijst, dat de zelfomkeering zoo goed als opgeheven is. Deelt men door een iets grooter getal dan zal men dus de in figuur 10 uitgezette verhouding krijgen. Verschuift men nu alle punten evenwijdig aan de abscis, totdat er zoo goed mogelijk overeenstemming met de theoretische kromme verkregen is, dan is deze verschuiving een maat voor de gezochte correctie. De beste aanpassing werd verkregen bij 251,5 quanten per

Tabel 3.

Sodaoplossing.

Vergelijkende lichtbron	totaal aantal atomen per cm^3	$B = \log \frac{Nfl}{b}$	$B - 0,790$	aantal quanten per atoom per seconde	D_2/D_1
kwiklamp	$7,21 \times 10^{10}$	0,955	0,165	243	2,10
	$2,09 \times 10^{12}$	2,417	1,627	137	—
	$4,16 \times 10^{14}$	4,716	3,926	10,2	—
natrium-brander met sterkere oplossing	$2,40 \times 10^{12}$	—	—	—	1,61
	$2,15 \times 10^{11}$	1,430	0,640	228	2,10
	$4,10 \times 10^{14}$	—	—	—	—
	$1,24 \times 10^{12}$	2,190	1,400	174	—
bandlamp	$1,20 \times 10^{12}$	2,175	1,385	172	1,66
	$1,91 \times 10^{12}$	2,377	1,587	146	1,59

atoom en een verschuiving over een afstand — 0,790, er is dus 16,2 % van het totale aantal atomen in het zout als atoom in de vlam aanwezig geweest.

In fig. 10 zijn de aldus gecorrigeerde punten opgenomen. Per vrij atoom bedraagt dan het aantal quanten:

$$\frac{251,5}{0,162} = 1550 \text{ quanten/atoom, sec}$$

Volgens deze metingen bedraagt dus de verblijftijd:

$$\tau = \frac{g_2 p_1 + g_2 p_2}{g_{18} \cdot q} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} = \frac{3}{1550} e^{-\frac{1,432}{5,893 \times 10^{-5}}} = 2080$$

$$\tau = \underline{1,63 \times 10^{-8} \text{ sec.}}$$

Het lag voor de hand de metingen af te sluiten met eenige emissiemetingen aan de met boraxparels gekleurde vlam. In de opstelling werd nu een spleetvormige opening in het scherm vóór de lichtbron gebruikt (hoog 0,273 c.m., breed 1,20 c.m.). De lengte van het lichtgevende gedeelte van het bandje van de normaallamp bedraagt 1,85 c.m., zoodat dit licht in de verhouding $\frac{0,273}{1,85}$ verzwakt wordt. De gebruikte bandlamp was op homogeniteit onderzocht, waarbij bleek, dat dit zonder meer veroorloofd was.

Uit figuur 8 kan men afleiden, hoeveel atomen van het totale aantal evenwijdig licht door de spleet werpen. De verhouding van de oppervlakken in deze figuur gaf een waarde 0,305.

Tabel 4.

$Na_2 B_4 O_7$ gr sec	Nl alomen cm ₂	D_1			D_2		
		$\log \frac{Nf_1 l}{b}$	correctie voor zelfom- keering (uit fig. 9)	quanten per atoom per seconde (gecorr)	$\log \frac{Nf_2 l}{b}$	correc- tie voor zelfom- keering	quanten per atoom per seconde (gecorr)
$9,26 \times 10^{-6}$	$1,80 \times 10^{13}$	2,662	5,84	578	2,963	8,40	1108
$2,64 \times 10^{-5}$	$5,13 \times 10^{13}$	3,116	10,0	547	3,417	14,2	1080

In tabel IV zijn de aldus verkregen metingen vermeld. Pogingen om met zwakker gekleurde vlammen te werken mislukten, doordat de overgang van al of niet atomen aan de vlam afstaan door de parels zeer plotseling plaats had en diensgevolge de parels de vlam sterk of in het geheel niet kleurden.

De uit deze metingen berekende waarden van de verblijftijd (nu bij 2090° K) bedragen resp.:

$$1,55; 1,615; 1,635 \text{ en } 1,66 \times 10^{-8} \text{ sec.}$$

of gemiddeld $1,615 \times 10^{-8}$ sec. in goede overeenstemming met de eerste meetreeks.

Conclusie.

Uit het bereiken van de verhouding 2,1 voor de intensiteiten van de D-lijnen volgt, dat bij deze emissiemetingen de zelfomkeering zeer gering moet zijn. Anderzijds is gebleken, dat de punten verkregen uit de emissiemetingen aan de met soda-oplossing gevoede vlam tot dekking te brengen waren met de uit absorptiemetingen aan met boraxparels gekleurde vlammen verkregen kromme (fig. 10), voor zoover deze door meetpunten was vastgelegd, terwijl het theoretisch te verwachten verdere verloop van deze kromme aansloot

aan de andere punten der emissiemetingen met soda-oplossing in de verstuiver. De hierdoor verkregen verlenging van het door metingen vastgelegde gedeelte van de absorptiekromme brengt deze in het belangrijke gebied, waar $\log \frac{NfI}{b} < 1$ is (fig. 1). Hier speelt de goed bekende verbreeding ten gevolge van het Doppler-effect alleen maar een rol en wel ten gunste van de bijna volledige opheffing van de zelfomkeering, zoodat alleen hier een uitspraak te verkrijgen is over het overeenstemmen van experiment en theorie.

Nu blijkt de experimenteele kromme inderdaad in het smalle gebied tusschen $a = 0$ en $a = \infty$ voor $\log \frac{NfI}{b} < 1$ te liggen, waarmee de juistheid van de keuze van de oscillatorsterkten f_n bewezen is. Aangezien f_n samenhangt met A_m'' , heeft A_m'' ook de waarde door de klassieke theorie gegeven. Betrouwbaarder zou dit resultaat geweest zijn als ook de absorptiemetingen tot in dit gebied hadden kunnen voortgezet worden. De onnauwkeurigheid der intensiteitsmetingen neemt echter zooals uit de verhouding der D-lijnen duidelijk te zien is snel toe, als $\frac{A}{2bI_0}$ beneden de waarde 5 komt.

De beide emissiemetingen aan de met boraxparels gekleurde vlam hebben alleen zin als contrôle op de andere metingen. Zij maken gebruik van correctiefactoren, die uit fig. 1 afgelezen worden. De juistheid van deze uit de theorie volgende samenhang moest echter volgens de besproken methode eerst getoetst worden. Een bevredigender oplossing is echter de correctiefactor voor de emissiemetingen met de soda-oplossing in de verstuiver te bepalen uit vergelijking met deze emissiemetingen, waarbij het geringe temperatuurverschil van de beide vlammen in rekening dient gebracht te worden. Men vindt dan een iets grootere correctiefactor en als eindwaarde voor de verblijftijd dezelfde uitkomst als die bij de proeven vermeld is.

De door de klassieke theorie verwachte waarde van de verblijftijd bedraagt:

$$\tau = \frac{3 m c^3}{2 e^2 \omega^2} = 1,56 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

terwijl Sugiura ³⁸⁾ met behulp van de golfmechanica voor de verblijftijd vond

$$\tau = 1,60 \times 10^{-8} \text{ sec.}$$

De in deze dissertatie beschreven proeven zijn niet nauwkeurig genoeg om te beslissen, welke van deze waarden het dichtst bij de experimenteel gevonden verblijftijd liggen.

Het eindresultaat is in goede overeenstemming met de in de inleiding genoemde onderzoekers als Ladenburg, Minkowski e.a., echter in tegenspraak met de metingen van Kerschbaum aan kanaalstralen, die voor natrium een verblijftijd van $3,7 \times 10^{-8}$ sec. vond.

De overeenstemming tusschen experimenteele en theoretische waarden wijst er op, dat de door Ladenburg en Minkowski ³⁰⁾ veronderstelde vermindering van het aantal vrije atomen door de vorming van natriumverbindingen zooals Na_2O zoo gering is, dat deze binnen de meetfouten moet liggen. Wel is er een vermindering van het aantal vrije atomen tengevolge van het nog niet verdampt zijn van vloeistof druppeltjes in geval gewerkt wordt met een sproei-inrichting om de vlam te kleuren.

LITTERATUURLIJST.

- 1 o.a. W. Wien: Ann. d. Phys. (4) 66, 229 (1920).
- 2 H. Kerschbaum: Ann. d. Phys. (4) 79, 465 (1926).
- 3 Hallo: Arch. Neerl. II 10, 148 (1905).
- 4 „ Phys. Zs. 4, 545 (1903).
- 5 Geiger: Ann. d. Phys. (4) 23, 758 (1907) en 24, 597 (1907).
- 6 Iwanow: Phys. Zs. 13, 1119 (1912).
- 7 Hansen: Ann. d. Phys. 43, 168 (1914).
- 8 H. Senftleben: Ann. d. Phys. (4) 47, 949 (1915).
- 9 R. Ladenburg en R. Minkowski: Zs. f. Phys. 6, 153 (1921).
- 10 R. Minkowski: Ann. d. Phys. (4) 66, 206 (1921).
- 11 „ Phys. Zs. 23, 69 (1922).
- 12 Loria en Roschdestwensky: Ann. d. Phys. 39, 307 (1912).
- 13 W. Kuhn: Kgl. Danske Vid. Selsk. VII, 12.
- 14 A. Filippow en W. K. Prokofjew: Zs. f. Phys. 56 458 (1929).
- 15 R. Ladenburg: Zs. f. Phys. 48, 15 (1928).
- 16 W. K. Prokofjew: Zs. f. Phys. 58, 255 (1929).
- 17 G. L. Gouy: Ann. de Chim. et Phys. (5) 18, 1 (1879).
- 18 R. Ladenburg: D. P. G. 16, 765 (1914).
- 19 H. Zahn: D. P. G. 15, 1203 (1913).
- 20 R. Ladenburg: Zs. f. Phys. 4, 451 (1921).
- 21 W. Voigt: Phys. Zs. 14, 377 (1913).
- 22 E. F. M. van der Held: Zs. f. Phys. 70, 508 (1931).
- 23 H. A. Lorentz: Kon. Acad. 6, 506 en 555 (1898).
- 24 W. J. D. van Dyck: Hand. v. h. 19de Ned. Nat. Congres.
- 25 „ Zs. f. Phys. Chem. 127, 295 (1927).
- 26 L. S. Ornstein, D. Vermeulen en E. F. M. van der Held: J. O. S. A. 20, 573 (1930).
- 27 Idem: Electrotechniek, 3 Sept. 1930.
- 28 C. N. da C. Andrade: Ann. d. Phys. (4) 37, 380 (1912).
- 29 L. S. Ornstein en E. F. M. van der Held: Ann. d. Phys. (4) 85, 953 (1928).
- 30 R. Ladenburg en R. Minkowski: Ann. d. Phys. (4) 87, 298 (1928).
- 31 W. Edmondson en A. Egerton: Proc. Roy. Soc. of London. 113, 533 (1927).
- 32 Mej. H. Kohn: Phys. Zs. 29, 49 (1928).
- 33 B. Thomas: Zs. f. Phys. 24, 169 (1924).
- 34 R. Mannkopf: Zs. f. Phys. 36, 315 (1926).
- 35 Chr. Füchtbauer en C. Schell: Phys. Zs. 14, 1164 (1913).
- 36 W. Schütz: Zs. f. Phys. 45, 30 (1927).
- 37 Chr. Füchtbauer, G. Joos en O. Dinkelacker: Ann. d. Phys. (4) 71, 204 (1923).
- 38 Y. Sugiura: Phil. Mag. VII. (4) 22, 495 (1927).

STELLINGEN.

I.

De door Blackie beschreven warmtestroommeter beantwoordt niet aan het gestelde doel.

(A. Blackie: Journ. of Scient. Instr. 7, 7 (1930)).

II.

De methode van Brumberg en Wawilow om de wetten der Brownsche beweging te toetsen is zonder analyse van het verkregen fotografische beeld onbetrouwbaar.

(E. M. Brumberg en S. I. Wawilow: Zs. f. Phys. 73, 833 (1932)).

III.

Kunnen twee spectraallijnen door een gegeven apparaat niet gescheiden waargenomen worden, dan is voor de analyse van het samengesteld lijnbeeld volgens de gebruikelijke methode de onderstelling, dat elke component een symmetrische intensiteitsverdeling moet hebben, niet voldoende.

IV.

De toepassing van sonden voor de bepaling van potentialen in elektrische lichtbogen is af te keuren.

(W. B. Nottingham: Journ. of the Franklin Inst. 207, 299 (1929)).

V.

De phase in het buigingsbeeld van evenwijdig op een rooster vallend monochromatisch licht is constant.

VI.

Ten onrechte houdt Knudsen bij zijn berekeningen over de radiometerdruk geen rekening met het aandeel, dat de rotatie der moleculen aan de druk op een wand bijdraagt.

(Knudsen: Ann. d. Phys. V 6, 129 (1930)).

VII.

Bij het lichtgeven der diffuse nevels speelt de verstrooiing door vrije electronen een belangrijke rol.

